կությունը շատ մաքուր կիսահաղորդիչներում։ Ստացված է նաև սովորական բոլցմանյան ար-տահայտությունը շարժունակության համար՝ հաշվի առնելով դիսլոկացիոն պոտենցիալի էկրանավորումը։ Քննարկված են նրա կիրառելիության պայմանները։

THE MOBILITY OF CHARGE CARRIERS IN VERY PURE SEMICONDUCTORS WITH SCREW DISLOCATIONS

K. O. KECHECHYAN

The mobility of charge carriers due to the scattering on screw dislocations in very pure semiconductors is calculated based on the equation allowing for the quasiparticle effects. The expressions for mobility in the case of large concentration of carriers and small concentration of dislocations were obtained by means of kinetic equation method. The conditions for the applicability of both the expressions are discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 260—265 (1982)

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ

А. А. ХЗАРДЖЯН, С. М. ХЗАРДЖЯН, А. А. ПРЕДВОДИТЕЛЕВ

В работах [1, 2] был предложен метод, позволяющий определять поля напряжений различных дислокационных образований с произвольными векторами Бюргерса, лежащих в любой плоскости, параллельной поверхности изотропной пластины. В настоящей работе дано развитие этого метода для случая анизотропной пластины с гексагональной симметрией.

Пусть дана пластина, вырезанная по базисной плоскости гексагонального кристалла и занимающая область $\{-\infty < x_1, x_2 < +\infty, -h_2 \leqslant \leqslant x_3 \leqslant +h_1\}$. Внутри пластины в плоскости $x_3 = 0$, параллельной поверхности пластины, лежит дислокационная петля; боковые границы пластины свободны. Необходимо найти напряженно-деформированное состояние пластины.

Для решения задачи удобно построить, как и в [1, 2], три вспомогательные краевые задачи, причем первые две краевые задачи соответствуют случаю плоской деформации, а третья — антиплоской.

1. Пусть $U_2 \equiv 0$, $\partial/\partial x_2 \equiv 0$,

$$\begin{gathered}\sigma_{13}(x_1, +0) = \sigma_{13}(x_1, -0), \quad \sigma_{33}(x_1, +0) = \sigma_{33}(x_1, -0),\\ \sigma_{13}(x_1, x_3) = \sigma_{33}(x_1, x_3) = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -h_2; +h_1,\\ U_\gamma(x_1, +0) = t\cos mx_1, \quad U_\gamma(x_1, -0) = (t-1)\cos mx_1,\\ U_\lambda(x_1, +0) = U_\lambda(x_1, -0),\end{gathered} \tag{1}$$

причем для первой вспомогательной краевой задачи $\gamma = 3$, $\lambda = 1$, а для второй $\gamma = 1$, $\lambda = 3$.

Если искать решение уравнения равновесия теории упругости, удовлетворяющее краевой задаче (1), в виде

$$U_\gamma = \cos mx_1 f_\gamma(x_3),$$
$$U_\lambda = \sin mx_1 f_\lambda(x_3),$$

то для параметров упругого поля найдем

$$U_1^{j\pm} = \left\{ \begin{array}{c} \sin mx_1 \\ \cos mx_1 \end{array} \right\} \sum_{l=1}^{4} P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3),$$

$$U_3^{j\pm} = \left\{ \begin{array}{c} \cos mx_1 \\ -\sin mx_1 \end{array} \right\} \sum_{l=1}^{4} k_l (b_4 + k_l^2 b_3) P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3),$$

$$\sigma_{11}^{j\pm} = M_1^{j\pm} \left\{ \begin{array}{c} \cos mx_1 \\ -\sin mx_1 \end{array} \right\}, \quad \sigma_{13}^{j\pm} = M_2^{j\pm} \left\{ \begin{array}{c} \sin mx_1 \\ \cos mx_1 \end{array} \right\}, \tag{2}$$

$$\sigma_{33}^{j\pm} = M_3^{j\pm} \left\{ \begin{array}{c} \cos mx_1 \\ -\sin mx_1 \end{array} \right\}, \quad \sigma_{22}^{j\pm} = M_4^{j\pm} \left\{ \begin{array}{c} \cos mx_1 \\ -\sin mx_1 \end{array} \right\},$$

где

$$M_1^{j\pm} = m \sum_{l=1}^{4} [c_{11} + c_{13} k_l^2 (b_4 + k_l^2 b_3)] P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3),$$

$$M_2^{j\pm} = m\, c_{55} \sum_{l=1}^{4} k_l (1 - b_4 - k_l^2 b_3) P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3),$$

$$M_3^{j\pm} = m \sum_{l=1}^{4} [c_{13} + c_{33} k_l^2 (b_4 + k_l^2 b_3)] P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3),$$

$$M_4^{j\pm} = m \sum_{l=1}^{4} [c_{12} + c_{13} k_l^2 (b_4 + k_l^2 b_3)] P_l^{j\pm} \exp(mk_l x_3), \quad j = 1,\ 2.$$

Здесь и далее знаки плюс и минус относятся соответственно к областям пластины, для которых $x_3 \geqslant 0$ и $x_3 < 0$,

$$k_1 = -k_3 = -\sqrt{-\frac{b_1}{2} - \sqrt{\frac{b_1^2}{4} - b_2}},$$

$$k_2 = -k_4 = -\sqrt{-\frac{b_1}{2} + \sqrt{\frac{b_1^2}{4} - b_2}},$$

$$b_1 = \frac{c_{13}(c_{13} + 2c_{55}) - c_{11}c_{33}}{c_{33}c_{55}}, \quad b_2 = \frac{c_{11}}{c_{33}}, \quad b_3 = \frac{c_{33}}{c_{13} + c_{55}},$$

$$b_4 = \frac{(c_{13} + c_{55})^2 - c_{11}c_{33}}{c_{55}(c_{13} + c_{55})},$$

$c_{\alpha\beta}$ — модули упругости [3] (α, $\beta = 1, 2, 3$).

В (2) верхняя строчка соответствует первой ($j = 1$) вспомогательной краевой задаче, а нижняя — второй ($j = 2$). Коэффициенты $P_l^{j\pm}$ и t находим, решая соответствующую систему из девяти линейных уравнений (1) для каждой из двух вспомогательных краевых задач.

2. Третья вспомогательная краевая задача (антиплоская деформация).

Для этого случая имеем

$$
\begin{aligned}
&U_1 \equiv U_3 \equiv 0, \quad \partial/\partial x_2 \equiv 0,\\
&U_2(x_1, +0) = \mu \cos mx_1, \quad U_2(x_1, -0) = (\mu-1)\cos mx_1,\\
&\sigma_{23}(x_1, +0) = \sigma_{23}(x_1, -0),\\
&\sigma_{23}(x_1, x_3) = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -h_2; \; +h_1.
\end{aligned} \tag{3}
$$

Если искать решение уравнения равновесия, удовлетворяющее закону Гука и краевой задаче (3), в виде

$$U_2(x_1, x_3) = \cos mx_1 f_2(x_3),$$

то для параметров упругого поля будем иметь

$$U_2^{3\pm} = G_1^{3\pm}\cos mx_1, \quad \sigma_{12}^{3\pm} = G_2^{3\pm}\sin mx_1, \quad \sigma_{23}^{3\pm} = G_3^{3\pm}\cos mx_1,$$

где

$$
\begin{aligned}
&G_1^{3\pm} = \pm G_0^{3\pm}\operatorname{ch}[m\sqrt{c_{66}/c_{55}}(q^{\mp} \mp x_3)],\\
&G_2^{3\pm} = \mp c_{66} m G_0^{3\pm}\operatorname{ch}[m\sqrt{c_{66}/c_{55}}(q^{\mp} \mp x_3)],\\
&G_3^{3\pm} = -m\sqrt{c_{55}c_{66}}\, G_0^{3\pm}\operatorname{sh}[m\sqrt{c_{66}/c_{55}}(q^{\mp} \mp x_3)],\\
&\mu = \frac{\operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,h_2)}{\operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,h_1) + \operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,h_2)},
\end{aligned}
$$

$$G_0^{3\pm} = \frac{\operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,q^{\pm})}{\operatorname{ch}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,q^{\mp})[\operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,h_1) + \operatorname{th}(m\sqrt{c_{66}/c_{55}}\,h_2)]},$$

$$q^- = h_1, \; q^+ = h_2.$$

Поле напряжений круговых дислокационных петель в гексагональной пластине

Рассмотрим решение задачи для круговой дислокационной петли радиуса a с произвольным вектором Бюргерса, лежащей в плоскости $x_3 = 0$, параллельной поверхности пластины. Введем цилиндрическую систему координат (r, α, x_3), начало которой, как и начало декартовой системы, находится в центре петли, а ось x_3 перпендикулярна к поверхности пластины. Не нарушая общности, направим ось x_1 декартовой системы координат вдоль компоненты вектора Бюргерса $\mathbf{b}_{\parallel}$, параллельной плоскости залегания петли. Тогда для компонент упругости поля напряжений краевой дислокационной петли получим

$$
\begin{aligned}
&\sigma_{11}^{\pm} = ab_{\perp}[F_1^{\pm}\cos\alpha + F_3^{\pm}\sin^2\alpha - (F_2^{\pm} - F_4^{\pm})\cos 2\alpha],\\
&\sigma_{12}^{\pm} = \frac{ab_{\perp}}{2}[F_1^{\pm} - F_3^{\pm} - 2(F_2^{\pm} - F_4^{\pm})]\sin 2\alpha,\\
&\sigma_{13}^{\pm} = ab_{\perp} F_0^{\pm}\cos\alpha, \quad \sigma_{23}^{\pm} = -ab_{\perp} F_0^{\pm}\sin\alpha,\\
&\sigma_{22}^{\pm} = ab_{\perp}[F_1^{\pm}\sin^2\alpha + F_3^{\pm}\cos^2\alpha + (F_2^{\pm} - F_4^{\pm})\cos 2\alpha],\\
&\sigma_{33}^{\pm} = ab_{\perp} F_5^{\pm},
\end{aligned} \tag{4}
$$

где

$$F_0^{\pm} = \int_0^{\infty} M_2^{1\pm} J_1(ma) J_1(mr)\,dm, \quad F_1^{\pm} = \int_0^{\infty} M_1^{1\pm} J_1(ma) J_0(mr)\,dm,$$

$$\begin{Bmatrix} F_2^{\pm} \\ F_4^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} \begin{Bmatrix} M_1^{1\pm} \\ M_4^{1\pm} \end{Bmatrix} \frac{J_1(ma) J_1(mr)}{mr}\,dm,$$

$$\begin{Bmatrix} F_3^{\pm} \\ F_5^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} \begin{Bmatrix} M_4^{1\pm} \\ M_3^{1\pm} \end{Bmatrix} J_1(ma) J_0(mr)\,dm,$$

$b_{\perp}$ — компонента вектора Бюргерса, перпендикулярная к поверхности пластины, J_0 и J_1 — функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядка.

Для компонент упругого поля напряжений скользящей дислокационной петли получаем

$$\sigma_{11}^{\pm} = -\frac{ab_{\parallel}}{4} [(3\,\Phi_1^{\pm} + \Phi_3^{\pm} - 2\,\Phi_5^{\pm}) \cos\alpha - (\Phi_2^{\pm} - \Phi_4^{\pm} + 2\,\Phi_6^{\pm}) \cos 3\alpha],$$

$$\sigma_{12}^{\pm} = -\frac{ab_{\parallel}}{4} [(\Phi_1^{\pm} - \Phi_3^{\pm} - 2\,\Phi_5^{\pm}) \sin\alpha - (\Phi_2^{\pm} - \Phi_4^{\pm} + 2\,\Phi_6^{\pm}) \sin 3\alpha],$$

$$\sigma_{13}^{\pm} = \frac{ab_{\parallel}}{2} [\Phi_7^{\pm} + \Phi_9^{\pm} - (\Phi_8^{\pm} - \Phi_{10}^{\pm}) \cos 2\alpha], \quad \sigma_{23}^{\pm} = -\frac{ab_{\parallel}}{2} (\Phi_8^{\pm} - \Phi_{10}^{\pm}) \sin 2\alpha, \tag{5}$$

$$\sigma_{22}^{\pm} = -\frac{ab_{\parallel}}{4} [(\Phi_1^{\pm} + 3\,\Phi_3^{\pm} + 2\,\Phi_5^{\pm}) \cos\alpha + (\Phi_2^{\pm} - \Phi_4^{\pm} + 2\,\Phi_6^{\pm}) \cos 3\alpha],$$

$$\sigma_{33}^{\pm} = -ab_{\parallel}\, \Phi_{11}^{\pm} \cos\alpha,$$

где

$$\begin{Bmatrix} \Phi_1^{\pm} \\ \Phi_2^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} M_1^{2\pm} J_1(ma) \begin{Bmatrix} J_1(mr) \\ J_3(mr) \end{Bmatrix} dm,$$

$$\begin{Bmatrix} \Phi_3^{\pm} \\ \Phi_4^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} M_4^{2\pm} J_1(ma) \begin{Bmatrix} J_1(mr) \\ J_3(mr) \end{Bmatrix} dm,$$

$$\begin{Bmatrix} \Phi_5^{\pm} \\ \Phi_6^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} G_2^{3\pm} J_1(ma) \begin{Bmatrix} J_1(mr) \\ J_3(mr) \end{Bmatrix} dm,$$

$$\begin{Bmatrix} \Phi_7^{\pm} \\ \Phi_8^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} M_2^{2\pm} J_1(ma) \begin{Bmatrix} J_0(mr) \\ J_2(mr) \end{Bmatrix} dm,$$

$$\begin{Bmatrix} \Phi_9^{\pm} \\ \Phi_{10}^{\pm} \end{Bmatrix} = \int_0^{\infty} G_3^{3\pm} J_1(ma) \begin{Bmatrix} J_0(mr) \\ J_2(mr) \end{Bmatrix} dm,$$

$$\Phi_{11}^{\pm} = \int_0^{\infty} M_3^{2\pm} J_1(ma) J_1(mr)\,dm.$$

Аналогично можно получить выражения для полей напряжений дислокационных петель произвольной формы в гексагональной пластине.

Поле напряжений прямолинейных дислокаций и других плоских дислокационных конфигураций в гексагональной пластине

С помощью (4) и (5) можно найти поля напряжений прямолинейных дислокаций, расположенных на любой поверхности, параллельной поверхности гексагональной пластины. Для этого достаточно перенести систему координат из центра петли на линию дислокации и в полученных соотношениях совершить предельный переход при $a \to \infty$ [2].

Для краевой прямолинейной дислокации, параллельной оси x_1, плоскость скольжения которой перпендикулярна к поверхности пластины, получаем

$$\sigma_{12}^{\pm} = \sigma_{13}^{\pm} = 0,$$

$$\sigma_{11}^{\pm} = -\frac{b_{x_3}}{\pi}\int_0^\infty M_4^{1\pm} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{22}^{\pm} = -\frac{b_{x_3}}{\pi}\int_0^\infty M_1^{1\pm} \sin mx_2 \frac{dm}{m},$$

$$\sigma_{23}^{\pm} = -\frac{b_{x_3}}{\pi}\int_0^\infty M_2^{1\pm} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{33}^{\pm} = -\frac{b_{x_3}}{\pi}\int_0^\infty M_3^{1\pm} \sin mx_2 \frac{dm}{m}. \tag{6}$$

Аналогичным образом для краевой прямолинейной дислокации, параллельной оси x_1, плоскость скольжения которой параллельна поверхности пластины, будем иметь

$$\sigma_{12}^{\pm} = \sigma_{13}^{\pm} = 0,$$

$$\sigma_{11}^{\pm} = -\frac{b_{x_2}}{\pi}\int_0^\infty M_4^{2\pm} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{22}^{\pm} = -\frac{b_{x_2}}{\pi}\int_0^\infty M_1^{2\pm} \cos mx_2 \frac{dm}{m},$$

$$\sigma_{23}^{\pm} = -\frac{b_{x_2}}{\pi}\int_0^\infty M_2^{2\pm} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{33}^{\pm} = -\frac{b_{x_2}}{\pi}\int_0^\infty M_3^{2\pm} \cos mx_2 \frac{dm}{m}. \tag{7}$$

Для винтовой дислокации, параллельной оси x_1, получаем выражения [4]

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^{\pm} &= \mp b_{x_1}\sqrt{c_{55}c_{66}}\; T_1^{\pm}/T_2^{\pm}, \\ \sigma_{13}^{\pm} &= b_{x_1}c_{55}\; T_3^{\pm}/T_2^{\pm}, \\ \sigma_{11}^{\pm} &= \sigma_{22}^{\pm} = \sigma_{23}^{\pm} = \sigma_{33}^{\pm} = 0, \end{aligned} \tag{8}$$

где b_{x_1}, b_{x_2}, b_{x_3} — компоненты вектора Бюргерса,

$$T_1^{\pm} = \mathrm{ch}\,(\pi\sqrt{c_{55}/c_{66}}\,x_2/h)\sin(\pi q^{\pm}/h)\cos[(q^{\mp} - x_3)\pi/h] + 1/2\sin(2\pi q^{\pm}/h),$$

$$T_2^{\pm} = 2h[\mathrm{ch}\,(\pi\sqrt{c_{55}/c_{66}}\,x_2/h) - \cos(\pi x_3/h)]\{\mathrm{ch}\,(\pi\sqrt{c_{55}/c_{66}}\,x_2/h) + \cos[(q^{\pm} - q^{\mp} + x_3)\pi/h]\},$$

$$T_3^{\pm} = \mathrm{sh}\,(\pi\sqrt{c_{55}/c_{66}}\,x_2/h)\sin(\pi q^{\pm}/h)\sin[(q^{\mp} - x_3)\pi/h],$$

$h = h_1 + h_2$ — толщина пластины.

Комбинируя (6), (7) и (8), можно найти поля напряжений прямолинейных дислокаций в гексагональной пластине с произвольными векторами Бюргерса, а также поля напряжений любых дислокационных образований, составленных из прямолинейных дислокаций: дислокационных диполей, дислокационных стенок, сеток различных конструкций и т. п.

Поступила 25. III. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хзарджян С. М.* Докторская диссертация, МИЭМ, Москва, 1978.
2. *Бушуева Г. В.* и др. ПММ, 44, 761 (1980).
3. *Федоров Ф. И.* Теория упругих волн в кристаллах, Изд. Наука, М., 1965.
4. *Хзарджян А. А.* Материалы XVIII Всесоюзной научной студенческой конференции НГУ, Физика, стр. 41, 1980.

ԴԻՍԼՈԿԱՑԻՈՆ ԿՈՆՖԻԳՈՒՐԱՑԻԱՆԵՐԻ ԼԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԴԱՇՏԵՐԸ ՀԵԿՍԱԳՈՆԱԼ ԹԻԹԵՂՈՒՄ

Ա. Ա. ԽԶԱՐՋՅԱՆ, Ս. Մ. ԽԶԱՐՋՅԱՆ, Ա. Ա. ՊՐԵԴՎՈԴԻՏԵԼԵՎ

Աշխատանքում ստացված են կամայական Բյուրգերսի վեկտորներով դիսլոկացիոն կազմավորումների լարումների դաշտերի համար ընդհանուր լուծումներ։ Բյուրգերսի վեկտորները կարող են տեղադրված լինել հեկսագոնալ բյուրեղի բազիսային հարթությանը զուգահեռ կամայական մակերևույթի վրա։ Լուծումը ներկայացված է երեք՝ երկու հարթ և մեկ հակահարթ օժանդակ եզրային խնդիրների մասնավոր լուծումների գումարի տեսքով։ Մասնավորապես դիտվել է այն դեպքը, երբ խզման հարթությունը ունի շրջանի ձև։

THE STRESS FIELDS OF DISLOCATION CONFIGURATIONS IN A HEXAGONAL PLATE

A. A. KHZARDZHYAN, S. M. KHZARDZHYAN, A. A. PREDVODITELEV

General solutions for stress fields of dislocation configurations with arbitrary Burgers vectors lying on any surface parallel to the surface of a plate cut out on the basal plane of a hexagonal crystal are obtained. The solution is tried in the form of a sum of particular solutions of three special boundary-value problems.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 265—269 (1982)

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ В ДВАЖДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ТИПА «ПУЧОК-МИШЕНЬ»

Г. А. ВАРТАПЕТЯН, А. П. КАЗАРЯН, Ж. В. МАНУКЯН, А. М. СИРУНЯН

На Ереванском синхротроне планируется проведение дважды поляризационных экспериментов типа «пучок-мишень» по фоторождению π-мезонов в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов