

Эффекты компенсации во взаимодействии электронной и ионной подсистем металла

Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, О. Ф. Панченко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины
Украина, 83114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: tsymbal@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 29 октября 1999 г., после переработки 28 декабря 1999 г.

Проведен детальный теоретический анализ взаимодействия электронной и ионной подсистем в нормальных металлах. Используются простые, но реалистические модели поверхности Ферми и тензора деформационного потенциала, позволяющие получить численные решения дисперсионного уравнения. Для выяснения следствий взаимной частичной или полной компенсации концентраций электронов и дырок мы варьировали как внешние параметры (частоту звука, величину магнитного поля), так и параметры модели металла (константу тензора деформационного потенциала, отношение концентраций электронов и дырок, частоту релаксации свободных носителей). Показано, что в компенсированных металлах эффекты компенсации приводят к сильному подавлению взаимодействия решетки с одной из групп свободных носителей. Теоретические результаты качественно согласуются с экспериментальными данными, полученными в кадмии и вольфраме. Количественное сравнение теории с экспериментом позволило, в частности, оценить величины констант деформационного потенциала в кадмии.

Виконано детальний теоретичний аналіз взаємодії електронної та іонної підсистем в нормальних металах. Використовано прості, але реалістичні моделі поверхні Фермі та тензора деформаційного потенціалу, що дозволило одержати числовий розв'язок дисперсійного рівняння. Для з'ясування наслідків взаємної часткової або повної компенсації електронів та дірок ми варіювали як зовнішні параметри (частоту звуку, величину магнітного поля), так і параметри моделі (константу тензора деформаційного потенціалу, відношення концентрацій електронів та дірок, частоту релаксації вільних носіїв). Показано, що в компенсованих металах ефекти компенсації призводять до сильного пригнічення взаємодії ґратки з однією з груп вільних носіїв. Теоретичні висновки якісно збігаються з експериментальними даними, одержаними на кадмії та вольфрамі. Кількісне порівняння теорії та експерименту дозволило, зокрема, оцінити константи деформаційного потенціалу в кадмії.

PACS: 72.55.+s, 72.15.Nj

Введение

Проблема взаимодействия как различных подсистем конденсированных сред, в частности металлов, так и коллективных возбуждений этих подсистем представляет собой одну из принципиальных задач физики твердого тела. Ранее в [1] нами было подробно рассмотрено связывание геликонов и доплеронов — слабозатухающих электромагнитных мод, являющихся возбуждениями одной и той же подсистемы металла. В последующей работе [2] было детально изучено взаимодействие электронов с решеткой и ультразвуковых волн со слабозатухающими электромагнитными модами, анализировалась простая, но реалистическая модель некомпенсированного ме-

талла, имеющего одну группу носителей. Было установлено, что независимо от типа связанных мод существуют общие закономерности, характеризующие проблему связывания вообще. Настоящая работа, заключающая этот цикл работ, является логическим продолжением [2] и посвящена детальному рассмотрению взаимодействия электронов с решеткой в компенсированных металлах, т.е. в металлах, имеющих по крайней мере две группы носителей, — электронов и дырок. Актуальность ее обусловлена, на наш взгляд, кажущейся нелогичностью и противоречивостью экспериментальных результатов, полученных к настоящему времени. Оказалось, что наличие в металле еще одной группы носителей может при-

вести (и приводит) к «драматическим» последствиям, проявляющимся в кардинальном изменении характера взаимодействия решетки с носителями одной из групп. При этом принципиально важно, что металл является компенсированным, т.е. концентрации электронов и дырок равны. Такой группой, будем называть ее основной, оказывается группа, имеющая носители с максимальным для данного металла шагом спиральной траектории u_{\max} в магнитном поле \mathbf{H} : $u = |2\pi v_H / \omega_c|$ (v_H — средняя скорость дрейфа носителей вдоль \mathbf{H} ; $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота; здесь и далее полагаем, что орбиты всех носителей являются замкнутыми). Соответственно доплероны, обусловленные доплер-сдвинутым циклотронным резонансом (ДСЦР) носителей этой группы, мы назвали ранее длинноволновыми [3] (с возрастанием поля длина волны доплеронов $\lambda_D \rightarrow u_{\max}$).

Наиболее неожиданные экспериментальные результаты были получены в кадмии. Именно в этом компенсированном металле доплерон-фононный резонанс (ДФР) был обнаружен впервые [4]. В кадмии имеется две практически равные по концентрации группы носителей: основная — электронная («линза») и неосновная — дырочная («монстр») [5]. Соответственно в радиоспектроскопических исследованиях наблюдаются осцилляции поверхностного сопротивления, являющиеся результатом возбуждения длинновол-

нового электронного [6,7] и коротковолнового дырочного [7] доплеронов. При этом дырочный доплерон проявляется существенно слабее, что обусловлено, в первую очередь, бесстолкновительным резонансным поглощением доплеронной волны электронами «линзы». На первый взгляд, в полном противоречии с этими результатами находятся данные магнитоакустических исследований. На рис. 1 приведены примеры экспериментальных зависимостей коэффициента затухания поперечного ультразвука $\Gamma \equiv \text{Im } k$ в кадмии (см. также [8,9]). Здесь \mathbf{k} — волновой вектор линейно поляризованной поперечной звуковой волны. Поле H_L соответствует краю одночастичного бесстолкновительного поглощения звука электронами «линзы», обусловленного ДСЦР (магнитоакустический резонанс), а H_M — краю поглощения звука дырками «монстра». Видно, что на низких частотах в полях $H_M < H < H_L$ магнитоакустический резонанс практически никак не проявляется. Аномалия же D_L , наблюдаемая в полях $H > H_L$ и являющаяся результатом взаимодействия звука с электронным доплероном [4], имеет очень маленькую амплитуду. Необходимо также отметить, что эта аномалия имеет вид не пика поглощения, а скорее подобна аномалиям дисперсии скорости звука, появления которых следовало бы ожидать в окрестности ДФР [2]. Экспериментально такие аномалии наблюдались, например, в [10]. Существенно сильнее в поглощении звука в кадмии проявляют себя дырки, являющиеся неосновной группой носителей. На рис. 1 (кривая 1) видно, что с уменьшением H в полях $H < H_M$ затухание звука резко возрастает в результате «включения» бесстолкновительного поглощения звука дырками «монстра». С ростом частоты эта особенность в поглощении, имеющая вид «края Келдаса» [11], трансформируется в асимметричный пик в полях, меньших H_M . В полях же $H > H_M$ возникает мощный пик поглощения D_M , имеющий «классическую» форму кривой поглощения и обусловленный взаимодействием звука с дырочным доплероном [8].

В работе [12] сделана попытка теоретического анализа ДФР в кадмии. Однако авторы использовали очень упрощенную модель металла и ограничились анализом взаимодействия в пределе сильной связи доплеронов со звуком. В результате полученная зависимость коэффициента затухания звука от магнитного поля даже качественно не согласовалась с экспериментальной.

Непосредственной целью настоящей работы является теоретический анализ затухания поперечного звука в компенсированных металлах,

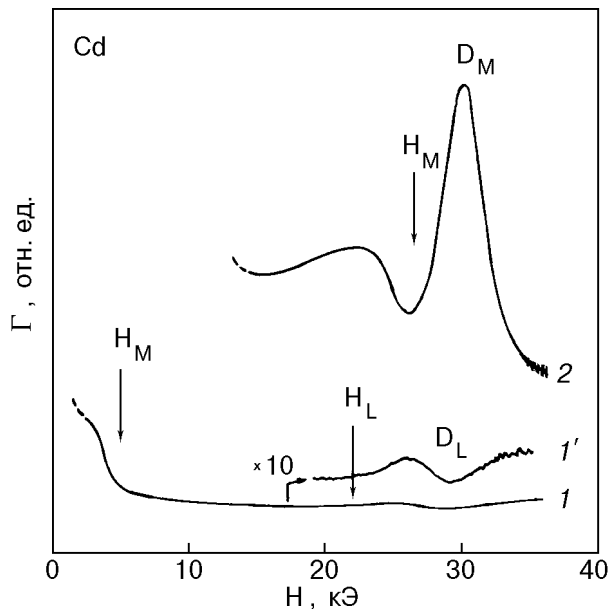


Рис. 1. Затухание линейно поляризованного поперечного звука ($\Gamma \equiv \text{Im } k$) в кадмии в функции магнитного поля при различных частотах $\omega/2\pi$, МГц: 60 (1, 1'), 300 (2); $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel [0001]$, $T=4,2$ К. Поля H_L и H_M соответствуют краю бесстолкновительного поглощения звука электронами «линзы» и дырками «монстра» соответственно. Особенности D_L и D_M обусловлены ДФР.

обусловленного взаимодействием электронов с решеткой в присутствии внешнего магнитного поля. Использована достаточно реалистическая модель металла. Дисперсионное уравнение решалось численно с помощью метода Мюллера (обобщенный метод секущих) с дефляцией [13]. Для определенности некоторые неварьируемые параметры модели (плотность металла, скорость звука и т.д.) приняты равными соответствующим параметрам в кадмии. Это, однако, не ограничивает общности проделанного анализа. Напротив, полученное в работе дисперсионное уравнение позволяет существенно расширить его рамки. В частности, нами рассмотрены последствия эффекта постепенной раскомпенсации концентраций электронов и дырок.

Дисперсионное уравнение и модель металла

1. Упругие и электромагнитные колебания в металлах описываются уравнениями теории упругости и Максвелла, дополненными материальными соотношениями (см., например, [14,15], а также обзоры [16,17]). Ограничим наше рассмотрение анализом взаимодействия монохроматических плоских волн (\mathbf{u} , $\mathbf{E} \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$; \mathbf{u} — вектор смещений решетки, \mathbf{E} — электрическое поле) в геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \hat{z}$, в металле, все участки поверхности Ферми (ПФ) которого аксиально симметричны относительно оси \hat{z} . Тогда для поперечных циркулярно поляризованных компонент колебаний $\psi_{\pm} = \psi_x \pm i\psi_y$ (\pm — поляризация; $\psi = u, E$) дисперсионное уравнение связанных электромагнитных и звуковых мод можно написать в виде [2,18]

$$(k^2 c^2 - 4\pi i \omega \sigma_{\pm})(k^2 v_s^2 - \omega^2 - L_{\pm}/\rho) = (4\pi i \omega/\rho) g_{\pm} G_{\pm}, \quad (1)$$

где ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор; ρ — плотность металла; $v_s = (\lambda_{xzzx}/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечной звуковой волны, определяемая тензором модулей упругости $\hat{\lambda}$; \hat{G} , \hat{L} , $\hat{\sigma}$, \hat{g} — материальные тензоры ($\phi_{\pm} = \phi_{xx} \pm i\phi_{yx}$ для $\phi = \sigma, L, g, G$). Следует заметить, что уравнение (1) учитывает не только связывание звуковых мод с коллективными электромагнитными модами, но и одночастичное взаимодействие электронов с решеткой (магнитоакустический резонанс).

Материальные тензоры \hat{g} , \hat{G} и \hat{L} являются линейными комбинациями электроакустических коэффициентов, для которых точные выражения были получены Конторовичем [17]. В пренебрежении эффектом Стюарта—Толмена, справедли-

вом в достаточно сильных магнитных полях, имеем

$$\sigma_{\pm} = e^2 \langle v_{\pm} v_{\pm}^* \rangle, \quad (2)$$

$$g_{\pm} = \mp \frac{\omega e^2 H}{c} \langle v_{\pm}^* (v_{\pm} \pm \frac{ck}{eH} \Lambda_{\pm}) \rangle, \quad (3)$$

$$G_{\pm} = \mp i \frac{e^2 H}{c} \langle (v_{\pm} \pm \frac{ck}{eH} \Lambda_{\pm})^* v_{\pm} \rangle, \quad (4)$$

$$L_{\pm} = i\omega \left[\frac{eH}{c} \right]^2 \langle \left| v_{\pm} \pm \frac{ck}{eH} \Lambda_{\pm} \right|^2 \rangle. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{v} — скорость электрона ($v_{\pm} = v_x \pm iv_y$); Λ — тензор деформационного потенциала ($\Lambda_{\pm} = \Lambda_{xz} \pm i\Lambda_{yz}$); (*) — знак комплексного сопряжения, а угловые скобки означают интегрирование по ПФ (FS) в импульсном (\mathbf{p}) пространстве:

$$\langle \phi_{\pm} \rangle = i \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_{FS} \frac{\phi_{\pm} |m| dp_z}{\omega + iv \pm \omega_c - kv_z}. \quad (6)$$

В (6) ν — частота релаксации электронов. Поскольку нас интересует область относительно низких частот и сильных полей, ограниченная неравенством $\omega < \nu \ll |\omega_c|$, далее в (6) будем полагать $\omega = 0$.

2. Для металлов с анизотропными ПФ вид тензора Λ неизвестен. Однако при качественном рассмотрении можно предположить, что он соответствует тензору деформационного потенциала в случае изотропного закона дисперсии электронов:

$$\Lambda_{\alpha\beta} = \lambda_0 m \left(\frac{1}{3} v^2 \delta_{\alpha\beta} - v_{\alpha} v_{\beta} \right), \quad (7)$$

где λ_0 — константа, равная единице для свободных электронов.

Рассмотрим модель металла, имеющего две группы носителей: электронов и дырок, с концентрациями N_e и N_h (здесь и далее индексами «e» и «h» маркированы электронные и дырочные параметры). Несмотря на двухзонность спектра, а следовательно, соответствующие симметричные соображения и требование электронейтральности ($\langle \Lambda_{\alpha\beta} \rangle = 0$), чтобы не усложнять рассмотрение, полагаем, что тензор $\Lambda_{\alpha\beta}$ как для дырок, так и для электронов определяется выражением (7), но с разными константами λ_0 . Будем считать, что циклотронные массы m_e и m_h и величины λ_{0e} и λ_{0h} постоянны для каждой из групп носителей, а $\mathbf{v} = \text{const}$ для всех носителей. Тогда, вычисляя коэффициенты (3)–(5) и преобразуя (1), перепишем дисперсионное уравнение в виде

$$q^2 - q_s^2 = \frac{\alpha_1(q)}{\Omega^2 q^2 / q_s^2 \pm F_{\pm}(q)} - \alpha_2(q), \quad (8)$$

где

$$\alpha_1(q) = \alpha_0 q_s \{ (1 - \lambda_e) \Omega^2 q^2 / q_s^3 \mp \lambda_e F_{\pm}(0) \mp \mp \Delta \lambda (N_h / N_e) [F_{\pm}^h(q) - F_{\pm}^h(0)] \}^2, \quad (9)$$

$$\alpha_2(q) = \alpha_0 q_s \{ (1 - \lambda_e) \Omega^2 q^2 / q_s^3 \pm \lambda_e^2 F_{\pm}(0) \pm \pm (\Delta \lambda)^2 (N_h / N_e) [F_{\pm}^h(q) - F_{\pm}^h(0)] \}. \quad (10)$$

Здесь для удобства анализа введены безразмерные параметры

$$q = kv_e / \omega_{ce}; \quad q_s = q|_{k=k_s}; \quad \Omega = \omega / \omega_0. \quad (11)$$

В (8)–(11) $F_{\pm}(q)$ — нелокальный множитель в проводимости ($\sigma_{\pm} = \pm i(N_e ec/H)F_{\pm}$; $F_{\pm} = F_{\pm}^e + (N_h/N_e)F_{\pm}^h$); $\alpha_0 = (N_e m_e / \rho)(v_e / v_s)$; $\Delta \lambda = \lambda_e - \lambda_h$; $\lambda_{e,h} = \lambda_{0e,h}(1 \pm i\gamma_{e,h})$; $\gamma_{e,h} = v / \omega_{ce,h}$; v_e — некая характерная скорость электронов, в данной работе равная скорости электронов, для которых величина u максимальна; $k_s = \omega / v_s$; $\omega_0 = (\omega_{pe}^2 v_s^3 / c^2 v_e)^{1/2}$; $\omega_{pe}^2 = 4\pi N_e e^2 / m_e$. Следует отметить, что уравнение (8) с коэффициентами (9),(10) инвариантно к перестановке индексов «e» и «h».

3. Электронную и дырочную ПФ аппроксимируем аксиально симметричными относительно оси \hat{z} поверхностями типа «гофрированный цилиндр» [2,19]:

$$S(p_z) = S_0 + S_1 \cos(\pi p_z / p_0), \quad |p_z| \leq p_0, \quad (12)$$

где $S(p_z)$ — площадь сечения ПФ плоскостью $p_z = \text{const}$; $S_0, S_1 \leq S_0$ и $p_0 > 0$ — параметры модели. Учитывая, что $v_{\pm} v_{\pm}^* = S(p_z) / \pi m^2$ и $v_z = -(\partial S / \partial p_z) / 2\pi m$, из (6) получаем

$$F_{\pm}(q) = F_{\pm}^e(q) + (N_h / N_e) F_{\pm}^h(q) = [(1 \pm i\gamma_e)^2 - q^2]^{-1/2} - (N_h / N_e) [(1 \pm i\gamma_h)^2 - \beta^2 q^2]^{-1/2}. \quad (13)$$

Здесь $\beta = |\partial S_h / \partial p_z|_m / |\partial S_e / \partial p_z|_m$, где $|\partial S_{e,h} / \partial p_z|_m$ — максимальные значения производной $\partial S_{e,h} / \partial p_z$. Для принятой нами модели ПФ величина v_e определяется соотношением $v_e = |\partial S_e / \partial p_z|_m / 2\pi m_e$.

Рамки нашего рассмотрения не ограничиваются анализом экспериментальных результатов маг-

нитоакустических исследований поглощения звука в кадмии. Тем не менее, как отмечалось, для определенности некоторые параметры используемой модели металла приняты соответствующими параметрам кадмия. Взаимное положение сингулярностей в проводимости (13) ($F_0 \rightarrow \infty$ при $q^2 \rightarrow 1$ и $q^2 \rightarrow \beta^2$; $F_0 = F_{\pm}|_{\gamma_{e,h}=0}$) определяется дифференциальными характеристиками ПФ, а точнее величинами $R_m = |\partial S / \partial p_z|_m / 2\pi \hbar$. В кадмии $R_m^e = 1,43 \text{ \AA}^{-1}$ («линза») и $R_m^h = 0,342 \text{ \AA}^{-1}$ («монстр») [20]. В соответствии с этими и другими известными данными будем полагать, что в (8) и (13)

$$\rho = 8,65 \text{ г/см}^3, \quad v_s = 1,57 \cdot 10^5 \text{ см/с},$$

$$m_e = 3|m_h| = 0,9 \cdot 10^{-27} \text{ г},$$

$$N_e = N_h = 0,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}, \quad \beta = 0,24. \quad (14)$$

Естественно, что, аппроксимируя дырочный «монстр» в кадмии, имеющий вращательную симметрию 3-го порядка относительно оси [0001], аксиально симметричной поверхностью, мы исключаем из рассмотрения наблюдаемые в эксперименте [8] кратные резонансы. Более слабой (логарифмической [21], а не корневой, как в (13)) является, по-видимому, и сингулярность в проводимости, обусловленная ДСЦР электронов «линзы». Однако такое упрощение модели ПФ в

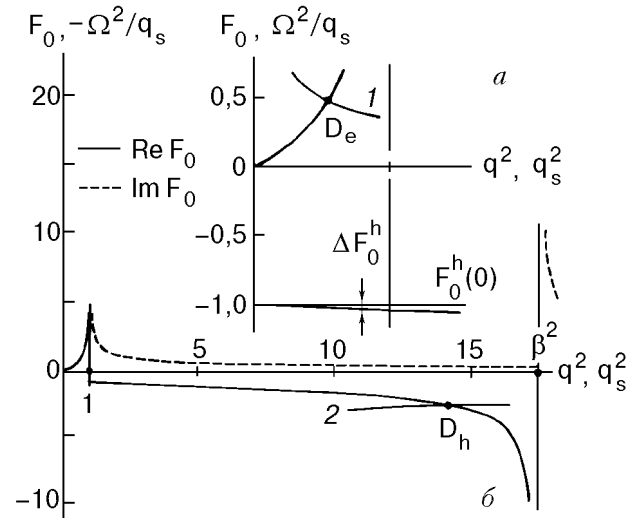


Рис. 2. Функция F_0 (13) ($F_0 = F_{\pm}|_{\gamma_{e,h}=0}$) и графическое решение уравнения (15). Кривая 1 — левая часть (15) в поляризации « \leftrightarrow » на частоте $\Omega = 0,59$ (для параметров (14) эта частота соответствует значению $\omega/2\pi = 60$ МГц) (а); кривая 2 — левая часть (15) в поляризации « \leftrightarrow » на частоте $\Omega = 2,95$ ($\omega/2\pi = 300$ МГц) (б). В точках D_e и D_h звуковые моды резонансно взаимодействуют с электронным и дырочным доплеронами соответственно.

нашем рассмотрении не имеет принципиального значения, тем более, что мы уже сделали серьезные допущения при выборе модели деформационного потенциала. Функция $F_0(q)$ (13) в металле с параметрами (14) приведена на рис. 2.

Затухание звука

При численном решении дисперсионного уравнения (8) будем находить зависимости коэффициентов затухания звуковых мод k''_{\pm} ($k_{\pm} = k'_{\pm} + ik''_{\pm}$) от величины внешних параметров и параметров модели металла. Внешними параметрами являются частота, т.е. величина Ω (для параметров (14) $\omega_0/2\pi \cong 102$ МГц), и безразмерное магнитное поле $h \cong q_s^{-1}$. На рис. 2 видно, что при $q^2 > 1$ функция F_0 является комплексной. Это свидетельствует о бесстолкновительном затухании электромагнитных и звуковых волн, обусловленном ДСЦР. В интервале $\beta \leq h \leq 1$ условие ДСЦР ($kv_z/\omega_c = 1$) выполняется для электронов, а при $h \leq \beta$ — как для электронов, так и для дырок. Столкновения приводят к размытию края поглощения, в результате чего коллективные моды будут затухать и при $h > 1$. Для нашей модели ПФ величины $h = 1$ и $h = \beta$ соответствуют на рис. 1 полям H_L и H_M .

Нули знаменателя в первом слагаемом в правой части (8) являются корнями дисперсионного уравнения для электромагнитных мод в отсутствие их взаимодействия со звуком. Положив в этом знаменателе $q = q_s$ и $F_{\pm} = F_0$, получим уравнение

$$\mp \Omega^2/q_s = F_0(q_s), \quad (15)$$

позволяющее найти поля, в окрестности которых звуковые моды резонансно связываются со слабозатухающими электромагнитными модами. В компенсированных металлах это доплероны. На рис. 2 в качестве примера приведено графическое решение (15) для двух значений Ω . Видно, что в точке D_e звуковая компонента в поляризации «-» связывается с электронным, а в точке D_h (поляризация «+») — с дырочным доплероном. Следовательно, соответствующие резонансные особенности в поглощении звука должны наблюдаться в полях $h > 1$ и $h > \beta$. Существенно отметить, что в точке D_h $\text{Re } F_0 \gg \text{Im } F_0$. На более низких частотах это условие уже не выполняется, электромагнитная мода не будет слабозатухающей, и нельзя уже пользоваться уравнением (15).

Взаимодействие электронов с решеткой описывается дисперсионным уравнением (8). Характер этого взаимодействия и обусловленного им поглощения звука полностью определяется видом коэффициентов α_1 и α_2 . Проведем вначале сравнительный анализ поглощения звука в некомпенсированном ($N_h = 0$) и компенсированном ($N_e = N_h$) металлах. Упростим его, положив в (9) и (10) $q = q_s$ ($\Omega^2 q^2/q_s^3 \rightarrow \Omega^2 h$) и $\gamma_{e,h} = 0$. Будем также полагать, что в общем случае $\lambda_{0e} \neq 1$ и $\Delta\lambda \neq 0$.

Некомпенсированный металл. В фигурных скобках в правой части (9) и (10) имеется три внешне попарно подобных слагаемых. В случае некомпенсированного металла ($N_h \rightarrow 0$) третьи слагаемые исчезают, а во вторых слагаемых $\lambda_e F_{\pm}(0) \rightarrow \lambda_{0e}$. Именно эти слагаемые и определяют характер взаимодействия электронов с решеткой на низких частотах, когда первые слагаемые относительно невелики. В особенности это касается модели свободных электронов ($\lambda_{0e} = 1$ [11]). Ранее было показано, что на низких частотах существенную роль во взаимодействии играют вихревые токи [22,23]. В результате в полях $h < 1$ в поглощении звука будет наблюдаться особенность, имеющая вид «края Келдаса» [11,16]. С ростом частоты растут по величине и первые слагаемые. Начинает играть роль чисто деформационное поглощение звука [22,23], и особенность типа «край Келдаса» трансформируется в асимметричный пик в полях, меньших резонансного поля $h = 1$ [23]. Естественно, что указанные особенности коэффициентов α_1 и α_2 в некомпенсированном металле определяют и характер связывания звуковых мод с геликонами и доплеронами. Подробно этот вопрос рассмотрен нами ранее [2].

Компенсированный металл. При переходе к компенсированному металлу ($N_h \rightarrow N_e$) вид коэффициентов α_1 и α_2 существенно изменяется. В результате эффектов компенсации в проводимости вторые слагаемые в фигурных скобках в правой части (9) и (10) обращаются в нуль (см. (13) и рис. 2). Однако теперь не равны нулю третьи слагаемые, величина которых определяется разностью $\Delta\lambda$ и чисто нелокальным вкладом дырок в проводимость металла: $\Delta F_0^h = F_0^h(q_s) - F_0^h(0)$. Рассмотрим вначале взаимодействие свободных носителей с решеткой в области полей $h \sim 1$ ($q_s \sim 1$). Поскольку $\beta^2 \ll 1$, в этой области полей $\Delta F_0^h \approx \beta^2 q_s^2/2 \ll 1$ (см. рис. 2), и для разумных значений $\Delta\lambda$ третьи слагаемые также будут относительно малы. На низких частотах малы и пер-

вые слагаемые. В результате, в отличие от некомпенсированного металла, магнитоакустический и доплерон-фононный резонансы, обусловленные взаимодействием решетки с электронами (в данном случае носителями основной группы), в эксперименте будут проявляться слабо. При $\lambda_{0e} \sim 1$ это взаимодействие будет слабым даже на достаточно высоких частотах.

Малость третьих слагаемых в (9) и (10) в рассматриваемой области полей в определенной степени обусловлена относительно слабым деформационным взаимодействием решетки с дырками. Это легко показать, рассмотрев, например, структуру выражений для коэффициентов g_{\pm} и G_{\pm} . Для деформационного потенциала (7)

$$g_{\pm}^{e,h}, G_{\pm}^{e,h} \propto \{F_{\pm}^{e,h}(q) - \lambda_{e,h}[F_{\pm}^{e,h}(q) - F_{\pm}^{e,h}(0)]\}. \quad (16)$$

Первые слагаемые в правой части (16) возникают в результате индукционного взаимодействия свободных носителей с решеткой и определяются индукционными токами и силами, действующими на решетку. Вторые слагаемые есть результат деформационного взаимодействия. Для компенсированного металла в (1) имеем $g_{\pm} = g_{\pm}^e + g_{\pm}^h$, $G_{\pm} = G_{\pm}^e + G_{\pm}^h$. Из (9) видно, что третье слагаемое в фигурных скобках состоит из двух членов, один из которых, $\lambda_h \Delta F_0^h$, непосредственно связан с деформационными членами в g_{\pm}^h и G_{\pm}^h . Второй же член, $\lambda_e \Delta F_0^h$, возникает при суммировании общего вклада электронов и индукционного вклада дырок. Следовательно, можно сделать вывод, что слабость взаимодействия электронной и ионной подсистем компенсированного металла на низких частотах в полях, лежащих в окрестности значения $h \sim 1$, обусловлена, во-первых, компенсацией «электронного» вклада во взаимодействие подсистем металла индукционным вкладом дырок, а во-вторых, слабостью деформационного взаимодействия решетки с носителями неосновной группы, в данном случае с дырками.

Рассмотрим теперь область полей $h \sim \beta$ и ниже. Как видно из (13) и рис. 2, с понижением поля чисто нелокальный вклад дырок в проводимость растет ($\Delta F_0^h \rightarrow -\infty$). Соответственно возрастают по модулю и величины α_1 и α_2 . Однако конкуренция сингулярных при $h \sim \beta$ членов, содержащихся в выражениях для α_1 и α_2 и в знаменателе первого слагаемого в правой части (8), затрудняет качественный анализ. Чтобы сделать его наглядным, устраним эту конкуренцию, переставив в (8)–(10) индексы «e» и «h». В результате коэффициенты α_1 и α_2 уже не будут сингулярными, так как после перестановки индексов в третьих слагаемых в фигурных скобках в правой

части (9) и (10) появляется множитель $\Delta F_0^e = F_0^e(q) - F_0^e(0) \approx -1 \mp ih$. Теперь при малых β $|\Delta F_0^e| \sim 1$ в полях $h \leq \beta$, и в зависимости от величины $\Delta\lambda$ эти слагаемые могут оказаться относительно большими. В результате возникает ситуация, аналогичная рассмотренной выше в некомпенсированном металле. На низких частотах магнитоакустический резонанс, обусловленный дырками, будет проявляться в поглощении звука в виде особенности типа «край Келдаса». Однако теперь характер взаимодействия свободных носителей с решеткой определяется в основном третьими, а не вторыми слагаемыми в (9) и (10). С ростом частоты эта особенность будет трансформироваться в асимметричный пик в полях ниже резонансного поля $h = \beta$.

Иллюстративный количественный анализ

Перейдем к рассмотрению численных решений уравнения (8) с проводимостью (13). Решения будем получать для модели металла с параметрами (14), причем теперь мы уже не можем пренебрегать столкновениями. Ниже будет показано, что столкновения могут существенно влиять на форму проявления ДФР в полях $h > 1$. Величины частот ν примем соответствующими типичным значениям длин свободного пробега резонансных электронов вдоль \mathbf{H} , $l_e = v_e / \nu$, равным 0,2; 0,5 и 1,0 мм. Осталось два неизвестных параметра — константы деформационного потенциала. При выборе значений λ_{0e} и λ_{0h} воспользуемся следующими соображениями. В (7) m — циклотронная масса. Для сферической ПФ свободных электронов она равна массе свободного электрона m_0 , причем $\lambda_0 = 1$. Известно [24], что кадмий относится к металлам, для которых модель свободных электронов дает очень реалистичское первое приближение для фактической зонной структуры и ПФ. В этом приближении ПФ состоит из участков сфер свободных электронов. Предположим, что на каждом из участков, как и в случае сферической ПФ, выполняется равенство $\lambda_0 |m| \sim m_0$. Электронная «линза» в кадмии состоит из двух сферических сегментов. В интересующей нас геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel [0001]$ электронные орбиты представляют собой круговые орбиты свободных электронов. Поэтому есть основания полагать, что для электронной ПФ $m_e \sim m_0$ и $\lambda_{0e} \sim 1$. Величину λ_{0e} будем варьировать в некотором интервале, включающем «особую» точку $\lambda_{0e} = 1$. Качественный анализ формы дырочного «монстра» в кадмии, а также известные данные свидетельствуют о том, что усредненная циклотронная масса дырок по модулю примерно втрое меньше m_0 . Следова-

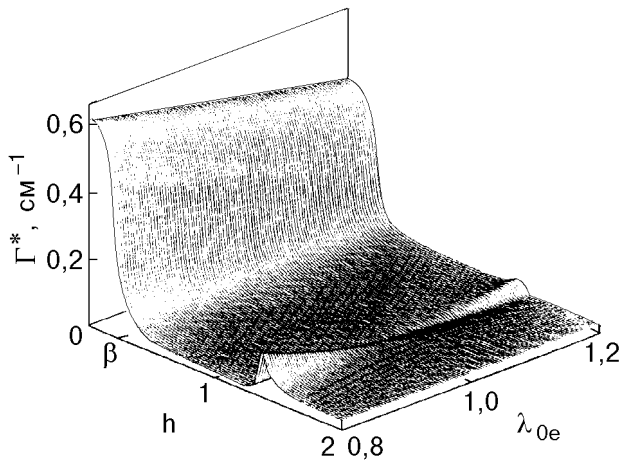


Рис. 3. Зависимость $\Gamma^* = (k_+'' + k_-'')/2$ от величин безразмерного магнитного поля h и константы λ_{0e} (численные решения (8), (13), полученные для параметров (14), $\lambda_{0h} = 3$, $\Omega = 0,59$ ($\omega/2\pi = 60$ МГц) и $v = 1,66 \cdot 10^9$ с $^{-1}$ ($l_e = 0,2$ мм)).

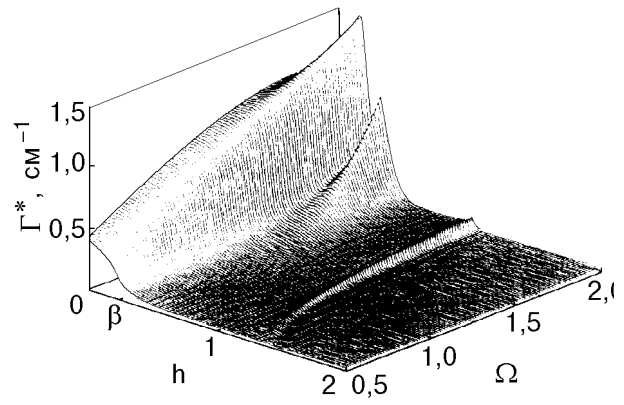


Рис. 4. Зависимость $\Gamma^* = (k_+'' + k_-'')/2$ от величин безразмерного магнитного поля h и частоты Ω (численные решения (8), (13), полученные для параметров (14), $\lambda_{0e} = 1,1$, $\lambda_{0h} = 3$ и $v = 1,66 \cdot 10^9$ с $^{-1}$ ($l_e = 0,2$ мм)).

тельно, в рамках нашего предположения $\lambda_{0h} \sim 3$, и в расчетах положим $\lambda_{0h} = 3$.

Решения дисперсионного уравнения представим в виде зависимостей $\Gamma^* = (k_+'' + k_-'')/2$ от величины безразмерного магнитного поля h при варьировании величин некоторых других параметров. Если выполняются неравенства $k_{\pm}''d \ll 1$ и $|\Delta k_{\pm}''d| \ll 1$, то коэффициент Γ^* по величине практически совпадает с коэффициентом затухания линейно поляризованного поперечного звука Γ . Здесь d — толщина образца; $\Delta k_{\pm}'' = k_{\pm}'' - k_s$.

На рис. 3 приведена зависимость Γ^* от h и λ_{0e} . Наиболее характерная особенность этих зависимостей — слабое проявление взаимодействия решетки с электронами. В особенности это касается взаимодействия электронов со звуком, обусловленного магнитоакустическим резонансом, в полях $h < 1$ (см. также рис. 6, *a*, на котором величина поля H_e соответствует значению $h = 1$). Не велика по амплитуде и аномалия, наблюдаемая в полях $h \sim 1,35$, обусловленная взаимодействием звука с длинноволновым электронным доплероном. Положение ее соответствует положению точки D_e на рис. 2 ($h = q_s^{-1}$). При отклонении величины λ_{0e} от критического значения $\lambda_{0e} = 1$ аномалия приобретает вид пика поглощения, амплитуда которого по мере отклонения возрастает. Связано это с ростом по модулю первого слагаемого в фигурных скобках в правой части (9). Вторая характерная особенность зависимостей, приведенных на рис. 3, — ярко выраженная аномалия в затухании звука, наблюдаемая в полях $h \leq \beta$. Очевидно, что эта аномалия, имеющая вид «края Келдаса» [11], обусловлена «включением»

бесстолкновительного резонансного поглощения звука дырками.

На рис. 4 приведена зависимость Γ^* от h и Ω (интервал варьирования величины Ω соответствует частотному интервалу $\omega/2\pi \cong 50-200$ МГц). Как и на рис. 3, в полях $h > 1$ наблюдается особенность, обусловленная взаимодействием звука с электронным доплероном. С ростом частоты, в соответствии с графическим решением (15), особенность смещается по полю к асимптотическому значению $h = 1$. Действительно, на рис. 2 видно, что с ростом Ω точка D_e смещается по кривой F_0 вверх, сближаясь с асимптотой $q_s^2 = 1$. На достаточно высоких частотах особенность приобретает вид пика поглощения, что обусловлено ростом по модулю первого слагаемого в фигурных скобках в правой части (9). Наблюдаемая на рис. 4 в полях $h \leq \beta$ аномалия, как и на рис. 3, обусловлена бесстолкновительным резонансным поглощением звука дырками. С ростом частоты эта аномалия, имеющая вид «края Келдаса» [11], трансформируется в асимметричный пик в области полей, меньших резонансного поля $h = \beta$. В полях же $h > \beta$ возникает мощный пик поглощения, являющийся результатом взаимодействия звука с коротковолновым дырочным доплероном. На частоте $\Omega = 2,95$ его положение соответствует положению точки D_h на рис. 2 ($h = q_s^{-1}$).

Видно, что приведенные количественные результаты в наиболее важных деталях находятся в хорошем согласии с результатами качественного анализа взаимодействия свободных носителей с решеткой, который был проведен выше. Следует, однако, отметить один из наиболее важных результатов этого анализа, который мы можем под-

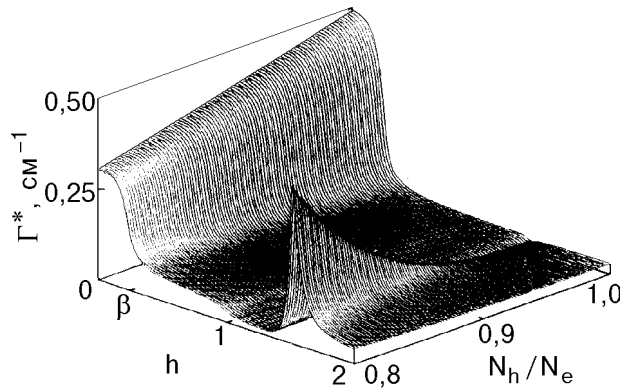


Рис. 5. Зависимость $\Gamma^* = (k_+'' + k_-'')/2$ от величин безразмерного магнитного поля h и отношения N_h/N_e (численные решения (8), (13), полученные для параметров (14), $\lambda_{0e} = 1,1$, $\lambda_{0h} = 3$ и $\nu = 1,66 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ ($l_e = 0,2 \text{ мм}$)).

твердить численным расчетом. Как было показано, основная причина слабости взаимодействия электронов (носителей основной группы) с решеткой на низких частотах обусловлена эффектами компенсации, которые наиболее ярко проявляются в малости по модулю вторых слагаемых в фигурных скобках в правой части (9) и (10). Эта компенсация максимальна именно в компенсированных металлах, в которых $N_e = N_h$. На рис. 5 приведены численные решения (8), полученные для различных значений N_h/N_e . Хорошо видно, что достаточно незначительного отклонения величины N_h/N_e от единицы, чтобы аномалия D_e , наблюдаемая в полях $h > 1$ и имеющая вид слабо выраженного минимума («антирезонанс»), трансформировалась в хорошо выраженный пик поглощения звука. Очевидно, что это обусловлено ростом по модулю второго слагаемого в фигурных скобках в правой части (9) (в сильных полях $F_{\pm} \approx 1 - N_h/N_e$), тогда как величина третьего слагаемого по модулю, наоборот, уменьшается.

Кадмий

Теперь перейдем к количественному анализу экспериментальных результатов, полученных в кадмии (рис. 1). Для этого будем подбирать значения λ_{0e} , добиваясь того, чтобы экспериментальные и рассчитанные зависимости $\Gamma^*(h)$ были достаточно близки, в первую очередь, на частоте 60 МГц. Дело в том, что на частоте 300 МГц нас интересует область полей $h \leq \beta$, так как поля $h \sim 1$ в эксперименте были недостижимы. Варьирование же величины λ_{0e} в некотором интервале относительно значения $\lambda_{0e} = 1$ слабо влияет на форму кривой $\Gamma^*(h)$ в этой области полей на высоких частотах. Это хорошо видно из (9) и

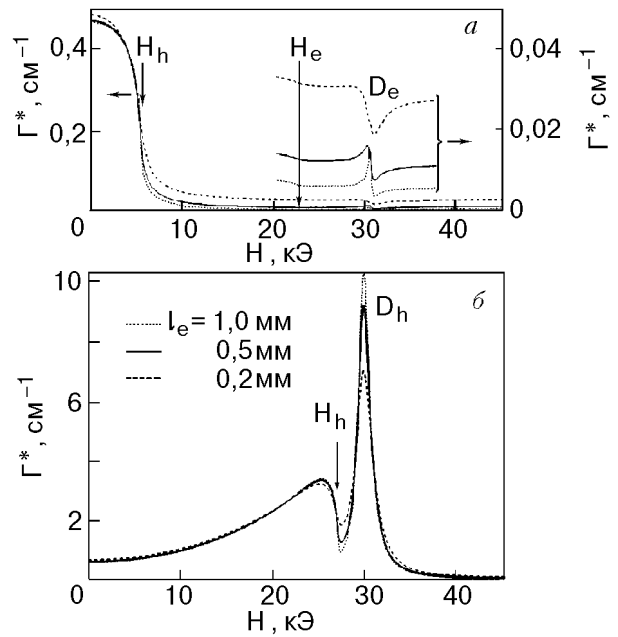


Рис. 6. Зависимости $\Gamma^* = (k_+'' + k_-'')/2$ от величины магнитного поля H (численные решения (8), (13), полученные для параметров (14), $\lambda_{0e} = 1,1$, $\lambda_{0h} = 3$; (а) — $\Omega = 0,59$ ($\omega/2\pi = 60 \text{ МГц}$); (б) — $\Omega = 2,95$ ($\omega/2\pi = 300 \text{ МГц}$) и различных значений длин свободного пробега l_e .

(10), если в этих выражениях переставить индексы «e» и «h».

На рис. 6 приведены расчетные зависимости Γ^* от величины внешнего магнитного поля H , полученные на частотах 60 и 300 МГц для $\lambda_{0e} = 1,1$ и трех значений l_e . Соответствующие экспериментальные кривые представлены на рис. 1. Поле H_e («край Келдаса» для электронов) соответствует полю H_L на рис. 1 и $h = 1$ на рис. 3 и 4, а поле H_h («край Келдаса» для дырок) полю H_M на рис. 1 и $h = \beta$ на рис. 3 и 4. Особенности D_e и D_h (D_L и D_M на рис. 1) обусловлены взаимодействием звука с электронным и дырочным доплеронами соответственно. Видно, что зависимости $\Gamma^*(H)$, полученные для $l_e = 0,5 \text{ мм}$, качественно подобны экспериментальным кривым (в эксперименте количественные измерения не проводились). Однако, если на каждой из частот ограничиться сравнением отношений амплитуд особенностей, обусловленных магнитоакустическим резонансом и ДФР, то можно говорить и о достаточно хорошем количественном согласии расчета с экспериментом. Естественно, что выбор величины λ_{0e} достаточно произволен. Видно, например, что на кривой, полученной для $l_e = 0,5 \text{ мм}$, расстояние между максимумом и минимумом Γ^* в окрестности резонанса D_e примерно вдвое меньше, чем на экспериментальной кривой.

Лучшее соответствие достигается при $l_e = 0,2$ мм и $\lambda_{0e} = 1,14$. Для нас, однако, это не столь принципиально. В данном случае мы хотели показать, помимо общего качественного согласия экспериментального результата с расчетом, еще одну интересную особенность зависимостей $\Gamma^*(H)$, которая может возникнуть в эксперименте.

Рассмотрим эту особенность. На рис. 6,а видно, что столкновения приводят, во-первых, к «размытию» «края Келдаса» для электронов. На рис. 6,а это проявляется в виде выраженных очень слабо изломов на кривых $\Gamma^*(H)$ в поле $H = H_e$. А во-вторых, — к появлению фонового затухания звука, величина которого в достаточно больших полях $H > H_e$ постоянна и пропорциональна величине частоты релаксации ν . На фоне этого затухания становится возможной трансформация формы резонансной особенности, возникающая по мере роста величины ν . На рис. 6,а видно, что при $l_e = 1$ мм особенность имеет вид пика или максимума, тогда как при $l_e = 0,2$ мм она приобретает вид пика с отрицательной относительно фона амплитудой, т.е. минимума или «антирезонанса». Коллективное взаимодействие свободных носителей с решеткой, а следовательно, и ДФР описывается первым слагаемым в правой части (8). Ограничимся рассмотрением реализуемого в данном случае режима слабой связи доплеронов со звуком, положив в правой части (8) $q = q_s$. Тогда знаменатель в этом слагаемом можно переписать в виде $[\Omega^2 h - F'_-(h)] - iF''_-(h)$, где $F''_-(h) > 0$ ($F'_- + iF''_- = F_-$). В полях $h > 1$ функция F''_- пропорциональна ν . Подробно вопрос о виде функций F'_\pm и F''_\pm , а также о корректности использования приближения слабой связи рассматривался нами ранее в [25]. Полагая справедливым неравенство $q'' \ll q'$ ($q = q' + iq''$), левую часть (8) можно написать в виде $(q'^2 - q_s^2) + 2iq'q''$. Условием ДФР является обращение в нуль разности $\Omega^2 h - F'_-$. С учетом столкновений выражение в фигурных скобках в правой части (9) является комплексным. Представим его в виде $a + ib$. Тогда $\alpha_1 \propto (a^2 - b^2) + 2iab$. В типичных случаях $a^2 \gg b^2$, и ДФР будет проявляться в виде максимума поглощения звука. Однако, как было показано выше, в компенсированных металлах величина $|\alpha_1|$ может оказаться очень малой. При этом возникает ситуация, в которой, несмотря на малость параметров γ_e и $|\gamma_h|$, величины a^2 и b^2 будут одного порядка. В полях $h > 1$ $b \propto \nu$. Как следствие, при больших значениях ν величина $a^2 - b^2$ может изменить знак, если выполняется неравенство $a^2 \ll b^2$; в затухании звука в резонансе будет наблюдаться минимум — «антирезонанс».

Промежуточный же случай возникает при $a^2 \approx b^2$. Именно этот случай и реализуется в кадмии. В заключение заметим, что такая же ситуация может возникнуть и в некомпенсированном ($N_h = 0$) металле вследствие конкуренции первого и второго слагаемых в фигурных скобках в правой части (9) (см. [2] рис. 8).

Заключение

В настоящей работе проведен анализ затухания поперечных ультразвуковых волн в нормальных компенсированных металлах, обусловленного как одночастичным (магнитоакустический резонанс), так и коллективным (ДФР) взаимодействием свободных носителей с решеткой. Дисперсионное уравнение, описывающее взаимодействие ионной и электронной подсистем металла, удалось получить в компактной, наглядной и удобной для анализа форме (8). Уравнение (8) получено для конкретной модели деформационного потенциала (7), однако форма ПФ не была конкретизирована. В результате это уравнение может быть использовано для любой модели металла с двумя группами свободных носителей — дырками или электронами, в любой их комбинации («ee», «eh», «he», «hh»). При этом отношение N_1/N_2 («1», «2» — «e», «h») может быть произвольным. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Показано, что в компенсированных металлах возникает определенная «дискриминация» в отношении основной группы носителей, в особенности на низких частотах звука. При этом совершенно неважно, какие именно носители являются основными, — электроны или дырки. «Дискриминация» проявляется в относительно слабом на низких частотах взаимодействии носителей этой группы с решеткой по сравнению со взаимодействием ее с носителями другой, неосновной группы. Связана она, в первую очередь, с эффектами компенсации, которые отражаются малостью вторых и третьих слагаемых в фигурных скобках в правой части (9) и (10). Эффекты компенсации наиболее ярко проявляются именно в компенсированных металлах. Это наглядно видно на рис. 5, на котором приведены численные решения (8), полученные для различных значений N_h/N_e .

В сильных полях в компенсированных металлах вторые слагаемые в фигурных скобках в правой части (9) и (10) всегда малы вследствие эффектов компенсации. Малость же третьих слагаемых в полях $h \sim 1$, как, например, в рассмот-

ренном случае кадмия, связана с малостью чисто нелокального вклада в проводимость дырок, а следовательно, с малостью деформационного взаимодействия решетки с дырками. Очевидно, что величина $|F_{\pm}^h(q) - F_{\pm}^h(0)|$ в полях $h \sim 1$ определяется величиной β , которая в кадмии мала (в кадмии $|\Delta F_{\pm}^h| \approx \beta^2/2$). Однако в других компенсированных металлах она может оказаться не столь малой. Например, в вольфраме и молибдене, в которых тоже можно выделить две группы носителей [3,25–27] (электроны «валета» («jask»), основная группа, и дырки «октаэдра»), величина β примерно вдвое больше, чем в кадмии ($\beta \sim 1/2$). В результате ДФР, обусловленный взаимодействием звука с электронным доплероном, в отличие от кадмия, проявлялся в эксперименте в виде хорошо выраженного пика поглощения звука, хотя магнитоакустический резонанс, как более «слабый» в данном случае резонанс, по-прежнему практически никак не проявлялся.

Следует отметить, что относительная слабость взаимодействия носителей основной группы с решеткой свойственна компенсированным металлам независимо от числа резонансных групп носителей. И это легко показать. Пусть металл содержит несколько групп носителей. Пронумеруем эти группы, а также соответствующие параметры индексом i , положив для основной группы $i = 1$. Преобразуя уравнение (1), получаем уравнение (8), в котором первые два слагаемых в фигурных скобках в правой части (9) и (10) останутся прежними (с заменой индекса «e» на «1»). Третьи же, соответственно, будут представлять собой уже суммы:

$$\mp \sum_{i > 1} (N_i / N_1)(\lambda_i - \lambda_1)[F_{\pm}^{(i)}(q) - F_{\pm}^{(i)}(0)] \quad (17)$$

и

$$\pm \sum_{i > 1} (N_i / N_1)(\lambda_i - \lambda_1)^2[F_{\pm}^{(i)}(q) - F_{\pm}^{(i)}(0)]. \quad (18)$$

В (17) и (18) суммирование ведется по всем неосновным группам носителей. Видно, что увеличение числа групп приводит всего лишь к увеличению в (17) и (18) числа однотипных слагаемых, пропорциональных чисто нелокальному вкладу в проводимость носителей этих групп. Следовательно, остаются справедливыми все выводы, сделанные при качественном анализе взаимодействия электронной и ионной подсистем в компенсированном металле с двумя группами носителей.

2. В условиях, которые могут возникнуть в компенсированных металлах в конкретном экспе-

рименте, величина $|\alpha_1|$ (9) может оказаться очень малой. При этом в зависимости от величины v и других параметров форма, в которой проявляется ДФР, обусловленный взаимодействием звука с носителями основной группы, может оказаться весьма необычной. Это хорошо видно, в частности, на примере кадмия. Интересно отметить, что с точки зрения достигнутого понимания удивительно, что именно в этом металле ДФР, обусловленный взаимодействием звука с длинноволновым доплероном, был обнаружен впервые [4]. Эффекты компенсации во взаимодействии ионной и электронной подсистем металла в кадмии выражены наиболее ярко, вследствие того, что константа деформационного потенциала $\lambda_{0e} \sim 1$, а параметр β относительно мал. Однако достаточно ярко и выразительно эти эффекты проявляются и в других компенсированных металлах. В частности, ранее [28] нами исследовалось затухание звука в вольфраме в функции магнитного поля H и угла θ между направлением \mathbf{H} и осью [001]. В эксперименте было обнаружено большое число резонансных особенностей. Некоторые из них по мере изменения величины θ трансформировались из особенности, имеющей вид максимума затухания звука, в «ступень», а затем и в «антирезонанс». Совершенно очевидно, что эта трансформация может быть интерпретирована как результат указанных выше эффектов компенсации. Как и наблюдаемую на рис. 6,а трансформацию формы кривых поглощения звука, эту трансформацию можно объяснить изменением знака разности $a^2 - b^2$. Однако теперь оно обусловлено не изменением величины v , а изменением величины магнитного затухания Ландау. Это затухание проявляется в появлении в проводимости диссипативных членов, пропорциональных примерно $\sin^2 \theta$ [29].

Работа поддержана государственным Фондом фундаментальных исследований Украины, проект № 2.4/211.

1. Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, О. Ф. Панченко, *ФНТ* **24**, 1157 (1998).
2. Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, О. Ф. Панченко, *ФНТ* **25**, 876 (1999).
3. Т. Ф. Бутенко, В. Т. Витчинкин, А. А. Галкин, А. М. Гришин, В. А. Мишин, Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *ЖЭТФ* **78**, 1811 (1980).
4. L. T. Tsybmal and T. F. Butenko, *Solid State Commun.* **13**, 633 (1973).
5. R. C. Jones, R. G. Goodrich, and L. M. Falicov, *Phys. Rev.* **174**, 672 (1968).
6. Л. М. Фишер, В. В. Лаврова, В. А. Юдин, О. В. Константинов, В. Г. Скобов, *ЖЭТФ* **60**, 759 (1971).

7. V. P. Naberezhnikh, D. E. Zhrebchevskii, L. T. Tsybal, and T. M. Yeryomenko, *Solid State Commun.* **11**, 1529 (1972).
8. Л. П. Волкова, Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *ФНТ* **9**, 1262 (1983).
9. Л. П. Волкова, *Дисс... канд. физ.-мат. наук, Донецк* (1984).
10. Н. Г. Бурма, Т. Ф. Бутенко, А. М. Гришин, Л. Т. Цымбал, *ФНТ* **7**, 1070 (1981).
11. T. Kjeldaas, *Phys. Rev.* **113**, 1473 (1959).
12. С. В. Медведев, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, В. А. Юдин, *ЖЭТФ* **69**, 2267 (1975).
13. D. E. Muller, *Math. Tables and Other Aids to Comput.* **10**, 208 (1956).
14. В. Г. Скобов, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **46**, 273 (1964).
15. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1638 (1963); *там же* **59**, 2116 (1970); *там же* **61**, 1181 (1971).
16. J. Mertsching, *Phys. Status Solidi* **B14**, 3 (1966); *ibid.* **37**, 465 (1970).
17. В. М. Конторович, *УФН* **142**, 265 (1984).
18. А. М. Гришин, *Дисс... докт. физ.-мат. наук, Донецк* (1983).
19. D. S. Falk, B. Gerson, and J. F. Carolan, *Phys. Rev.* **B1**, 406 (1970).
20. P. D. Hambourger and J. A. Marcus, *Phys. Rev.* **B8**, 5567 (1973).
21. О. В. Константинов, В. Г. Скобов, В. В. Лаврова, Л. М. Фишер, *ЖЭТФ* **63**, 224 (1972).
22. В. Л. Гуревич, И. Г. Ланг, С. Т. Павлов, *ЖЭТФ* **59**, 1679 (1970).
23. А. М. Гришин, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 370 (1982).
24. A. P. Cracknell and K. C. Wong, *The Fermi Surface*, Clarendon Press., Oxford (1973) [А. Крэкнелл, К Уонг, *Поверхность Ферми*, Атомиздат, Москва (1978)].
25. Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *ФНТ* **24**, 250 (1998).
26. А. А. Галкин, Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 3 (1981).
27. А. Н. Черкасов, *Дисс... канд. физ.-мат. наук, Донецк* (1983).
28. Л. П. Волкова, Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *ФНТ* **9**, 1262 (1983).
29. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, *ЖЭТФ* **46**, 1106 (1963).

Compensation effects in the interaction of electronic and ionic subsystems of metal

L. T. Tsybal, A. N. Cherkasov,
and O. F. Panchenko

A detail theory of interaction between electronic and ionic subsystems of normal metals is developed. Simple but realistic models of the Fermi surface and the deformation potential tensor, which allow numerical solutions of the dispersion equation to be obtained, are considered. To find out the kind of the phenomena that may be produced by partial or full reciprocal compensation of electron and hole orbits we varied both the external parameters (sound frequency, magnetic field) and the metal model parameters (deformation interaction constant, ratio of hole and electron concentrations, relaxation frequency of free carriers). It is shown that in compensated metals the compensation effect results in a strong suppression of interaction between the lattice and one of the free carrier group. The results of the theory are in qualitative agreement with the experimental data for cadmium and tungsten. The quantitative comparison of the theoretical and experimental results made it possible to estimate the deformation interaction constants in cadmium.