Эксперименты проводились при фиксированном значении $\omega_1=17\ 450$ см$^{-1}$ и варьировании ω_2, при этом разность частот $\Delta\omega=\omega_1-\omega_2$ изменялась в интервале 0—100 см$^{-1}$. Частоты ω_1 и ω_2 располагались вдали от максимума полосы поглощения, плотность мощности пучков ω_1 и ω_2 на образце составляла $\simeq 5$ МВт/см^2.

Нелинейное взаимодействие пучков ω_1 и ω_2 со средой приводит к появлению сигнала рассеяния на частоте $\omega_s=2\omega_1-\omega_2$. Интенсивность сигнала рассеяния I_s определяется величиной $|\chi^{(3)}| \sim \sqrt{I_s}$, а зависимость I_s от расстройки частот $\Delta\omega$ — динамическими свойствами восприимчивости [5]. Измерение зависимостей интенсивности сигнала рассеяния от интенсивностей пучков ω_1 и ω_2 позволяет оценить величину $|\chi^3|$ в исследуемых образцах $\sim 10^{-12}$ ед. СГСЭ. Точность измерения не превышает 50 %, более точное измерение было затруднено в связи со значительным рассеянием света в образцах. При переходе от расстроек $\Delta\omega=15$ см$^{-1}$ к $\Delta\omega=70$ см$^{-1}$ наблюдалось уменьшение величины $|\chi^{(3)}|$ в 2—3 раза. Этот результат позволяет оценить время затухания нелинейной поляризации как $\approx 10^{-13}$ с. Поскольку известно, что величина $\chi^{(3)}$ в полимере на 3 порядка больше, чем в соответствующем мономере [2], можно предположить, что наблюдаемые нелинейные оптические свойства связаны именно с полимером. Зная процентное содержание полимера (~ 1 %), можно оценить значение $|\chi^{(3)}|$ для полностью полимерного образца $\simeq 10^{-10}$ эл ст. ед.

Сравнивая полученные результаты с литературными данными для других производных ПДА [2], можно сказать, что как величина $\chi^{(3)}$, так и время релаксации соответствуют типичным значениям в области нерезонансных переходов. Отметим, что в нашем случае существует возможность увеличения $\chi^{(3)}$ как за счет увеличения степени полимеризации (с помощью γ-облучения), так и за счет изготовления ориентированных полимерных пленок. Учитывая сказанное, а также простоту изготовления оптически однородных пленок, можно сделать вывод о перспективности данного материала для использования в нелинейных оптических устройствах.

Авторы благодарят С. В. Куля, А. Г. Спиро и В. Л. Богданова за измерение нелинейных оптических свойств.

Список литературы

[1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988.
[2] Нелинейные оптические свойства органических молекул и кристаллов. Т. 2. / Под ред. Д. Шмелы и Ж. Зисса. М.: Мир, 1989.
[3] Мостяманди А., Ремизова Л. А., Фоменкова Т. А., Фаворская И. А. // ИС, ОрХ. 1982. Т. 18. В. 5. С. 977.
[4] Peleger J., Kminez I., Prasad P. N. // Synth. Met. 1990. V. 37. N 2. P. 255—261.
[5] Yajima T., Souma H. // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. N 1. P. 309—323.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
3 апреля 1991 г.

Solid State Physics, vol. 33, N 9, 1991

К КИНЕТИКЕ ДВУМЕРНОГО ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ

А. Л. Гайков, А. Е. Романов

В последнее время для выявления особенностей поведения дислокационного ансамбля (анализа различных неустойчивостей его развития) активно используется кинетический подход [1-3]. Пионерскими работами в данном направлении являются исследования [4, 5]. Корректный вывод уравнений, управляющих кинетикой дефектов — актуальная задача, рассмотрение которой позволит учесть природу используемых предположений при физическом осмыслении решений данных уравнений. Например, в [1, 2] в стандартные уравнения неразрывности для плотности дислокаций практически «руками» вводились слагаемые диффузионной природы в потоковый член. Затем рассматривалась некоторая феноменология, поясняющая появление подобных слагаемых. Единственная корректная с математической точки зрения попытка обосновать появление диффузионного члена в уравнениях кинетики дислокаций была предпринята в [6], где, однако, рассматривался малореалистичный одномерный случай и все дислокации считались имеющими одинаковый знак. В настоящей работе дается вывод уравнений, описывающих изменение плотностей разнознаковых дислокаций в двумерном случае.

Рассмотрим ансамбль положительных и отрицательных дислокаций числом $2N$. Тогда, не учитывая переходные процессы и отбрасывая инерционные члены, уравнения движения отдельной дислокации с координатами x и y можно записать в виде

$$\dot{x}_{\pm i} = \pm s_x(x_i,\ y_i,\ t) \mp \iint\limits_{\Omega} K_x(x_i,\ y_i,\ u,\ v)\,[\rho_+(u, v, t) - \rho_-(u, v, t)]\,du dv + F_{ix},$$
$$\dot{y}_{\pm i} = \pm s_y(x_i,\ y_i,\ t) \mp \iint\limits_{\Omega} K_y(x_i,\ y_i,\ u,\ v)\,[\rho_+(u, v, t) - \rho_-(u, v, t)]\,du dv + F_{iy}, \tag{1}$$

Здесь знаки «+» или «—» относятся к положительным или отрицательным дислокациям, зависящим от времени и координат, плотности которых соответственно ρ_+ или ρ_-; i нумерует дислокации; s_m $(m=x,\ y)$ — проекции скорости дислокации за счет внешней силы. Вторые члены в уравнениях (1) учитывают взаимодействие в ансамбле дислокаций во всем объеме тела Ω; например, для краевых дислокаций с векторами Бюргерса $\mathbf{b} = \pm b\mathbf{e}_x$ функции K_m равны [7]

$$K_x = \frac{Db}{B_x}\,\frac{(x-u)\,[(x-u)^2 - (y-v)^2]}{[(x-u)^2 + (y-v)^2]^2},$$
$$K_y = \frac{Db}{B_y}\,\frac{(y-v)\,[3\,(x-u)^2 + (y-v)^2]}{[(x-u)^2 + (y-v)^2]^2}, \tag{2}$$

где $D = G/2\pi\,(1-\nu)$, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, B_m — коэффициент вязкого торможения дислокаций.

Слагаемые F_{im} представляют собой скорость движения дислокаций за счет действия случайной силы, связанной со случайно расположенными центрами внутренних напряжений в твердом теле, например дислокациями леса или облаками точечных дефектов. Распределение случайной силы считается гауссовым [8], тогда

$$\langle F_{ix}(x_i)\,F_{jx}(x'_j)\rangle = \delta_{ij} D_x(x_i - x'_j),$$
$$\langle F_{iy}(y_i)\,F_{iy}(y'_j)\rangle = \delta_{ij} D_y(y_i - y'_j),$$
$$\langle F_{iy}(y_i)\,F_{jx}(x_j)\rangle = 0. \tag{3}$$

В (3) D_x и D_y — зависящие от координат коэффициенты диффузии, а усреднение производится по ансамблю реализаций случайных величин F_{im}.

Теперь для плотностей вероятностей $\Phi_\pm(x_1 \ldots x_N,\ y_1 \ldots y_N,\ t)$ [1] с использованием (1) и (3) можно записать следующую систему уравнений Фоккера—Планка [9]:

---

[1] $\Phi_\pm(x_1 \ldots x_N,\ y_1 \ldots y_N,\ t)\,dx_1 \ldots dx_N dy_1 \ldots dy_N$ дают вероятность нахождения ансамбля из N дислокаций в состоянии с координатами $(x_1,\ x_1 + dx_1) \ldots (x_N,\ x_N + dx_N)$ и $(y_1,\ y_1 + dy_1) \ldots (y_N,\ y_N + dy_N)$ в момент времени t.

$$\frac{\partial \Phi_\pm}{\partial t} = -\sum_{j=1}^{N}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left[\pm s_x(x_i,\ y_i,\ t) \mp \iint_\Omega K_x(\rho_+ - \rho_-)\,dudv\right]\Phi_\pm\right\} - \right.$$
$$-\frac{\partial}{\partial y_j}\left\{\left[\pm s_y(x_i,\ y_i,\ t) \mp \iint_\Omega K_y(\rho_+ - \rho)\,dudv\right]\Phi_\pm\right\} +$$
$$\left. + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[D_x(x)\frac{\partial \Phi_+}{\partial x_j}\right] + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y_j}\left[D_y(y)\frac{\partial \Phi_+}{\partial y_j}\right]\right]. \qquad (4)$$

По аналогии с [6] решение системы (4) будем искать в виде произведения одночастичных функций распределения

$$\Phi_\pm(x_1 \ldots x_N,\ y_1 \ldots y_N,\ t) = \prod_j \varphi_{\pm j}(x_j,\ y,\ t_j). \qquad (5)$$

Учитывая соотношение между одночастичными функциями распределения $\varphi_{\pm i}$ и плотностями дислокаций $\rho_\pm$

$$\rho_\pm = \sum_{j=1}^{N} \varphi_{\pm j}, \qquad (6)$$

окончательно находим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho_\pm}{\partial t} = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(D_x\frac{\partial \rho_\pm}{\partial x}\right) \mp \frac{\partial}{\partial x}\left\{\left[s_x(x,\ y,\ t) - \iint_\Omega K_x(\rho_+ - \rho_-)dudv\right]\rho_\pm\right\} +$$
$$+ \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(D_y\frac{\partial \rho_\pm}{\partial y}\right) \mp \frac{\partial}{\partial y}\left\{\left[s_y(x,\ y,\ t) - \iint_\Omega K_y(\rho_+ - \rho_-)\,dudv\right]\rho_\pm\right\}. \qquad (7)$$

Полученная система (7) учитывает как наличие внешнего напряжения, действующего на дислокации, так и их взаимодействие между собой (интегральные члены) и со случайными полями внутренних напряжений. В представленном виде система содержит ряд не определенных еще параметров, таких как коэффициенты диффузии дислокаций, геометрия задачи Ω, граничные и начальные условия. Подробный анализ данного вопроса требует специального исследования.

Для коэффициентов диффузии можно воспользоваться имеющимися соотношениями (см., например, [8]) и считать их не зависящими от координат. В некоторых случаях можно пренебречь дальнодействием дислокаций и опустить интегральные члены. Если предположить наличие в твердом теле источников и стоков дислокаций, то в правую часть (7) необходимо включить соответствующие потоки дефектов. В результате сделанные предположения и допущения позволяют записать следующие уравнения кинетики двумерного ансамбля дислокаций:

$$\frac{\partial \rho_\pm}{\partial t} = \frac{D_x}{2}\frac{\partial^2 \rho_\pm}{\partial x^2} + \frac{D_y}{2}\frac{\partial^2 \rho_\pm}{\partial y^2} \mp \frac{\partial}{\partial x}(s_x\rho_\pm) \mp \frac{\partial}{\partial y}(s_y\rho_\pm) + \alpha(\rho_- + \rho_+) - \beta\rho_-\rho_+, \qquad (8)$$

где α и β — коэффициенты размножения и аннигиляции дислокаций соответственно.

Решение даже такой упрощенной системы дает очень интересные результаты: например, осциллирующее по координате x распределение плотности ρ (вдоль направления скольжения краевых дислокаций), одновременно распространяющееся в виде солитона по координате y (перпендикулярно плоскости скольжения). Такая ситуация соответствует экспериментальным данным о развитии фронтов полос переориентации в материалах [10]. Поскольку (7) и (8) являются нелинейными системами, ставя различные граничные и начальные условия, можно получить ряд других содержательных решений. Анализу системы (8) будет посвящена отдельная публикация.

Список литературы

[1] Aifantis E. C. // Int. J. Plast. 1987. V. 3. N 2. P. 211—247.
[2] Louchet F., Brechet Y. // Solid State Phenom. 1988. V. 3—4. P. 335—346.
[3] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1102—1107.
[4] Vladimirov V. I., Pegel B. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 56. N 2. P. K105—K109.
[5] Владимиров В. И., Кусов А. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 6. С. 1523—1528.
[6] Bottani C. E. // Nuovo Cimento. 1989. V. 11. N 6. P. 865—883.
[7] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1970. 599 с.
[8] Струнин Б. М. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 3. С. 805—812.
[9] Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М., 1975. 239 с.
[10] Владимиров В. И., Романов А. Е. Дисклинации в кристаллах. Л., 1986. 224 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
12 апреля 1991 г.

УДК 548.571; 548.4

© *Физика твердого тела, том 33, № 9, 1991*
Solid State Physics, vol. 33, N 9, 1991

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И СОЗДАНИЕ ДЕФЕКТОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ KBr

М. М. Тайиров, К. С. Кадыров, З. А. Жумабеков

В настоящей работе приводятся результаты исследований спектров фотолюминесценции и создания радиационных дефектов деформированного монокристалла KBr.

Одноосное сжатие кристаллов KBr высокой частоты, выращенного в ИФ АН Эстонии [1], осуществлялось при 300 K до $\varepsilon=10$ % по направ-

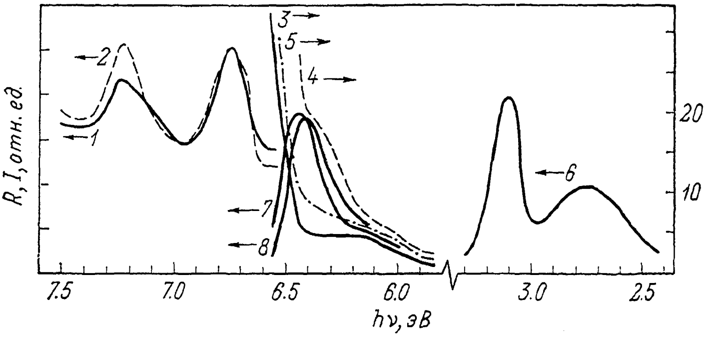

Рис. 1. Спектры отражения (*1*, *2*) и поглощения длинноволнового края собственного поглощения (*3*, *4*, *5*) недеформированного (*1*, *3*) и деформированного до 10 % при 300 (*2*, *4*) и 500—520 K (*5*) кристалла KBr при 80 K. Спектры излучения (*6*), измеренные при 80 K при возбуждении фотонами 6.35 эВ, и возбуждения свечения 2.7 (*7*) и 3.1 эВ (*8*) деформированного KBr при 300 K.

лению кристаллической оси [100] со скоростью 0.05 мм/мин. Кристаллы возбуждались дейтериевой лампой ЛД (Д) через вакуумный монохроматор VM-2 (дисперсия 13 Å/мм). Люминесценция регистрировалась через монохроматор МС-80. Спектры фотолюминесценции и их возбуждение изучались при 80 K.

Спектры отражения недеформированного и деформированного KBr при 80 K представлены на рис. 1 (кривые *1*, *2*), откуда видно, что максимумы спектров отражения совпадают, а значит, одноосное сжатие кристаллов KBr до 10 % не приводит к изменению параметров кристаллической решетки.