АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 1

УДК 539.2.01:548.4

©1993 г. Е.А. Памятных, А.В. Урсулов

УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ

Показано, что в случае, когда возмущения образуются за времена, большие времени свободного пробега электронов, роль электронов проводимости в нелинейных упругих явлениях может быть сведена к перенормировке решеточных модулей упругости третьего порядка и проанализированы характеристики уединенных волн деформации для этого случая.

При изучении нелинейных звуковых волн в твердых телах в качестве физической причины нелинейности обычно рассматривается отклонение упругих свойств решетки кристалла от закона Гука [1, 2]. Такие представления, строго говоря, применимы лишь к диэлектрикам. В металлах же существенную роль должны играть подвижные носители заряда, взаимодействующие с деформированной решеткой [3, 4]. В частности, в работе [5] показано, что металлы, близкие к электронному топологическому переходу, должны обнаруживать существенно нелинейные акустические свойства, причем нелинейности, обусловленные близостью к точке перехода, оказываются всегда больше нелинейностей, связанных с кубическим ангармонизмом. Однако и в иных случаях электронная система металла может существенно повлиять на распространение нелинейных возмущений. Роль электронов при этом особенно интересна в случае, когда длина свободного пробега l оказывается значительно большей характерного размера возмущения $\Delta : l \gg \Delta$. При наличии в возмущении потенциальных ям для электронов тогда возможен захват электронов нелинейным возмущением. Влияние такого процесса на распространение ультразвука в предположении деформационного механизма взаимодействия электронов и решетки рассматривалось в работах [6–8]. В металлах важную роль должно играть самосогласованное электромагнитное поле, возникающее при деформации решетки и приводящее к перераспределению электронов. Нелинейность, связанная с таким взаимодействием электронов и решетки, может оказаться существенной для распространения нелинейных звуковых волн в металлах. При этом, если время образования возмущения оказывается малым по сравнению со временем свободного пробега и в то же время большим по сравнению со временем пролета электроном потенциальной ямы, происходит адиабатический захват электронов [9]. Уединенные волны деформации для этого случая изучались в работе [10]. В настоящей статье рассматривается другой случай, когда возмущение образуется за времена, большие времени свободного пробега электронов.

Уравнение движения заряженной решетки в эйлеровых координатах имеет вид [11]

$$\rho(\mathbf{r},t)\frac{dv_k}{dt} = \frac{\partial P_{kl}}{\partial r_l} + q(\mathbf{r},t)E_k(\mathbf{r},t), \tag{1}$$

где $\rho(\mathbf{r},t)$ и $q(\mathbf{r},t)$ – плотность массы и плотность заряда решетки, $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ – самосогласованное электрическое поле, $\mathbf{v} = d\mathbf{u}/dt$ – скорость элемента объема решетки, $d/dt = \partial/\partial t + v_l\, \partial/\partial r_l$.

Самосогласованное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = -\operatorname{grad}\varphi(\mathbf{r},t)$ определяется уравнением Пуассона для скалярного потенциала φ:

$$\Delta\varphi = -4\pi[q_e(\mathbf{r},t) + q(\mathbf{r},t)], \tag{2}$$

где $q_e(\mathbf{r}, t) = e n_e(\mathbf{r}, t)$, $n_e(\mathbf{r}, t)$ — плотность числа электронов, определяемая функцией распределения электронов $f_p(\mathbf{r}, t)$

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \sum_p f_p(\mathbf{r}, t) \ . \tag{3}$$

В квазиклассическом случае $f_p(r, t)$ определяется уравнением

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f_p}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E}\frac{\partial f_p}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f_p - f_0}{\tau} \ , \tag{4}$$

где τ_p — время релаксации электронов, f_0 — локально-равновесная функция распределения.

Производные $\partial P_{kl}/\partial r_l$ в уравнении (1), где P_{kl} — тензор напряжений в эйлеровых координатах, связаны с соответствующими производными в лагранжевых координатах соотношениями [1]

$$\frac{\partial P_{kl}}{\partial r_l} = \frac{1}{J}\frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial r_l^0} \ , \tag{5}$$

где J — якобиан перехода от эйлеровых координат r_l к лагранжевым координатам r_l^0, σ_{kl} — несимметричный тензор Пиолы–Кирхгофа, определяемый как

$$\sigma_{kl} = \frac{\partial}{\partial u_{kl}} \delta U^0 , \tag{6}$$

где δU^0 — обусловленный деформацией вклад во внутреннюю энергию кристалла, $u_{kl}^0 = \partial u_k/\partial r_l^0$ [1].

Считая деформации достаточно малыми, ограничимся в разложении внутренней энергии по инвариантам тензора деформации величинами до третьего порядка малости. Тогда для изотропного твердого тела получаем [2]:

$$\delta U^0 = \mu e_{ik}^{0\,2} + \left(\frac{k}{2} - \frac{\mu}{3}\right) e_{ll}^{0\,2} + \frac{A}{3} e_{ik}^0 e_{il}^0 e_{kl}^0 + B e_{ik}^{0\,2} e_{ll}^0 + \frac{C}{3} e_{ll}^{0\,3} , \tag{7}$$

где k и μ — модули всестороннего сжатия и сдвига в линейной решетке (модули упругости второго порядка), A, B, C — нелинейные модули упругости (модули упругости третьего порядка), e_{ik}^0 — тензор деформации в лагранжевых координатах:

$$e_{ik}^0 = \frac{1}{2}(u_{ik}^0 + u_{kl}^0 + u_{ik}^0 u_{kl}^0) . \tag{8}$$

Уравнения (1), (2), (4) вместе с уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{9}$$

и соотношениями (3), (5), (7), (8) описывают движение решетки в рассматриваемых приближениях. При этом нелинейность входит не только благодаря учету отклонений от закона Гука, но и через неравновесные плотности массы $\rho(\mathbf{r}, t)$ и заряда $q(\mathbf{r}, t)$ решетки, а также благодаря нелинейности уравнения, связывающего индуцированную плотность заряда $q_e(\mathbf{r}, t)$ с полем $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, возникающей вследствие нелинейности уравнения (4).

Для одномерного возмущения с помощью (7) находим

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x^0} = \alpha u_0'' + (3\alpha + 2\beta) u_0' u_0'' + \gamma u_0'''' , \tag{10}$$

где штрихами обозначены производные по лагранжевой координате x^0; α и β выражаются соответственно через модули упругости второго и третьего порядка:

$$\alpha = k + \frac{4}{3}\mu, \qquad \beta = A + 3B + C. \tag{11}$$

Кроме того, в выражении (10) мы учли поправку, связанную с пространственной дисперсией модулей упругости (слагаемое $\gamma u_0''''$). При этом, интересуясь в дальнейшем достаточно плавными возмущениями, мы сохранили вклад от пространственной дисперсии лишь в линейных членах.

Переходя к эйлеровым координатам, исходную систему уравнений можно переписать в виде

$$\rho\left\{\frac{\ddot{u}}{1-u'} + \frac{2\dot{u}\dot{u}'}{(1-u')^2} + \frac{\dot{u}^2 u''}{(1-u')^3}\right\} = \frac{\alpha u''}{(1-u')^2} +$$

$$+ \gamma\left(\frac{1}{1-u'}\left(\frac{u''}{(1-u')^3}\right)'\right)' + (3\alpha + 2\beta)\frac{u'u''}{(1-u')^3} + \frac{eZ}{M}\rho\varphi', \tag{12}$$

$$\dot{\rho} + \left(\rho\frac{\dot{u}}{1-u'}\right)' = 0, \tag{13}$$

$$\varphi'' = -4\pi e\left(n_e - \frac{\rho Z}{M}\right), \tag{14}$$

$$\dot{f}_p + v_p^x f_p' - e\varphi'\frac{\partial f_p}{\partial p_x} = -\frac{f_p - f_0}{\tau_p}, \tag{15}$$

где $u \equiv u_x$, а точками и штрихами обозначены частные производные соответственно по t и по x; Z и M — кратность заряда и масса ионов, образующих решетку. Уравнения (12) – (15) полностью описывают одномерные возмущения в нашей системе.

Отдельного рассмотрения заслуживает поведение электронов. Как уже отмечалось, если нелинейное возмущение представляет собой потенциальную яму для электронов (т.е. $e\varphi < 0$), то возможен захват части электронов движущимися возмущениями. Состояние захваченных электронов определяется условиями, в которых такой захват происходит.

Для возмущения, движущегося с постоянной скоростью s, уравнение (15) перепишется в виде

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + (v_p^x - s) f_p' - e\varphi'\frac{\partial f_p}{\partial p_x} = -\frac{f_p - f_0}{\tau_p}, \tag{16}$$

где производная по времени учитывает теперь возможное изменение амплитуды возмущения, а штрих означает производную по $\xi = x - st$. При $e\varphi < 0$ энергия электрона E в системе отчета, связанной с возмущением (для квадратичного изотропного закона дисперсии)

$$E = \frac{m(v_p^x - s)^2}{2} + e\varphi(\xi, t) \tag{17}$$

может принимать как положительные (пролетные частицы) так и отрицательные (захваченные частицы) значения. Говорить о захваченных частицах имеет смысл лишь в случае, когда за время между столкновениями τ_p электрон успевает совершить много колебаний в потенциальной яме, т.е. при выполнении условия $\tau \ll \tau_p$, где τ — время пролета электроном потенциальной ямы, которое для ямы глубиной $e\varphi_0$ и шириной Δ оказывается порядка $\Delta/\sqrt{|e\varphi_0|/m}$.

Если процесс образования нелинейного возмущения происходил достаточно быстро, так, что выполнялись неравенства $\tau \ll t_0 \ll \tau_p$, где t_0 — характерное время нарастания возмущения, то захват электронов происходит адиабатически [9]. Особенности уединенных нелинейных упругих возмущений в металлах именно для этого случая рассмотрены в работе [10].

В настоящей работе мы рассмотрим случай медленного нарастания возмущения, когда $\tau \ll \tau_p \ll t_0$. В этом случае возмущение можно рассматривать как стационарное и описывать поведение как захваченных, так и пролетных электронов уравнением

$$(v_p^x - s) f_p' - e\varphi' \frac{\partial f_p}{\partial p_x} = 0. \tag{18}$$

Интегралом движения частицы при этом будет ее энергия E в системе отсчета, связанной с возмущением, а решением (18) является любая функция от интегралов движения $f_p = f(E, p_y, p_z)$. Конкретный вид функции f_p определяется граничными условиями.

В случае уединенного возмущения (когда $\varphi(\xi \to \pm\infty) = 0$) граничное условие для функции распределения f_p пролетных ($E \geqslant 0$) частиц имеет вид $f_1(p, \xi \to \pm\infty) = f_0(\epsilon_p)$, где $f_0(\epsilon_p)$ – равновесная фермиевская функция распределения, ϵ_p – энергия электрона. Для $f_1(p, \xi)$ в этом случае получаем

$$f_1 = f_0\left(\epsilon_F - \frac{p_\perp^2 + p_\parallel^2}{2m}\right), \tag{19}$$

где $p_\perp^2 = p_y^2 + p_z^2$, $p_\parallel = ms \pm \sqrt{(p_x - ms)^2 + 2me\varphi}$, ϵ_F – энергия Ферми. Знак плюс в выражении для $p_\parallel$ выбирается для частиц, скорость которых больше скорости волны; $v_p^x - s > 0$, а знак минус – в противоположном случае.

Граничное условие для функции распределения f_2 захваченных частиц ($E < 0$) имеет вид [6] $f_2^+(p, \xi_1) = f_2^-(p, \xi_1)$, $f_2^+(p, \xi_2) = f_2^-(p, \xi_2)$, где ξ_1 и ξ_2 – точки поворота траектории захваченного электрона, являющиеся корнями уравнения $e\varphi = E$; $f_2^+ = f_2(v_p^x - s > 0)$, $f_2^- = f_2(v_p^x - s < 0)$.

Кроме того, при $E = 0$ функция распределения захваченных частиц должна переходить в функцию распределения пролетных частиц $f_2(E=0) = f_1(E=0)$. С учетом этих условий функция распределения частиц будет иметь вид

$$f_2 = f_0\left(\epsilon_F - \frac{p_\perp^2 + (p_x - ms)^2 + 2me\varphi + (ms)^2}{2m}\right). \tag{20}$$

Функции f_1 и f_2 позволяют найти связанную с возмущением концентрацию электронов $n_e(\xi)$, для которой ограничимся квадратичным разложением $n_e(\xi) \simeq n_{0e} - g(s)e\varphi - G(s)(e\varphi)^2/2$. Тогда из уравнений (12)–(15), сохраняя лишь квадратичные нелинейности, для стационарного возмущения получаем уравнение

$$\left(\gamma + \frac{n_{0e}}{4\pi e^2 g}\right)u''' \left(3\alpha + 2\beta - 3\frac{n_{0e}^2}{g_0} - \frac{G_c n_{0e}^3}{g_0^3}\right)\frac{u'^2}{2} - \left(\rho_0 s^2 - \alpha - \frac{n_{0e}^2}{g(s)}\right)u' = 0. \tag{21}$$

Считая возмущение достаточно плавным, мы пренебрегли здесь вкладом высших производных в нелинейные слагаемые; величины g_0 и G_0 равны $g(s)$ и $G(s)$ при $s = s_0$, где s_0 – скорость линейного звука, определяемая уравнением $\rho_0 s_0^2 - \alpha - n_{0e}^2/g(s_0) = 0$.

Уравнение (21) имеет вид стационарного уравнения Кортвега-де Вриза для величины $u' \equiv d$: $ad'' + (b/2)d^2 + cd = 0$. Наличие электронов проводимости перенормирует коэффициенты при всех членах этого уравнения. При этом перенормировка коэффициента в дисперсионном члене (коэффициент при u''') происходит от дополнительной дисперсии, обусловленной второй производной от φ в уравнении (14). Перенормировка же коэффициента при нелинейном члене (коэффициент при u'^2) содержит два вклада. Первый из них ($3n_{0e}^2/g_0$) происходит от нелинейности, связанной с членами, описывающими взаимодействие электронов и решетки (т.е. с членами $e(\rho - \rho_0)E'/M$), а второй (член с G_0) связан с нелинейностью кинетического уравнения для электронов. Слагаемое n_{0e} в коэффициенте при u' в линейном случае описывает перенормировку линейных модулей упругости за счет электронов. Если ввести перенормированный линейный модуль упругости $\widetilde{\alpha} \equiv \alpha + n_{0e}^2/g_0$, то коэффициент при нелинейном слагаемом в (21) можно записать в виде

$$3\alpha + 2\beta - 6\frac{n_{0e}^2}{g_0} - \frac{G_0 n_{0e}^3}{g_0^3}. \tag{22}$$

Добавочные электронные вклады здесь можно включить в новый перенормированный нелинейный параметр $\widetilde{\beta}$, записывая (22) в виде $3\widetilde{\alpha} + 2\widetilde{\beta}$. Под $\widetilde{\beta}$ тогда следует понимать величину

$$\widetilde{\beta} = \beta - 3\frac{n_{0e}^2}{g_0} - \frac{G_0 n_{0e}^3}{2g_0}. \tag{23}$$

Таким образом, в рассматриваемом нами случае обусловленные электронами нелинейности приводят к перенормировке модулей упругости третьего порядка. Именно эти перенормированные модули упругости должны проявляться в статических свойствах. Кроме того, электронная система приводит к изменению дисперсионных вкладов в нелинейные уравнения, что должно сказаться на характеристиках нелинейных волн. Отметим, что в случае адиабатического захвата электронов [10] возникающие нелинейные вклады не могут быть сведены к перенормировке модулей упругости.

Отметим также, что аналогичные результаты справедливы и для отрицательного потенциала, когда $e\varphi > 0$. В этом случае захваченные частицы отсутствуют, а функция распределения выражается соотношением (19).

Локализованным решением уравнения Кортвега-де Вриза (21) является солитон $u' = d_0 ch^{-2}((x - st)/\Delta)$, амплитуда которого d_0 и ширина Δ в нашем случае равны

$$d_0 = \frac{\rho_0 (s^2 - s_0^2)}{\alpha + \frac{2}{3}\beta + \frac{n_{0e}^2}{g_0} - \frac{G_0 n_{0e}^3}{g_0^3}}, \quad \Delta = 2\sqrt{\frac{\gamma + n_{0e}^2/4\pi e^2 g_0^2}{\rho_0 (s^2 - s_0^2)}}. \tag{24}$$

Требования слабости возмущения и его достаточно большой протяженности, как видим, будут выполнены, если скорость возмущения s близка к скорости линейного звука s_0.

Для вырожденного электронного газа металлов фермиевские скорости электронов много больше скорости звука. Тогда для g_0 и G_0 получаем $g_0 \simeq \eta = 3^{1/3}\pi^{-2/3} m n_{0e}^{1/3} \hbar^{-2}$, $G_0 \simeq \eta/m v_F^2 = 3^{1/3} m^2 \pi^{-2/3} n_{0e}^{-1/3} \hbar^{-4}$, где η – плотность электронных состояний на поверхности Ферми. Уравнение (21) при этом принимает вид

$$a u''' + b\frac{u'^2}{2} + c u' = 0, \quad a = \gamma + \frac{2}{3}\epsilon_F n_{0e} r_0^2, \tag{25}$$

$$b = 3\alpha + 2\beta - 3\lambda_e\left(1 - \frac{1}{g_0}\right) = 3\alpha + 2\beta - \frac{2}{3}\lambda_e,$$

$$c = -[\rho_0 s^2 - (\alpha + \lambda_e)],$$

где $r_0 = (4\pi e^2 \eta)^{-1/2}$ – радиус экранирования Томаса – Ферми, $\lambda_e = n_{0e}^2/\eta$ – вклад фермиевских электронов в модуль всестороннего сжатия.

Из (25) следует, что вклад нелинейностей, связанных с нелинейным характером электронной поляризации (вклад от G) и с нелинейностью взаимодействия электронов и решетки, существен тогда же, когда электронная перенормировка скорости линейного звука, т.е. в условиях $\lambda_e \gtrsim \alpha$. Подставляя в это условие выражение для λ_e, получаем ограничение на плотность электронов:

$$n_{0e} \gtrsim \left(\alpha\frac{m}{m_0}\right)^{3/5} 3^{1/5} \left(\frac{m_0^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3}\right)^{2/5}. \tag{26}$$

Здесь m – эффективная масса электронов в металле, m_0 – масса свободного электрона. При обычных для металлов значениях модуля всестороннего сжатия решетки $\alpha \sim \sim 10^{11}–10^{12}$ дин/см^2 [12] и при эффективных массах порядка массы свободного электрона ($m \simeq m_0$) условие (26) выполняется лишь для достаточно больших концентраций электронов $n_{0e} \gtrsim 10^{23}$ см$^{-3}$, соответствующих хорошим металлам. Если же мала упругость решетки и малы эффективные массы электронов, то электронные поправки и скорости линейного звука и в нелинейном члене в (22) становятся существенными при меньших концентрациях электронов.

Обсудим теперь электронный вклад в дисперсионное слагаемое в (25). Электронная поправка к γ важна, если $2\epsilon_F n_{0e} r_0^2/3 \gtrsim \gamma$. Фактически это опять является ограничением на плотность электронов:

$$n_{0e} \gtrsim \left(\frac{m}{m_0}\right)^{3/2} \gamma^{3/4} \frac{(4\pi e^2)^{3/4} \sqrt{3}\, m_0^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3}. \tag{27}$$

Величина γ, обусловленная пространственной дисперсией модулей упругости решетки, должна иметь порядок αa_0, где a_0 – постоянная решетки. Тогда для $\alpha \sim 10^{11}–10^{12}$ дин/см^2 и $m \simeq m_0$ условие (27) выполняется опять лишь для достаточно больших концентраций электронов ($n_{0e} \gtrsim 10^{22}–10^{23}$ см$^{-3}$), соответствующих хорошим металлам.

Подкоренное выражение в соотношении (24), определяющем ширину солитона, должно быть положительно. Для металлов, в которых скорость продольного звука убывает с ростом частоты, параметр γ положителен. Тогда солитоны должны иметь скорость s больше скорости линейного звука $s_0 = \sqrt{(\alpha + \lambda_e)/\rho_0}$. Рассматриваемые одномерные солитоны при этом оказываются устойчивыми относительно неодномерных возмущений [13]. Знак амплитуды солитона (при $s > s_0$) определяется знаком знаменателя в выражении (24). Требование возрастания упругости с ростом деформации приводит к условию $\beta < 0$ [2]. Имеющиеся же оценки величины β показывают [2], что $3\alpha + 2\beta < 0$. Тогда коэффициент b в уравнении (22) оказывается отрицательным: $b < 0$. Отрицательной же при этом будет и амплитуда солитона, т.е. мы будем иметь солитон растяжения. Возможны, вероятно, и металлы, для которых $3\alpha + 2\beta > 0$ (например, металлы, в которых отклонение упругих свойств решетки от закона Гука значительно менее существенно (т.е. β мало по сравнению с α)). Тогда знак коэффициента b в уравнении (25) будет целиком определяться величиной электронной перенормировки. Если электронная перенормировка мала и $b > 0$, то мы будем иметь солитон сжатия, при сильной же электронной перенормировке (когда упругость вырожденного электронного газа превышает упругость решетки) коэффициент b может стать отрицательным и снова получаем солитон растяжения.

В металлах с положительной дисперсией скорости линейного решеточного звука (т.е. с $\gamma < 0$) при малом электронном вкладе полный перенормированный коэффициент a при u''' в (25) будет отрицателен, что соответствует положительной дисперсии скорости линейного звука. Тогда подкоренное выражение в формуле для ширины солитона Δ будет положительным при скорости солитона s, меньшей скорости линейного звука: $s < s_0$. Одномерные солитоны в этом случае оказываются неустойчивыми относительно двумерных возмущений [13].

Таким образом, мы показали, что электроны в металлах оказывают существенное влияние на нелинейные упругие явления. Причем это влияние важно в тех же условиях, когда вклад электронов существен и для линейных характеристик. Однако вклады электронов в линейные и нелинейные параметры оказываются различными. Устойчивые солитоны должны наблюдаться в металлах с отрицательной дисперсией скорости линейного звука ($a > 0$); скорость их при этом больше скорости линейного звука $s > s_0$. Такие солитоны могут быть как солитонами растяжения, так и солитонами сжатия. При этом, если решетка такова, что $3\alpha + 2\beta > 0$, то в отсутствие электронов реализовался бы солитон сжатия, электронная же перенормировка может сделать его солитоном растяжения. В металлах с положительной дисперсией скорости линейного звука ($a < 0$) солитоны возникают при $s < s_0$ и неустойчивы. Подчеркнем, что за счет электронов полная дисперсия может быть отрицательной (т.е. $a > 0$) даже в металлах с решетками, для которых $\gamma < 0$ (т.е. решеточная дисперсия положительна), т.е. устойчивые солитоны могут возникать и в тех металлах, в которых в пренебрежении электронами упругие солитоны неустойчивы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Красильников В.А., Крылов В.В.* Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
2. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.
3. *Конторович В.М.* Динамические уравнения теории упругости в металлах // Электроны проводимости. М.: Наука, 1985. С. 44–100.
4. *Силин В.П.* К теории поглощения ультразвука в металлах // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 3. С. 977–983.
5. *Лифшиц И.М., Ржевский В.В., Трибельский М.И.* О нелинейных акустических эффектах в металлах вблизи точки электронно-топологического перехода // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4. С. 1528–1541.
6. *Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л., Козуб В.И.* Нелинейные эффекты при распространении высокочастотного звука в нормальных проводниках // УФН. 1979. Т. 128. Вып. 1. С. 107–133.
7. *Демиховский В.Я., Максимова Г.М., Сауткин В.Е.* Взаимодействие акустических импульсов с электронами в металлах // ЖЭТФ. 1984. Т. 86 Вып. 3. С. 1037–1048.
8. *Демиховский В.Я., Шматкова Н.И.* Зависимость скорости звука от амплитуды волны в бесстолкновительном режиме // ФНТ. 1978. Т. 4. № 2. С. 256–261.
9. *Гуревич А.В.* Распределение захваченных частиц в потенциальной яме в отсутствие столкновений // ЖЭТФ. 1967. Вып. 3 (9). С. 953–964.
10. *Шустер Г.В.* Акустический солитон в металлах // Украинский физический журнал. 1988. Т. 33. № 10. С. 1550–1552.
11. *Гузь Ф.Н., Махорт Ф.Г.* Акустоэлектромагнитоупругость. Киев: Наук. думка, 1982. 286 с.
12. *Францевич И.Н., Воронов Ф.Ф., Бакута С.А.* Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов. Киев: Наук. думка, 1982. 286 с.
13. *Кадомцев Б.Б., Петвиашвили В.И.* Об устойчивости уединенных волн в слабо диспергирующих средах // Докл. АН СССР. 1970. Т. 192. № 4. С. 753–756.

Уральский государственный университет
им. А.М. Горького

Поступила в редакцию
24.01.92
После исправления
29.05.92

E.A. Pamyatnykh, A.V. Ursulov

SOLITARY WAVES OF DEFORMATION IN METALS

A possibility for the propagation of nonlinear solitary waves of deformation in metals is studied. The case of a noncompensated metal is discussed. In this case the interaction of electrons with the lattice occurs through the self-consistent electrical field first of all. The Korteveg de Vriese equation for a variable perturbation with a small but finite amplitude is obtained for the case when the perturbation rise time is more than the electrons free travel time. The influence of electrons in this case is reduced to the renormalization of third order elastic constants. This renormalization is essential for the same conditions under which the electronic renormalization of the linear sound velocity is essential. The electrons influence on the characteristics of solitary waves of deformation is analysed. It is shown in particular that deformation solitons can become stable due to electrons even in the systems where the solitons are unstable with respect to non-one-dimensional perturbations in the absence of electrons.