УДК 535.37

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ ДЕФОРМАЦИИ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Ф. Мирзоев[1], Л. А. Шелепин

Выведено эволюционное уравнение, описывающее распространение нелинейных продольных волн деформации в облучаемом лазерными импульсами твердом теле с учетом взаимодействия с точечными дефектами. Проанализировано влияние процессов генерации и релаксации дефектов на распространение волны деформации. Установлено, что при малых временах релаксации распространение волны деформации в среде происходит в виде ударных волн небольшой интенсивности. Получены профиль, ширина и скорость движения нелинейной волны. Определены релаксационные вклады в линейную скорость звука, а также в дисперсионные и диссипативные свойства решетки.

Процессы возникновения и распространения нелинейных волн деформации при импульсных внешних воздействиях (лазерно-лучевое воздействие, ударно-волновое нагружение и т.д.) на твердые тела представляют заметный интерес и этому явлению посвящены многочисленные работы [1 – 8]. При рассмотрении эволюции упругих нелинейных волн в кристалле обычно в качестве нелинейности рассматривается отклонение упругих свойств решетки от закона Гука [1]. В облучаемых твердых телах существенную роль могут играть различные дефекты решетки, например, точечные дефекты (ТД) (вакансии, межузлии), генерирующиеся в процессе внешних воздействий из узлов решетки, и создающие заметную деформацию среды. Дефектно-деформационное

[1]Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН.

взаимодействие может происходить как через изменения энергетических параметров системы ТД (энергии активации образования и миграции ТД), так и путем возникновения деформационно-индуцированного дрейфа ТД. Нелинейности, связанные с этими взаимодействиями, при определенных условиях могут оказаться существенными для распространения упругих нелинейных возмущений в твердых телах и приводить к возникновению качественно новых физических эффектов. Так, обусловленные ТД нелинейности могут приводить к появлению релаксационных вкладов как в линейные, так и в нелинейные модули упругости среды. Наличие в среде ТД с конечным временем релаксации может вызывать появление диссипативных слагаемых, отсутствующих в обычных уравнениях для упругих нелинейных волн.

На динамику волн заметное влияние может оказывать дисперсия, связанная с конечностью периода кристаллической решетки [9] или толщиной образца [8], а также дисперсия, обусловленная генерационно-рекомбинационными процесами в системе ТД, их движением в поле деформаций. Распространение волны упругой деформации в таких системах может происходить как в виде ударных волн, так и в виде солитонов (или последовательности солитонов). В этом случае влияние генерационно-рекомбинационных процессов оказывается аналогичным рассеянию энергии упругих колебаний в среде из вязкоупругого материала с последействием и релаксацией. Исследование динамики волн с учетом их взаимодействия с дефектами структуры представляет несомненный интерес, в частности при анализе механизмов аномального массопереноса при лазерной и ионной имплантации металлических материалов [10], при изучении процессов механической активации компонентов при твердофазных химических реакциях. Распространение волн деформаций в среде несет информацию об искажениях их формы и скорости, потерях энергии, связанных с дефектной структурой, что необходимо для диагностики различных параметров и структуры твердых тел.

Цель работы – разработка и развитие модели распространения нелинейной волны продольной деформации, взаимодействующей с полем концентрации ТД, генерирующихся под влиянием импульсных лазерных воздействий.

Рассмотрим изотропное твердое тело, в котором под воздействием лазерных импульсов образуются ТД с объемной концентрацией $n_j(x,t)$ ($j = v$ – для вакансий, $j = i$ – для межузлий). При прохождении продольных волновых возмущений деформации, в областях растяжения и сжатия изменяется энергия образования ТД. Если $e = \partial u/\partial x$ – деформация среды (u – смещение точек среды), то перенормированную энергию образования ТД можно представить в виде: $E_f^j = E_{f0}^j - \vartheta_{dj} e(x,t)$ (E_{f0}^j – энергия образования ТД типа j в недеформированном кристалле, ϑ_{dj} – деформационный потенциал). Одновременно с уменьшением энергии образования ТД при возникновении возмущений деформации решетки происходит и уменьшение энергии миграции ТД $E_m^j = E_{m0}^j - \vartheta_{mj} e(x,t)$ (E_{m0}^j – энергия миграции ТД в отсутствие деформации, $\vartheta_{mj} = K\Omega_{mj}$, Ω_{mj} – дилатационный объем образования ТД типа j, причем для $j = v \Omega_j < 0$, для $j = i \Omega_j > 0$), что приводит к возрастанию коэффициента диффузии. Модуляции энергий образования и миграции приводят к соответствующим модуляциям функции источника и скорости рекомбинации дефектов: $q_j = q_{j0} + q_{je}e$, $\beta_j = \beta_{j0} + \beta_{je}e$ (q_{j0} и β_{j0} – значения функции источника и скорости рекомбинации в отсутствие деформации; индекс "e" означает производную по e) и, как следствие, к их пространственному перераспределению [11]. В рамках перечисленных допущений, нелинейное динамическое уравнение, описывающее распространение продольной волны деформации в среде с квадратичной нелинейностью упругого континуума, с учетом генерации ТД, можно записать в виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\beta}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\frac{\partial u}{\partial x} - g_1 \frac{\partial^4 u}{\partial t^2 \partial x^2} + g_2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = -\frac{K\Omega_{mj}}{\rho}\frac{\partial n_j}{\partial x}. \tag{1}$$

Здесь c_s – скорость продольных волн; K – модуль всестороннего сжатия; ρ – плотность среды; g_1 и g_2 – дисперсионные параметры [12]; β – коэффициент нелинейности. При записи уравнения (1), ограничиваясь в дальнейшем плавными возмущениями деформации, мы учли вклады в пространственную дисперсию скорости звука в первом неисчезающем приближении.

Уравнение (1) необходимо замкнуть уравнением для плотности ТД. Если принять, что основными процессами, контролирующими поведение во времени плотности ТД, являются генерация дефектов из узлов решетки и их рекомбинация на центрах, то для слабых неоднородных возмущений плотности ТД $n_{1j} = n_j - n_{j0}$, $n_{1j} << n_{j0}$, где $n_{j0} = q_0\tau_j$ – стационарное однородное распределение ТД, можно записать уравнение:

$$\frac{\partial n_{1j}}{\partial t} = (q_{je} - \beta_{je} n_{j0})\frac{\partial u}{\partial x} - \beta_{j0} n_{1j}, \tag{2}$$

где первое слагаемое в круглых скобках в правой части (2) учитывает деформационно-индуцированную генерацию ТД, второе слагаемое – деформационно-индуцированную рекомбинацию дефектов $\beta_{je} = \beta_{j0}\vartheta_{mj}/kT$); третье слагаемое – потери дефектов за счет рекомбинации в отсутствие деформации ($\beta_{j0} = 1/\tau_{j0} = \rho_j D_{j0}$ – скорость рекомбинации на центрах; ρ_j – плотность центров, D_j – коэффициент диффузии дефекта типа j, τ_{j0} – время релаксации в отсутствие деформации). Объемная взаимная рекомбинация разноименных дефектов не учитывается. При тепловом механизме генерации ТД $q_{je} = q_{j0}(\vartheta_{dj}/kT)$.

В качестве граничных условий к уравнениям (1) и (2) примем следующие условия:

$$u_x(-\infty) = e_1,\ u_x(+\infty) = e_2,\ n_{1j}(\pm\infty) = 0. \tag{3}$$

Граничные условия (3), означают, что распространяющиеся в среде волновые возмущения, переводят рассматриваемую систему из состояния с деформацией e_2 в состояние с постоянным значением деформации e_1. В дальнейшем ограничимся системой с одним типом дефектов и положим в (1)–(3) $n_{1j}(\xi) \equiv n_1(\xi)$, $\tau_{j0} \equiv \tau$, $\Omega_{jm} = \Omega_m$.

Уравнения (1) и (2) образуют замкнутую систему. Она полностью описывает распространение одномерных возмущений деформации твердого тела, возникающих от неоднородных распределений ТД, а также обратный эффект – изменение концентраций ТД в твердом теле, обусловленное возмущениями упругой деформации.

Решение неоднородного уравнения (2) с учетом граничного условия (3), имеет вид:

$$n_1(x,t) = \int\limits_{-\infty}^{t} d\zeta z(x,\zeta) \exp\left(\frac{\zeta - t}{\tau}\right), \tag{4}$$

где $z(x,t) = q_0(\vartheta_d - \vartheta_m)(kT)^{-1}(\partial u/\partial x) = z_0(\partial u/\partial x)$.

Исключив концентрацию ТД, с помощью (4) получаем уравнение, описывающее распространение нелинейной волны деформации в виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\beta}{\rho}\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - g_1 \frac{\partial^4 u}{\partial t^2 \partial x^2} + g_2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \frac{K\Omega_{mj}}{\rho}\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{-\infty}^{t} d\zeta z(x,\zeta)\exp\left(\frac{\zeta - t}{\tau}\right) = 0. \tag{5}$$

Уравнения типа (5) характерны для диссипативных сред с деформационной памятью [1]. Точный анализ этого уравнения, при произвольных значениях входящих в него параметров, не представляется возможным. Далее рассматривается его анализ при малых по сравнению с периодом волновых возмущений t_0 временах релаксации ТД ($\tau << t_0$). В этом случае основной вклад в интеграл вносится подынтегральной функцией вблизи верхнего предела. Разлагая функцию $z(\zeta)$ в ряд Тейлора вблизи $\zeta = t$, и ограничиваясь в этом разложении первыми тремя слагаемыми, получим:

$$\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{-\infty}^{t} d\zeta z(x,\zeta)\exp\left(\frac{\zeta - t}{\tau}\right) \approx z_0\left(\tau\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \tau^2\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \tau^3\frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial t^2}\right) + O(\tau^4). \tag{6}$$

После подстановки выражения (6) в уравнение (5) приходим к следующему уравнению:

$$\frac{\partial^2 u}{dt^2} - \tilde{c}_s^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\beta}{\rho}\frac{d^2 u}{dx^2}\frac{du}{dx} - \gamma\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} - \tilde{g}_1\frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial t^2} + g_2\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0, \tag{7}$$

где $\tilde{c}_s = c_s(1 - K\Omega_m z_0\tau/\rho c_s^2)^{1/2}$ – скорость звука, перенормированная за счет генерационно-релаксационных процессов в системе дефектов. Коэффициенты диссипации (γ) и дисперсии (g_1) следующим образом выражаются через генерационно-релаксационные параметры системы дефектов: $\tilde{g}_1 = g_1 - z_0\tau^3\rho^{-1}K\Omega_m$, $\gamma = K\Omega_m z_0\tau^2\rho^{-1}$.

В уравнении (7) слагаемое с третьей производной от смещения ответственно за диссипацию энергии волны, и его появление связано с генерационно-рекомбинационными процессами. Кроме того, конечность скорости рекомбинации ТД (τ^{-1}) дает дополнительный вклад в дисперсионный параметр g_1, что может сказаться на характеристиках нелинейных волн. Из выражений для $\tilde{c}_s$, γ, $\tilde{g}_1$ следует, что величины релаксационных вкладов при прочих равных условиях линейно растут с увеличением разницы деформационных потенциалов ($z_0 \propto \vartheta_d - \vartheta_m$).

Для автомодельных решений $u = u(\xi)$, $n_{1j} = n_{1j}(\xi)$, где $\xi = x - vt$, описывающих плавные слабо нелинейные возмущения волны деформации и концентрации ТД, распространяющихся со скоростью $v = \text{const}$ вдоль оси x, уравнение (7) принимает вид:

$$\left(v^2 - \tilde{c}_s^2\right)\frac{d^2u}{d\xi^2} - \frac{\beta}{\rho}\frac{d^2u}{d\xi^2}\frac{du}{d\xi} + \gamma v\frac{d^3u}{d\xi^3} - \left(\tilde{g}_1 v^2 - g_2\right)\frac{d^4u}{d\xi^4} = 0. \tag{8}$$

После интегрирования по ξ и введения обозначения $e = du/d\xi$, получаем уравнение, совпадающее с первым интегралом стационарного уравнения Бюргерса и Кортевега–де Вриза [13]:

$$\tilde{g}\frac{d^2e}{d\xi^2} - \tilde{\gamma}\frac{de}{d\xi} + (\beta/2\rho)e^2 - \delta e = 0, \tag{9}$$

$$\delta = v^2 - \tilde{c}_s^2,\ \tilde{\gamma} = \gamma v,\ \tilde{g} = g_1 v^2 - g_2 - K\Omega_m z_0\tau^3 v^2\rho^{-1}$$

(константа интегрирования равна нулю в силу граничных условий $du/d\xi|_{\xi\to\pm\infty} = 0$).

С граничными условиями

$$e(-\infty) = e_0,\ e(+\infty) = 0 \tag{10}$$

уравнение (9) допускает решение в виде ударных волн малой интенсивности.

Если дисперсия не существенна, из (9) имеем стационарное уравнение Бюргерса

$$\tilde{\gamma}\frac{de}{d\xi} - (\beta/2\rho)e^2 + \delta e = 0,$$

имеющее решение в виде ударных волн с монотонным профилем

$$e = \frac{e_0}{2}(1 - th(\xi/b))\,,\ b = 4\tilde{\gamma}\rho/\beta e_0.$$

В общем случае характер решения уравнения (9) с учетом влияния дисперсии будем определять сначала качественно, следуя анализу работы [13]. Зависимость скорости волны v от ее амплитуды e_0 определяется формулой

$$v^2 = \tilde{c}_s^2 + e_0\beta/\rho. \tag{11}$$

Из анализа асимптотического поведения волны следует, что решение, удовлетворяющее условиям (10), существует, если скорость волны $v > \tilde{c}_s$. Тип нелинейной волны зависит от знака параметра β. Так, при $\beta > 0$, согласно (11), возбуждаемая волна является волной растяжения ($e_0 > 0$), а при $\beta < 0$ – волной сжатия ($e_0 < 0$).

Структура ударной волны зависит от соотношения между дисперсионным и диссипативным параметрами $(\tilde{g}, \tilde{\gamma})$ в уравнении (9). При достаточно малых значениях $\tilde{\gamma}$ следует ожидать, что ударная волна имеет осциллирующую структуру. Если же параметр диссипации превышает некоторое критическое значение $\gamma > \gamma_*$, то имеем ударную волну без осцилляций с монотонным профилем [13].

Критическое значение параметра диссипации γ_*, отвечающее монотонному и осцилляционному профилям волны, определяется формулой $\gamma_* = \sqrt{4|\delta\tilde{g}|}$. Используя (11), это равенство можно записать в виде $|e_0| = e_*$, где $e_* \approx (K\Omega_m/kT|\beta|)(q_0\tau)(\vartheta_d - \vartheta_m)$ – критическое значение амплитуды.

Таким образом, ударная волна имеет осцилляционную структуру при $|e_0| > e_*$ и монотонную при $|e_0| < e_*$. Критическое значение амплитуды e_*, отделяющее ударные волны с осцилляционной структурой от монотонных ударных волн, определяется модулем упругости, температурой среды, интенсивностью генерации ТД и временем их релаксации, а также разницей дилатационных объемов ТД. При характерных значениях параметров (для межузлий) $K = 5 \cdot 10^{11}$ *дин/см*, $q_0\tau = 10^{19}$ *см*$^{-3}$, $\beta = 10^{12}$ *дин/см*, $\rho = 8$ *г/см*^{3}, $|\Omega_m| = 10^{-22}$ *см*^{3} получаем $e_* = 5 \cdot 10^{-2}$.

Пространственный масштаб изменения решения уравнения (9) определяет ширину ударной волны l, то есть расстояние, на котором затухают осцилляции [13]. Оценка дает

$$l = 4|\tilde{g}|/\tilde{\gamma}. \tag{12}$$

Период осцилляции d находится из решения уравнения (9), линеаризованного в окрестности однородного решения $e = 2\delta/\beta$, и имеет вид

$$d = (4\pi|\tilde{g}|/\gamma v)\sqrt{\frac{e_*}{|e_0| - e_*}}. \tag{13}$$

Согласно (13), период осцилляции с ростом амплитуды нелинейной волны ε_0 уменьшается, и в пределе $|e_0| >> e_*$ принимает значение, равное $d \approx 4\pi\sqrt{2\rho|\tilde{g}|/|\beta e_0|}$.

Асимптотическое решение уравнения (7) получим, следуя методике [7]. Переходя к безразмерным переменным $\bar{u} = u/\varepsilon\Lambda$, $\bar{t} = \Lambda t/v_0$, $\bar{\gamma} = \gamma/h$, $\bar{g}_1 = g_1/h^2$, $\bar{g}_2 = g_2/h^2$, $\varepsilon = h/\Lambda << 1$, где v_0 – характеристическая скорость волны, Λ – длина волны возмущений, уравнение (7) представим в виде:

$$\frac{\partial^2\bar{u}}{d\bar{t}^2} - \frac{\tilde{c}_s^2}{v_0^2}\frac{\partial^2\bar{u}}{\partial\bar{x}^2} - \varepsilon\frac{\beta}{\rho v_0^2}\frac{d^2\bar{u}}{d\bar{x}^2}\frac{d\bar{u}}{d\bar{x}} - \frac{\varepsilon\bar{\gamma}}{v_0}\frac{\partial^3\bar{u}}{\partial\bar{x}^2\partial\bar{t}} - \varepsilon^2\bar{\tilde{g}}_1\frac{\partial^4 u}{\partial x^2\partial t^2} + \varepsilon^2\frac{\bar{g}_2}{v_0^2}\frac{\partial^4\bar{u}}{\partial\bar{x}^4} = 0. \tag{14}$$

Вводя безразмерную стационарную переменную $\theta = \bar{x} - v\bar{t}$ и представляя скорость волны v в виде $v = 1 + \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + ...$, из (14) получаем:

$$\left(v_0^2 - c_s^2\right)\bar{u}_{\theta\theta} + \varepsilon\left[2v_0^2 v_1\bar{u}_{\theta\theta} - \frac{\beta}{2\rho}\left(\bar{u}_\theta^2\right)_\theta + \bar{\gamma}v_0\bar{u}_{\theta\theta\theta}\right] +$$

$$+\varepsilon^2[v_0^2 v_1(2v_2 + v_1)\bar{u}_{\theta\theta} + \bar{\gamma}v_0 v_1\bar{u}_{\theta\theta\theta} + (\bar{g}_2 - \bar{\tilde{g}}_1 v_0^2)u_{\theta\theta\theta\theta}] = O(\varepsilon^3). \tag{15}$$

Граничные условия к уравнению (15) запишем в виде $\bar{u}_{0\theta}(-\infty) = e_1$, $\bar{u}_{0\theta}(+\infty) = e_2$, $u_{i\theta}(\pm\infty) = 0$, $i > 0$, $e_1 > e_2$. Решение уравнения (15) ищем в виде

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \varepsilon\bar{u}_1 + \varepsilon^2\bar{u}_2 + ... \tag{16}$$

Подставляя (16) в (15), получаем бесконечную систему уравнений. В нулевом порядке по ε из (15) имеем $v_0 = c_s$.

Первому порядку по ε в этой системе отвечает уравнение

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left[2c_s^2 v_1\bar{e}_0 - \frac{\beta}{2\rho}\bar{e}_0^2 + \bar{\gamma}c_s\bar{e}_{0\theta}\right] = 0, \tag{17}$$

где $\bar{e}_0 = d\bar{u}_0/d\xi$. Уравнение (17) представляет собой стационарное уравнение Бюргерса и имеет кинковое решение вида

$$\bar{\varepsilon}_0 = -2\bar{\gamma}\rho c_s\beta^{-1}kth(k\theta) + 2c_s^2\rho v_1\beta^{-1},\ k = (e_1 - e_2)\beta/4\gamma\rho.$$

Второму порядку по ε соответствует уравнение для определения $\bar{u}_1(\theta)$:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left[2v_0^2 v_1\bar{u}_1 - (\beta/\rho)\bar{u}_{0\theta}\bar{u}_{1\theta} + \bar{\gamma}v_0\bar{u}_{1\theta\theta}\right] =$$

$$= -v_0^2 v_1(2v_2 + v_1)\bar{u}_{0\theta\theta} - \bar{\gamma}v_0 v_1\bar{u}_{0\theta\theta\theta} - (\bar{g}_2 - \bar{\tilde{g}}_1 v_0^2)u_{0\theta\theta\theta\theta}. \tag{18}$$

Уравнение (18) имеет ограниченное решение следующего вида:

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_{0,\theta}[-v_1\theta + m_1 \log(\cosh(k\theta)) + m_2]. \tag{19}$$

Здесь $m_2 = \mathrm{const}$, а m_1 – определяется формулой $m_1 = 2\rho(c_s^2\tilde{g}_1 - \tilde{g}_2)/c_s\beta$.

В (19) первое слагаемое в квадратных скобках учитывает влияние диссипации на фронт нелинейной волны, а второе и третье слагаемые – влияние дисперсии. Следует отметить асимметричный характер искажений профиля волны при изменении знака коэффициента m_1 (при $m_2 = 0$) [7]. Так, при $m_1 > 0$, то есть $c_s^2 > \tilde{g}_2/\tilde{g}_1$, сильное искажение профиля волны происходит перед фронтом вблизи верхнего состояния (e_1), а при $m_1 < 0$ ($c_s^2 < \tilde{g}_2/\tilde{g}_1$) – за фронтом волны вблизи нижнего состояния (e_2). Вид полученного решения указывает на монотонный характер профиля нелинейной волны при малых дисперсиях, что согласуется с проведенным выше качественным анализом.

Условия существования осцилляционной ударной волны ($e_* < |e_0|$) и малость ее амплитуды $|e_0| << 1$ накладывают ограничения на ее скорость, определяемые следующим неравенством:

$$\tilde{c}_s^2(1 + e_*(|\beta|/\rho\tilde{c}_s^2)) < v^2 < \tilde{c}_s^2(1 + |\beta|/\rho\tilde{c}_s^2).$$

Так как монотонные ударные волны могут возникать в средах с достаточно большими значениями критического параметра e_* ($e_* > |e_0|$), получаем следующие ограничения на скорости этих волн:

$$v^2 < \tilde{c}_s^2(1 + |\beta|/4\rho\tilde{c}_s^2).$$

В твердых телах с отрицательной дисперсией ($g > 0$) осциллирующая структура находится перед фронтом волны. А в средах с положительной дисперсией ($g < 0$), наоборот, осциллирующий "хвост" остается позади фронта.

Параметры l и d осциллирующих ударных волн, согласно формулам (12) и (13), определяются величиной дисперсионного параметра g. Поэтому для возникновения этих волн необходимо наличие дисперсии в системе. Монотонные же ударные волны, в отличие от осцилляционных волн, могут существовать в системах без дисперсии.

Рассмотрим теперь вклад генерационно-рекомбинационных процессов в системе ТД в дисперсионные свойства среды. Поправка за счет ТД к дисперсионным параметрам важна, если $K\Omega_m z_0 \tau^3 v^2 \rho^{-1} > g_1 v^2 - g_2$. Отсюда находим ограничение на концентрацию ТД: $q_0\tau > \rho(g_1 v^2 - g_2)kT/(v\tau K\Omega_m)^2$. Это условие может выполняться для достаточно больших концентраций ТД ($q_0\tau \geq 10^{19}$ *см*$^{-3}$), характерных для мощных импульсных лазерных воздействий на большинство твердых тел. Однако, если упругие модули решетки и дилатационный объем ТД велики, то поправки за счет ТД становятся существенными и при меньших их концентрациях.

Таким образом, в твердом теле, находящемся под воздействием лазерных импульсов, приводящих к генерации ТД, распространение волны деформации может происходить в виде ударных волн небольшой интенсивности. Ударные волны могут иметь как осцилляционный профиль, так и монотонный. Существование таких волн определяется диссипативными процессами генерации (рекомбинации) ТД, дисперсией среды, а также упругими свойствами решетки и системы ТД. Приведены оценки вкладов в линейную скорость звука и пространственную дисперсию, обусловленных конечным временем рекомбинации ТД.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Энгельбрехт Ю. К., Нигул У. К. Нелинейные волны деформаций. М., Наука, 1981, 245 с.

[2] Самсонов А. М., Дрейден Г. В., Порубов А. В., Семенова И. В. Письма в ЖТФ, **22**, N 21, 61 (1996).

[3] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М. ЖТФ, **58**, N 10, 2040 (1988).

[4] Samsonov A. M., Dreiden G. V., Porubov A. V. and Semenova I. V. Physical Review, **B57**, N 10, 5778 (1998).

[5] Лямшев Л. М. УФН, **135**, N 3, 637 (1981).

[6] Карабутов А. А., Платоненко В. Т., Руденко О. В., Чупрына В. А. Вестник МГУ. Сер. Физ., **25**, N 3, 88 (1984).

[7] Porubov A. V., Velarde M. G. Wave motion, **35**, 189 (2002).

[8] Мирзоев Ф., Шелепин Л. А. ЖТФ, **71**, N 8, 23 (2001).

[9] Косевич А. М. Основы механики кристаллической решетки. М., Наука, 1972, 280 с.

[10] Быковский Ю. А., Неволин В. Н., Фоминский А. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. М., Энергоатомиздат, 1991, 320 с.

[11] Мирзоев Ф., Панченко В. Я., Шелепин Л. А. УФН, **166**, N 1, 3 (1996).

[12] Л у р ь е А. И. Нелинейная теория упругости. М., Наука, 1980, 350 с.

[13] К а р п м а н В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., Наука, 1973, 176 с.

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.