

自由表面附近运动的位错—— 各向异性介质情况*

李 国 旺 黄 咨 根

北京科技大学物理系, 北京, 100083

杨 顺 华

北京科技大学材料物理系, 北京, 100083

1991 年 2 月 4 日收到

本文将 Eshelby 等人关于无限各向异性介质中静止位错弹性理论加以推广, 并结合运用 Green 张量函数积分法提出计算半无限各向异性介质中在自由表面附近运动位错弹性场的处理方案。作为示例, 以 r -Fe/自由空间系统进行数值计算, 计算结果显示位错运动对弹性场的影响。当位错运动速度 $v \rightarrow 0$ 时, 与静止位错的情况一致。离自由表面越近的场点处表面效应越显著。位错所受的“像力”表示自由表面对运动位错有“吸引”作用。本文所提出的简单理论和方法可适用于任意各向异性介质中运动位错的弹性场及所受“像力”的计算, 这对研究介质的一些力学性质具有一定的意义。

PACC: 6170G; 6890

一、引 言

研究介质中位错运动一直是人们感兴趣的课题。因为它对了解材料的一些力学性质如滑移、加工硬化、疲劳、蠕变、断裂等有重要的理论意义和实际价值。无限介质中运动位错弹性场已有不少人进行研究, 这些结果多限于各向同性介质情况^[1-3]。对于各向异性介质也有较好的处理方法, 但涉及的多是无限介质中静止位错的讨论^[4-6]。杨顺华等人曾对二相介质中与相界斜交的静止位错^[7]和在二相系统中匀速运动的直线位错弹性场^[8]进行了计算, 后者讨论的是处在相界面上运动位错情况, 这有助于研究相界上高速运动位错的特性, 从而探讨位错运动在无扩散相变中的作用。对于有限各向异性介质中离自由表面较近的运动位错弹性场的处理方法尚未见报道。这一问题不仅要考虑介质的各向异性, 还要涉及到自由表面对运动位错弹性场的影响, 繁复的计算给定量讨论带来一定困难。建立适当的数理模型, 借助于速度较快、容量较大的计算机可以解决这一问题。

本文取一个与运动位错相对静止的运动坐标系, 通过简单的坐标变换将各向异性介质中静止位错弹性场理论 Eshelby 方法加以推广, 并利用 Green 张量函数积分法求出自由表面对运动位错弹性场的影响, 从而求出运动位错在半无限各向异性介质中的总应

* 国家自然科学基金资助的课题。

力场和所受的“像力”。本文所提出的理论公式和计算方法可应用于任意各向异性介质中运动位错的情况,具有普遍适用性。

二、运动坐标系中的基本方程及其求解

设有一个 Burgers 矢量为 b 的长直线位错位于半无限各向异性介质中,靠近且平行于自由表面,以速度 v 作匀速直线运动。欲计算此运动位错的总应力场,首先要计算出此位错在无限介质中引起的“ ∞ 场”,再考虑将介质切去一半,然后进行应力弛豫,使自由表面上的应力分量为零,求得自由表面引起的“像场”。将“ ∞ 场”和“像场”二者迭加,即可得运动位错的总应力场。最后再计算出“像场”对运动位错的作用力,即“像力”。

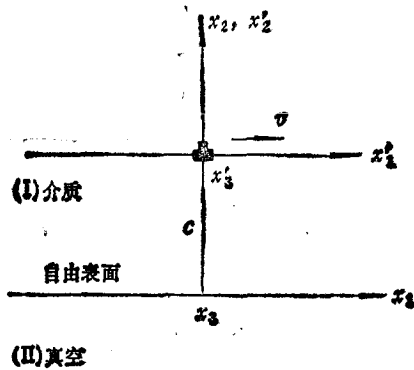


图1 实验室坐标系 (x_1, x_2, x_3) 和自然坐标系 (x'_1, x'_2, x'_3)

如图1所示,设 (x_1, x_2, x_3) 是实验室坐标系(为简单起见,以平面图示之, x_3 轴垂直于纸面), x_1x_2 面将空间分为两个半无限空间,令其分别为区 (I) 和区 (II),区 (I) 充满各向异性介质,区 (II) 是真空,即 $x_2 = 0$ 平面是自由表面。介质中有一长直线位错平行于 x_3 轴,到自由表面距离为 c 且以速度 $v = v\hat{x}_1$ 沿 x_1 轴作匀速运动。由于这是一种恒稳状态,我们另选一坐标系 (x'_1, x'_2, x'_3) (图1) 也以速度 $v = v\hat{x}_1$ 运动,则位错相对于此坐标系(可称之为自然坐标系)是静止的,位错线始终与 x'_3 轴重合(x'_3 轴垂直于纸面),这样可将弹性理论中静止位错的解形式地推广到运动位错情况。

在实验室坐标系中,弹性静力学的平衡方程是 Navier 方程

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} + f_i = 0. \quad (1)$$

若不考虑体力 f_i ,则相应的运动方程为

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} = \rho \ddot{u}_i. \quad (2)$$

在匀速运动下,方程(2)的形式解为

$$u = u(x - vt). \quad (3)$$

若取运动坐标系 x' ,两个坐标系间坐标变换为

$$x' = x - vt. \quad (4)$$

写成分量形式为

$$\begin{aligned} x'_1 &= x_1 - vt, \\ x'_2 &= x_2 - c, \\ x'_3 &= x_3, \end{aligned} \quad (5)$$

c 是运动坐标系原点 o' 距自由表面 $x_2 = 0$ 的距离。由(5)式显然有

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_m} &= \frac{\partial}{\partial x'_m}, \\ \frac{\partial}{\partial t} &= -v_l \frac{\partial}{\partial x'_l}.\end{aligned}\quad (6)$$

通过 (6) 式可将方程 (2) 化为

$$c'_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x'_i \partial x'_j} = 0. \quad (7)$$

方程 (7) 与实验室坐标系中的 Navier 方程 (1) 形式上完全一致 ($f_i = 0$), 区别只是在 (7) 式中

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} - \rho v_i v_l \delta_{jk} \quad (8)$$

是有效弹性模量张量。位错运动效应已暗含于方程 (7) 和 (8) 中, 而 c_{ijkl} 是实验室坐标系中弹性模量张量分量。

在自然坐标系 (x'_1, x'_2, x'_3) 中, 方程 (7) 的解法和解的形式与静止情况下的 Navier 方程一致。可将 Eshelby 方法^[6]直接推广于此。

因为位错线沿 x'_3 轴, 则此位错线的弹性场量不随 x'_3 变化, 即属 $\partial/\partial x'_3 \equiv 0$ 的准平面问题, 这样可设方程 (7) 的试解为

$$\begin{aligned}u_k(x'_1, x'_2) &= u(\xi') = A_k f(\xi'), \\ \xi' &= x'_1 + p x'_2,\end{aligned}\quad (9)$$

其中 A_k , p 是待定常数, $f(\xi')$ 是待定函数。先求 p 和 A_k , 将 (9) 式代入原方程 (7) 后并消去公因子 $d^2 f/d\xi'^2$, 可得关于诸 A_k 的齐次代数方程组:

$$a_{ik} A_k = 0 \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (10)$$

$$a_{ik} = c'_{i1k1} + p(c'_{i1k2} + c'_{i2k1}) + p^2 c'_{i2k2}. \quad (11)$$

欲使方程组 (10) 有非零解, 则要求其系数行列式是零

$$\det |a_{ik}| = 0. \quad (12)$$

方程 (12) 是关于 p 的一个 6 次代数方程, 一般很难求出解析解。可采用数值法解之, 它应有 6 个根 $p_l, l = 1, 2, \dots, 6$ 。将诸 p_l 代入方程组 (10), 可求出其相应的诸系数 $A_k(l)$, 这样位移分量可表为

$$u_k(x'_1, x'_2) = \text{Re} \left[\sum_{l=1}^6 A_k(l) f_l(\xi'_i) \right], \quad (13)$$

$$\xi'_i = x'_1 + p_l x'_2. \quad (14)$$

由此可得出应力张量诸分量:

$$\sigma_{ij} = \text{Re} \left\{ \sum_{l=1}^6 [c'_{ijl1} + p_l c'_{ijl2}] A_k(l) \frac{df_l(\xi'_i)}{d\xi'_i} \right\}, \quad (15)$$

其中 Re 表示实部。

下面求未知函数 $f_l(\xi'_i)$ 。根据应力在介质内点上的单值解析性, 可将 $df_l(\xi'_i)/d\xi'_i$ 在 (x'_1, x'_2, x'_3) 坐标系中, $x'_1 x'_2$ 平面上除 $x'_2 = 0$ 处之外的区域中展开为罗朗级数

$$\frac{df_l(\xi'_i)}{d\xi'_i} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a'_n \xi'^n. \quad (16)$$

考虑到位错条件,即绕位错线环行位移必有跃变,可定出

$$f(\xi_i) = \frac{D_l}{\pm 2\pi i} \ln \xi_i, \quad (17)$$

其中 $2\pi i$ 的符号与 p_l 的虚部一致, D_l 是循环常数。引入记号

$$B_{ij}(l) = (c'_{ijk_1} + p_l c'_{ijk_2}) A_k(l), \quad (18)$$

可根据位错条件确定循环常数 D_l 。首先,环绕位错位移矢量的跃变应等于 Burgers 矢量 \mathbf{b} ,其次,作用在位错芯壁上的净力应等于零,则有如下两组方程:

$$\operatorname{Re} \left[\sum_{l=1}^6 A_k(l) D_l \right] = b_k, \quad (19)$$

$$\operatorname{Re} \left[\sum_{l=1}^6 B_{ij}(l) D_l \right] = 0. \quad (20)$$

由方程 (19) 和 (20) 可定出 D_l 。代入 (13) 和 (15) 式最终可得在各向异性介质中位于 x'_3 轴上无限长直线位错所产生的“ ∞ 场”表达式

$$u'_k(\mathbf{x}') = \operatorname{Re} \left[\sum_{l=1}^6 \frac{A_k(l) D_l}{\pm 2\pi i} \ln \xi_i \right], \quad (21)$$

$$\sigma'_{ij}(\mathbf{x}') = \operatorname{Re} \left[\sum_{l=1}^6 \frac{B_{ij}(l) D_l}{\pm 2\pi i} \frac{1}{\xi_i} \right]. \quad (22)$$

至此,还未考虑边界条件即自由表面对运动位错弹性场的影响。

三、自由表面引起的“像场”

由 (22) 式可以算出“ ∞ 场”在自由表面上的应力分量 $\sigma'_{ij}(s)$, 肯定不等于零。事实上,自由表面应满足边条件:

$$\Delta u_i = 0, \quad (23)$$

$$\Delta \sigma_{iz} = 0. \quad (24)$$

这样,可虚拟一个面力 $\sigma'_{iz}(s)$ 作用在自由表面 s 上,以抵消“ ∞ 场”在此面上的应力分量,使之满足

$$\sigma'_{iz}(s) + \sigma'_{iz}(s) = 0. \quad (25)$$

此虚拟的面力 $\sigma'_{iz}(s)$ 在介质内产生的弹性场称为“像场”。可以认为此“像场”是在切去下半无限空间介质时,介质进行应力弛豫产生的。

借助于 Green 张量函数积分法可求此“像场”,即

$$u'_k(\mathbf{x}') = \int_s G_{ik}(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'') \sigma'_{ij}(\mathbf{x}'') ds'_j \quad (26)$$

$$\sigma'_{ij}(\mathbf{x}') = c_{ijmn} \frac{\partial u'_m(\mathbf{x}')}{\partial x'_n}, \quad (27)$$

其中 \mathbf{x}' , \mathbf{x}'' 分别代表“像场”的场点(在介质内)和源点(在自由表面上)的坐标(图 2)。 G_{ik} 是 Green 张量函数,其表达式为

$$G_{ik}(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'') = - \frac{Q_{ik}}{4\pi |\mathbf{x}' - \mathbf{x}''|}, \quad (28)$$

$$Q_{ik} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (nn)_{ik}^{-1} d\omega. \quad (29)$$

Green 张量函数 $G_{ik}(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'')$ 表示在 \mathbf{x}'' 处沿 x'_k 轴方向作用的单位集中力(点力)在介质中 \mathbf{x}' 处产生的弹性位移的 i 分量。方程 (28) 和 (29) 所示的 G_{ik} 表示式推导过程比较复杂,要通过 G_{ik} 的基本定义方程

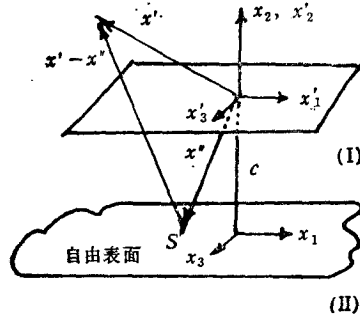


图2 “像场”的源点和场点示意图

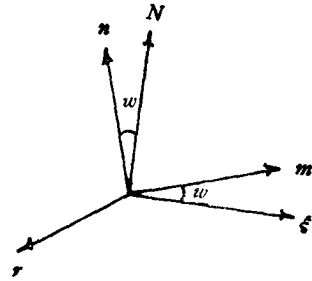


图3 几个矢量及积分变量的关系

$$c_{mni} \frac{\partial^2 G_{ik}(\mathbf{r})}{\partial r_m \partial r_n} + \delta_{pk} \delta(\mathbf{r}) = 0 \quad (30)$$

和定义在 \mathbf{x}' 空间标量函数 $f(\mathbf{x}')$ 的 Radon 变换

$$f = f(\mathbf{n}, \alpha) = \iint_{\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}' = \alpha} f(\mathbf{x}') dS, \quad (31)$$

$$f(\mathbf{x}') = -\frac{1}{8\pi^2} \iint_{|\mathbf{n}|=1} \left[\frac{\partial^2 f(\mathbf{n}, \alpha)}{\partial \alpha^2} \right]_{\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}' = \alpha} dS \quad (32)$$

求得^[9]。

求“像场”(26)和(27)式时,必须先计算 Green 张量函数 $G_{ik}(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'')$ 及其偏微分,其微分表示式为

$$\frac{\partial G_{ik}}{\partial r_m} = -\frac{1}{8\pi^2 |\mathbf{r}|^2} \int_0^{2\pi} [\hat{r}_m (nn)_{ik}^{-1} - n_m F_{ik}] d\omega, \quad (33)$$

其中

$$F_{ik} = F_{ki} = (nn)_{ij}^{-1} [(\hat{r}\hat{r})_{jp} + (\hat{r}\mathbf{n})_{jp}] (nn)_{pk}^{-1}. \quad (34)$$

以上诸式中, $\mathbf{r} = \mathbf{x}' - \mathbf{x}''$ 是由源点至场点的矢量, \hat{r} 是其单位矢量, ξ 垂直于 \mathbf{r} , \mathbf{N} 是 $\mathbf{r} \times \xi$ 平面的法线, \mathbf{n} 和 \mathbf{m} 是在 $\mathbf{N} \times \xi$ 平面内的单位矢量, 且分别与 \mathbf{N} 和 ξ 夹角为 ω 。图2和图3示出了上述几个矢量及积分变量 ω 的关系。

此外,在计算 G_{ik} 时,还要解决求逆矩阵 $(nn)_{ik}^{-1}$ 的问题。关于矩阵 (nn) , 有定义式

$$(nn)_{ik} = n_m c_{mik} n_l, \quad (35)$$

其逆矩阵 $(nn)_{ik}^{-1}$ 的一般形式可表为

$$(nn)_{ik}^{-1} = \frac{\varepsilon_{ilm} \varepsilon_{kvw} (inn)_{lv} (nn)_{mw}}{2\varepsilon_{pqk} (nn)_{lp} (nn)_{2q} (nn)_{3n}} = (nn)_{ki}^{-1}, \quad (36)$$

其中 ϵ_{ilm} 等是 Levi-Civita 符号。对于对称性较低的晶系,由于弹性模量四阶张量独立分量个数较多,具体计算逆矩阵 $(nn)_{ik}^{-1}$ 非常繁复。对于立方晶系,弹性模量独立分量个数较少,逆矩阵 $(nn)_{ik}^{-1}$ 可表为

$$(nn)_{11}^{-1} = \frac{e(e+f) - efn_1^2 + (f^2-1)(n_2n_3)^2}{(c_{12} + c_{44})D} \quad (37)$$

$$(nn)_{22}^{-1} = \frac{e(e+f) - efn_2^2 + (f^2-1)(n_3n_1)^2}{(c_{12} + c_{44})D}, \quad (38)$$

$$(nn)_{33}^{-1} = \frac{e(e+f) - efn_3^2 + (f^2-1)(n_1n_2)^2}{(c_{12} + c_{44})D}, \quad (39)$$

$$(nn)_{12}^{-1} = \frac{-n_1n_2[(f-1)n_3^2 + e]}{(c_{12} + c_{44})D} = (nn)_{21}^{-1}, \quad (40)$$

$$(nn)_{23}^{-1} = \frac{-n_2n_3[(f-1)n_1^2 + e]}{(c_{12} + c_{44})D} = (nn)_{32}^{-1}, \quad (41)$$

$$(nn)_{31}^{-1} = \frac{-n_3n_1[(f-1)n_2^2 + e]}{(c_{12} + c_{44})D} = (nn)_{13}^{-1}, \quad (42)$$

其中参数 D , e 和 f 分别为

$$D = e^2 + (e+f) + e(f^2-1)(n_1^2n_2^2 + n_2^2n_3^2 + n_3^2n_1^2) + (f-1)^2(f+2)(n_1n_2n_3)^2, \quad (43)$$

$$e = \frac{c_{44}}{c_{12} + c_{44}}, \quad (44)$$

$$f = \frac{c_{11} - c_{44}}{c_{12} + c_{44}}, \quad (45)$$

其中 n_1, n_2, n_3 是 n 对立方体晶轴的三个分量,虽然上列的立方晶系逆矩阵形式稍简,但实际数值计算仍较繁复。

四、运动位错总应力场和所受“像力”

如前所述,(22)和(27)式分别表示运动位错所产生的“ ∞ 场”和自由表面引起的“像场”,则运动位错总应力场应等于二者之和,即

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}') = \sigma_{ij}^{\infty}(\mathbf{x}') + \sigma_{ij}^{\text{像}}(\mathbf{x}'). \quad (46)$$

根据 Peach-Koehler 公式^[9],可求出“像场”对运动位错的作用力,即“像力”。

$$F_k = \epsilon_{kij} b_i \sigma'_{ij} t_l, \quad (47)$$

其中 ϵ_{kij} 是 Levi-Civita 记号, b_i 是 Burgers 矢量的 i 分量, t_l 是位错切线矢量 \hat{t} 的 l 分量。

五、具体计算实例

前面几节仅对求解过程进行了理论推导,为具体确认上述各步骤的实施,我们以 γ -Fe/自由空间系统为例进行具体数值计算。

如图 1 所示, 区域 (I) 是 γ -Fe, 区域 (II) 是自由空间, 有关 γ -Fe 的物理量如点阵常数、密度、波速, 以及晶体学坐标系中弹性模量数值均示于表 1 中。

表 1 γ -Fe 的有关物理常数^[10]

γ -Fe (f. c. c.)	点阵常数 (\AA)	密度 ρ	波速 (m/s)			弹性模量 ($\times 10^{11} \text{N/m}^2$)		
			v_l (纵)	v_t (切)	v_s (切)	c_{11}	c_{12}	c_{44}
	3.656	7.583	6825	2716	4227	2.737	1.618	1.355

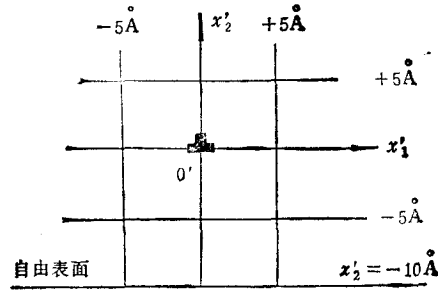
为使实验室坐标系与经典的 Nishiyama-Wasserman 关系一致, 令

$$\begin{aligned} [\bar{1} \bar{1} 2]_r // \xi_1, \\ [1 1 1]_r // \xi_2, \\ [\bar{1} 1 0]_r // \xi_3. \end{aligned} \quad (48)$$

自然坐标系相对于实验室坐标系以速度 $v = v\xi_1$ 运动, 且二者平行, 原点 o' 的坐标是 $(vt, c, 0)$ 。为适当显示位错运动效应, 选 $v_1 = 2000 \text{m/s}$, 即约是切变波速 v_t 的一半

$$\text{Burgers 矢量 } \mathbf{b} = \frac{a}{2}[0 \bar{1} 1].$$

程序设计使用 BASIC 语言, 主要子程序共 10 个, 其中有涉及到弹性模量四阶张量的两次坐标变换^[11]以及求解六次代数方程等。尽管计算实例采用对称性高的立方晶系, 但求逆矩阵 $(nn)^{-1}$ 和 Green 张量函数计算程序仍相当繁复, 其间要遇到大量的数值积分和偏微分, 既要考虑计算速度, 又要估计到结果的精确度。对于“像场”, 经过多次试验性计算, 确定取位错线下方对称位置上 $x'_2 = -10 \text{\AA}$ 的自由表面上大小为 $20 \text{\AA} \times 20 \text{\AA}$ 的面积作为积分面进行计算已足够精确。

图 4 在面 $x'_1 = 0$ 上典型的 6 条直线位置示意图

作为示例, 我们计算了 $x'_3 = 0$ 平面上具有代表性的六条直线上总应力场 σ_{11} 和 σ_{12} 随场点坐标的变化, 这 6 条线分别是 $x'_1 = 0$, $x'_1 = \pm 5 \text{\AA}$, $x'_2 = 0$, $x'_2 = \pm 5 \text{\AA}$ 。自由表面位于 $x'_2 = -10 \text{\AA}$ 处, 即 $x_2 = 0$ 平面, 它们的位置如图 4 所示。

所计算的总应力场量 σ_{11} 和 σ_{12} 随场点坐标的变化情况分别示于图 5 和图 6 中。需要指出, 图中所给出的结果是在运动坐标系中观察的。

由 (47) 式计算出“像场”对单位长度位错线的作用力(即“像力”)数值为

$$\begin{aligned} F_1 &= 1.304 \text{N}, \\ F_2 &= -0.342 \text{N}, \\ F_3 &= 0. \end{aligned} \quad (49)$$

不难看出, 此“像力”也是恒稳的。参照“像场”的意义对此力的作用很易了解, 它表示自由表面对位错有“吸引”作用。

六、讨 论

本文对无限各向异性介质中静止位错弹性理论作了推广,即较简单地应用伽里略变换式(5)得到运动坐标系中的基本方程(7),它与静止情况下的 Navier 方程(1)形式上一致。并结合应用关于有限介质中弹性场的 Green 函数张量积分法计算了自由表面引起的“像场”。作为示例,对 γ -Fe/自由空间系统中运动位错的弹性场,自由表面引起的“像场”和运动位错所受的“像力”进行了数值计算。为具体体现上述理论求解各步骤的实施,选择一个简单的理想化模型,这是接近晶体中实际运动位错计算的一个良好开端。只要知道晶体结构、弹性模量等有关物理常数,本文的理论模型和计算方法原则上可应用于任意各向异性介质,故具有一定普适性。

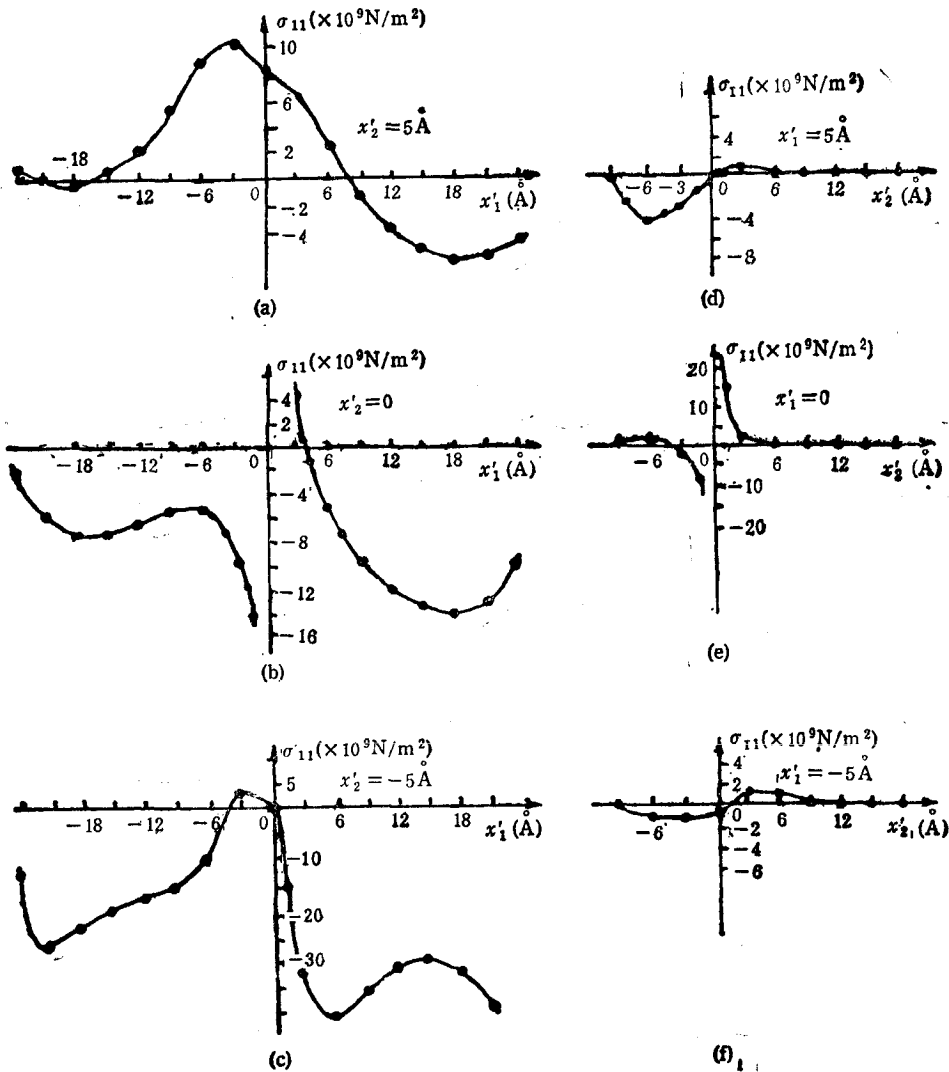


图5 总应力场 σ_{11} 随场点坐标的变化

图 5 和图 6 所示的应力场是在运动坐标系中观察的结果,若在实验室坐标系中观察,其曲线形状如随位错运动的“波包”,这种波包的不对称性反映了介质的各向异性和位错运动的总效果。

由图 5(b),(e) 和图 6(b),(e) 可以看出,处在位错线上的点其应力场发散,其它所有的点应力场均不发散。离位错线越近,弹性场变化越大。图中所示的应力场在位错线上的发散情况类同于普通各向同性介质中静止位错的情况。

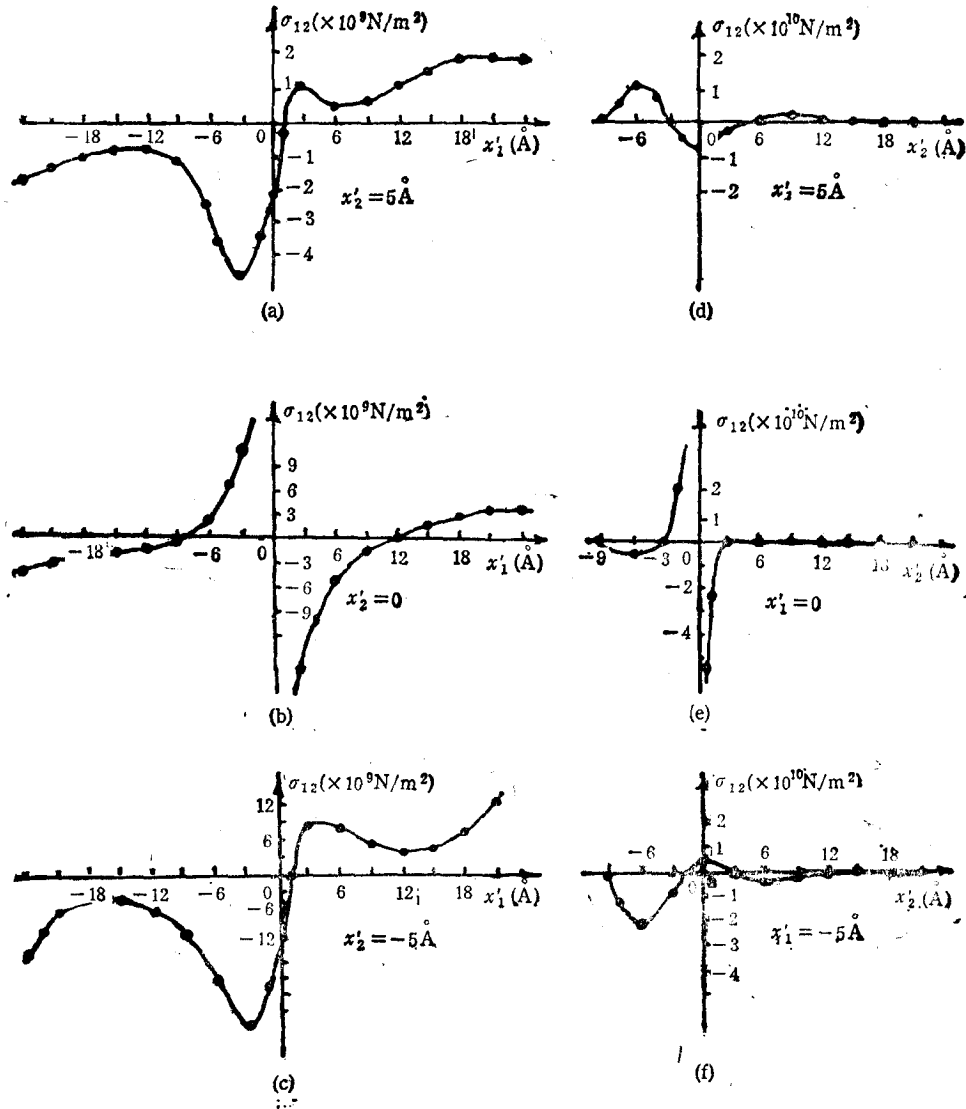


图 6 总应力场 σ_{12} 随场点坐标的变化

对于离自由表面越近的场点,表面效应越显著。

作用在运动位错上的广义“像力”指向自由表面,表示自由表面对运动位错有“吸引”作用。这对研究晶体的有关力学性质有一定意义。

为显示位错运动效应,本文只以一种位错运动速度 ($v = 2000\text{m/s}$) 为例进行了数值计算。至于不同位错速度对弹性场的影响,可以改变速度 v 用相同方法重复计算。当 $v \rightarrow 0$ 时,即可得到静止位错的结果。但是对于变速运动情况,此法失效,这需要对各向异性介质中弹性波传播另作细致分析和进一步探讨,这或许会导出接近于晶体中实际位错弹性理论的另一一些有意义的结果。

工作中曾与马如璋教授进行有益的讨论,在此深表谢意。

- [1] 杨顺华,晶体位错理论基础,第一卷,科学出版社,(1988),第六章.
- [2] J. Weertman and J. R. Weertman, in "Dislocations in Solids", F. R. N. Nabarro ed., North-Holland Publishing Co., (1980), Vol. 3, Chap. 8.
- [3] 高飞、杨顺华,物理学报,39(1990),1097.
- [4] D. J. Bacon, D. M. Barnett and R. O. Scattergood, *Prog. in Mat. Sci.*, 23(1979), 51.
- [5] 杨顺华,晶体位错理论基础,第一卷,科学出版社,(1988),第五章.
- [6] J. D. Eshelby, W. T. Read, W. Shockley, *Acta Met.*, 1(1953), 251.
- [7] 杨顺华、胡小锋、马如璋,物理学报,38(1989),1483.
- [8] 杨顺华、王朝阳,物理学报,39(1990),1251.
- [9] M. O. Peach, and J. S. Koehler, *Phys. Rev.*, 80(1950), 436.
- [10] 点阵常数引自 *Material Science*, 3(1985), 143; 其它数据引自 *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 3(1973) Fig. 15, Fig. 4, Tab. 4, Tab. 7 and Tab. 8.
- [11] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Oxford at the Clarendon Press, (1957).

DISLOCATION IN MOVING NEAR THE FREE SURFACE —ANISOTROPIC CASE

LI GUO-WANG HUANG LIN-GEN

Department of Physics, Beijing University of Science and Technology, Beijing, 100083

YANG SHUN-HUA

Department of Materials Physics, Beijing University of science and Technology, Beijing, 100083

(Received 4 February 1991)

ABSTRACT

In this paper, the Eshelby theory of static dislocation in infinite anisotropic medium is extended, and combining the integration method with Green tensor function, to treat a dislocation moving uniformly near free surface. We take the system of γ -Fe/free space as an example to perform numerical calculation, the result shows the influence of dislocation motion on its elastic fields. As the velocity of dislocation $v \rightarrow 0$, the result coincide with that of static dislocation. On field point more close to the surface, the influence of the surface becomes more significant. The calculated "image force" acting on the dislocation shows that the action of the surface is attractive in nature. The simple theory and method suggested in this paper can be applied to calculate the elastic field of and "image force" on moving dislocation in any anisotropic medium, and would be significant in investigation of mechanical properties of the medium.

PACC: 6170G; 6890