УДК 621.38 : 537.312.5

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М. Б. Гитис

Исследовано поглощение и усиление звука свободными носителями заряда в полупроводниках с электрическими неоднородностями, возникающими из-за флуктуации концентрации примесей. Последние создают крупномасштабный (по сравнению со средним расстоянием между примесями) потенциал. Наличие крупномасштабного потенциала учитывается введением в уравнения Максвелла внутреннего электрического поля и неоднородного распределения носителей в пространстве. Формулы для коэффициента поглощения и скорости звука получены путем решения системы стохастических уравнений приближенным методом Дайсона. При вычислении коэффициента поглощения звука использовались модельные (экспоненциальный и гауссовый) коэффициенты корреляции флуктуаций концентрации примесей. Полученные формулы слабо зависят от вида коэффициента корреляции. Они позволяют объяснить полученные ранее экспериментальные результаты по поглощению звука в пьезополупроводниках: уменьшение высоты и смещение местоположения по шкале электропроводностей максимума коэффициента поглощения звука (усиления) по сравнению с теорией, развитой для однородных образцов. Обсуждается возможность использования акустических измерений для оценок параметров электрических неоднородностей в полупроводниках.

1. В [1] были описаны эксперименты по поглощению пьезоактивного продольного и поперечного звука в кристаллах сульфида кадмия, когда сквозная электропроводность образцов изменялась либо за счет освещения, либо за счет нагревания. Было обнаружено, что в большинстве образцов коэффициент поглощения звука α оказывается функцией не только электропроводности образца σ, но и способа ее достижения. Кроме того, оказалось, что местоположение максимумов по шкале электропроводности не совпадает с предсказаниями теории для однородных образцов [2-5] и зависит от способа ее регулирования — освещения или нагрева.

Так как при выполнении условия $\omega \ll \omega_D$ (ω_D — так называемая диффузионная частота, равная v_0^2/D, где v_0 — скорость распространения упругих волн, D — коэффициент диффузии носителей заряда) скорость распространения и коэффициент поглощения упругих волн перестают зависеть от плохо известных параметров ловушек и должны определяться только коэффициентом электромеханической связи, значением σ и частотой ω [2, 5], то в [1] была высказана гипотеза о том, что наблюдаемые экспериментальные результаты являются следствием микронеоднородности образцов, тем более что в этих же образцах наблюдалась долговременная релаксация фотопроводности. В макроскопически однородных кристаллах, использованных в [1], источником таких неоднородностей могут явиться, например, крупномасштабные (по сравнению со средним расстоянием между примесями) флуктуации концентрации доноров и акцепторов, влияние которых усиливается тем, что кристаллы группы $A^{II}B^{VI}$ по условиям роста зачастую оказываются сильно компенсированными. Теоретические оценки, выполненные в [1] и позволившие объяснить описанный эксперимент, базировались на учете неоднородного распределения по объему концентрации свободных носителей. При этом полагалось, что внутреннее случайное электрическое поле E_i достаточно мало и им можно пренебречь.

Из теории, построенной в [1], следовало, что в микронеоднородных образцах поглощение звука, обязанное перераспределению свободных носителей заряда [2], исчезает только при отсутствии носителей на уровне протекания, т. е. когда проводимость на постоянном токе равна нулю.

Однако в [6] были описаны эксперименты по поглощению звука в сильно легированном медью и компенсированном CdS, из которых следовало, что могут быть ситуации, когда поглощение звука, возникающее в соответствии с теорией для однородных образцов [2-5] и в неоднородных [1], экспериментально не наблюдается, хотя проводимость на постоянном токе и не равна нулю.

Из общих соображений ясно, что влияние микронеоднородностей на распространение звука по сравнению с [1] можно усилить, если учесть и локальные случайные электрические поля. Кроме того, поскольку параметры распространения упругих волн оказываются чувствительными к электрическим микронеоднородностям образца, можно надеяться на получение сведений о последних из обработки акустических экспериментов. Для этого также требуется более последовательное, чем имеется, рассмотрение взаимодействия упругих волн с электрическими неоднородностями.

2. Целью настоящей работы является исследование влияния электрических микронеоднородностей в полупроводниках на распространение упругих волн при учете и внутренних локальных электрических полей, и неоднородного распределения по объему плотности носителей заряда в полупроводниках. Будем считать длину свободного пробега носителей много меньшей, чем характерные размеры неоднородностей, а последние много меньшими, чем длина упругой волны λ. Это, с одной стороны, позволяет воспользоваться гидродинамическим описанием задачи. С другой стороны, предположение о том, что длина свободного пробега носителей заряда много меньше, чем характерные размеры электрических неоднородностей, эквивалентно утверждению, что в кристалле существуют другие, более эффективные, механизмы рассеяния носителей, не связанные с неоднородностями. Поэтому в дальнейшем подвижность μ и коэффициент диффузии носителей D будем считать не зависящими от координат. Для определенности будем считать, что электрон-фононное взаимодействие осуществляется через пьезопотенциал. Воспользуемся стандартной исходной системой уравнений [3], включающей уравнения движения, непрерывность для плотности тока j, вектора электрической индукции $D_э$ и соответствующие выражения для плотности тока и индукции в присутствии распространяющейся упругой волны. Кроме того, так как в пьезополупроводниковых кристаллах существует выделенное направление (гексагональная ось), вдоль которого возникает продольное электрическое поле, обеспечивающее эффективное электрон-фононное взаимодействие, то будем считать, что волна распространяется вдоль этого направления, и в дальнейшем векторы будем заменять проекциями на это направление

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - \varkappa \frac{\partial E}{\partial z}, \tag{1}$$

$$\partial j/\partial z = e\,(\partial n/\partial t), \tag{2}$$

$$j = e\mu n E_i + e\mu n E + e\mu n_0 E + eD\,(\partial n/\partial z), \tag{3}$$

$$\partial D_э/\partial z = -en, \quad D_э = \varepsilon E + \varkappa u. \qquad (4),\ (5)$$

Здесь E_i — стационарное самосогласованное внутреннее электрическое поле, существовавшее в образце без упругой волны; E — продольное электрическое поле, созданное упругой волной; n_0 — стационарная объемная плотность носителей заряда; ξ, u — смещение и деформация в упругой волне; ρ, $\varkappa$, c, ε — плотность, пьезо- и упругий модули и диэлектрическая проницаемость среды; n — нестационарная добавка к объемной плотности свободного заряда, вызванная деформацией в волне. При написании уравнений (3) и (5) было учтено, что все входящие в них величины, за исключением E_i и n_0, обязаны деформации в упругой волне и в отсутствие ультразвуковой волны средний ток через образец равен нулю. Из последнего обстоятельства вытекает, что в макроскопически однородном материале внутреннее поле E_i и локальная концентрация свободных носителей n_0 являются некоррелированными случайными величинами. Действительно, поскольку в отсутствие звука

$$e\mu\overline{n_0\mathrm{E}_i} + eD\overline{\nabla n_0} = 0, \tag{6}$$

то при $\overline{\nabla n_0}=0$ и $\overline{n_0\,\mathrm{E}_i}=0$. Здесь черта сверху означает усреднение по достаточно большому объему по сравнению с размерами неоднородностей и расстояниями между ними. Кроме того, поскольку E_i — вектор, то из $\overline{\nabla n_0}=0$ следует, что в отсутствие внешних электрических полей

$$\bar{\mathrm{E}}_i = 0. \tag{7}$$

В отличие от обычно рассматриваемого однородного случая система уравнений (1)—(5) представляет собой систему стохастических дифференциальных уравнений. Поэтому для получения выражений экспериментально наблюдаемых величин α и v необходимо уравнение (1) усреднить, а из уравнений (2)—(5) выразить средние величины, характеризующие электрическое поле, через параметры упругой волны.

Для этого предварительно скомбинируем уравнения (2) и (4), принимая зависимость от времени в упругой волне гармонической

$$j = i\omega D_з. \tag{8}$$

Выделим в пьезоэлектрическом поле E регулярную составляющую $\bar{E}$ и флуктуирующую компоненту $\tilde{E}$

$$E = \bar{E} + \tilde{E}. \tag{9}$$

При этом очевидно, что $\bar{E}$ будет повторять зависимость от координаты z деформаций в упругой волне, т. е.

$$\bar{E} \sim \exp(iqz);\ \bar{\tilde{E}} = 0;\ u \sim \exp(iqz). \tag{10}$$

После усреднения уравнение (1) приобретает вид

$$\rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = c\frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} - \frac{\partial\bar{E}}{\partial z}. \tag{11}$$

Здесь было учтено, что в силу свойств оператора статистического усреднения $\overline{\partial E/\partial z} = (\partial/\partial z)\bar{E}$. Кроме того, так как нами рассматриваются электрические микронеоднородности в полупроводниках, то их влияние на упругую волну, например, в пьезополупроводниках пропорционально квадрату коэффициента электромеханической связи, величина которого в реальных кристаллах порядка 0.1. Поэтому можно считать

$$\bar{u} = u,\ \bar{\xi} = \xi. \tag{12}$$

Подставляя в (8) уравнения (3) и (5), после линеаризации по параметрам, связанным с упругой волной, получаем стохастическое дифференциальное уравнение для локального продольного электрического поля E, вызванного упругой волной в электрически микронеоднородном полупроводнике

$$-\varepsilon D\frac{d^2E}{dz^2} - e\mu E_i\frac{dE}{dz} + (e\mu n_0 - i\omega\varepsilon)E =$$

$$= D\varkappa\frac{d^2u}{dz^2} + \mu E_i\varkappa\frac{du}{dz} + i\omega\varkappa u. \tag{13}$$

Стохастическое уравнение (13) будем решать методом, аналогичным методу Дайсона [7]. Предварительно введем также

$$E_i = \bar{E}_i + \tilde{E}_i, \quad n_0 = \bar{n}_0 + \tilde{n}_0$$

и усредним уравнения (13) по достаточно большому объему с учетом (7)

$$-\varepsilon D \frac{d^2\bar{E}}{dz^2} - \varepsilon\mu \overline{\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz}} + (e\mu\bar{n}_0 - i\omega\varepsilon)\,\bar{E} + + e\mu\overline{\tilde{n}_0\tilde{E}} = D\varkappa \frac{d^2u}{dz^2} + i\omega\varkappa u. \tag{14}$$

Вычтем уравнение (14) и (13) и получим

$$-\varepsilon D \frac{d^2\tilde{E}}{dz^2} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i \frac{d\bar{E}}{dz} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz} + \varepsilon\mu\overline{\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz}} + \varepsilon\mu\bar{n}_0\tilde{E} + e\mu\tilde{n}_0\bar{E} - e\mu\overline{\tilde{n}_0\tilde{E}} + + e\mu\tilde{n}_0\tilde{E} - i\omega\varepsilon\tilde{E} = \mu\tilde{E}_i\varkappa \frac{du}{dz}. \tag{15}$$

Уравнения (14) и (15) (со сделанной оговоркой относительно u) точные. Приближение, которое делается в методе Дайсона, заключается в линеаризации флуктуационного уравнения (15) по флуктуациям. После линеаризации уравнение (15) может быть решено точно с использованием функций Грина. Однако получающиеся выражения оказываются достаточно громоздкими и трудно обозримыми. Поэтому мы ограничимся анализом двух предельных случаев.

1) Характерные размеры неоднородностей малы настолько, что всеми остальными слагаемыми, содержащими $\tilde{E}$ и его производные, в левой части (15) можно пренебречь по сравнению с первым, т. е. $D/l^2 \gg \bar{\omega}_M$ ($\bar{\omega}_M = e\mu\bar{n}_0/\varepsilon$, l — характерный размер неоднородностей). Этот случай реализуется при работе на частотах $\omega \leqslant 10^7 \div 10^8$ рад/с (если неоднородности создаются крупномасштабными флуктуациями концентрации примесей, их характерные размеры не превышают нескольких сот-тысячу ангстрем). Тогда

$$\frac{d\tilde{E}}{dz} = -\frac{\mu\varkappa}{\varepsilon D}\int_0^\infty \tilde{E}_i(z-\theta_1)\frac{du(z-\theta_1)}{dz}\,d\theta_1 - \frac{\mu}{D}\int_0^\infty \tilde{E}_i(z-\theta_1)\frac{d\bar{E}(z-\theta_1)}{dz}\,d\theta_1 + + \frac{e\mu}{\varepsilon D}\int_0^\infty \tilde{n}_0(z-\theta_1)\,\bar{E}(z-\theta_1)\,d\theta_1,$$

$$\tilde{E} = -\frac{\mu\varkappa}{\varepsilon D}\int_0^\infty\int_0^\infty \tilde{E}_i(z-\theta_1-\theta_2)\frac{du(z-\theta_1-\theta_2)}{dz}\,d\theta_1 d\theta_2 - - \frac{\mu}{D}\int_0^\infty\int_0^\infty \tilde{E}_i(z-\theta_1-\theta_2)\frac{d\bar{E}(z-\theta_1-\theta_2)}{dz}\,d\theta_1 d\theta_2 + \frac{e\mu}{\varepsilon D}\int_0^\infty\int_0^\infty \tilde{n}_0(z-\theta_1-\theta_2)\,\bar{E}(z-\theta_1 - - \theta_2)\,d\theta_1 d\theta_2. \tag{16}$$

Подставляем приближенное решение (16) в точное уравнение (14) и получим

$$-\varepsilon D\frac{d^2\bar{E}}{dz^2} + (e\mu\bar{n}_0 - i\omega\varepsilon)\bar{E} + \frac{\mu^2\varkappa}{D}\int_0^\infty \psi_E(\theta)\frac{du(z-\theta)}{dz}\,d\theta + \frac{\varepsilon\mu^2}{D}\int_0^\infty \psi_E(\theta)\frac{d\bar{E}(z-\theta)}{dz}\,d\theta + + \frac{e^2\mu^2}{\varepsilon D}\int_0^\infty\int_0^\infty \psi_n(\theta_1+\theta_2)\,\bar{E}(z-\theta_1-\theta_2)\,d\theta_1 d\theta_2 = i\omega\varkappa u, \tag{17}$$

где $\psi_E(\theta)$, $\psi_n(\theta)$ — корреляционные функции для флуктуаций внутреннего электрического поля E_i и концентрации носителей заряда n_0.

Для вычисления интегралов в (17) сделаем несколько предварительных замечаний. В уравнении (17) для средних на частотах $\omega^2/\bar{\omega}_M\omega_D$ первым слагаемым можно пренебречь по сравнению со вторым, как и в однородном случае (частоты 10^8—10^9 рад/с). Кроме того, так как в настоящее время нет надежных оценок функции корреляции для флуктуаций E_i и n_0, примем ее в виде экспоненциальной функции

$$\psi_E(\theta) = \sigma_E^2 \exp(-\theta/l_E), \quad \psi_n(\theta) = \sigma_n^2 \exp(-\theta/l_n), \tag{18}$$

σ_E, σ_n, l_E, l_n — дисперсии и радиусы корреляции напряженности внутреннего поля и концентрации носителей заряда соответственно. Радиусы корреляции по порядку величины совпадают с радиусами экранирования. Для легированного слабокомпенсированного полупроводника экранирование дебаевское, а для компенсированного — нелинейное [8]

$$\tilde{E} = i\omega\varkappa(1-a)\,u/[e\mu\bar{n}_0(1+b) - i\omega\varepsilon(1-a)], \tag{19}$$
$$a = \mu^2\sigma_E^2 l_E/D_0 v, \quad b = \omega_M \sigma_n^2 l_n^2/D_0\bar{n}_0^2.$$

Подставляя (19) в (11), получаем

$$\rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = c\left[1 - \frac{i\omega\varkappa^2(1-a)}{C\,(e\mu\bar{n}_0(1+b) - i\omega\varepsilon(1-a))}\right]\frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = c'\,\frac{\partial^2\xi}{\partial z^2}, \tag{20}$$

откуда стандартно

$$\alpha = \omega\rho^{1/2}\,\mathrm{Im}\,(c')^{-1/2} =$$
$$= \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2}\frac{\varkappa^2}{\varepsilon c}\,\frac{\omega^2\tau_M(1-a)/(1+b)}{1+\omega^2\tau_M^2(1-a)^2/(1+b)^2},$$
$$v = \rho^{-1/2}\,\mathrm{Re}\left[(c')^{1/2}\right] =$$
$$= \left(\frac{c}{\rho}\right)^{1/2}\left[1 + \frac{\varkappa^2}{2c\varepsilon}\,\frac{\omega^2\tau_M^2(1-a)^2/(1+b)^2}{1+\omega^2\tau_M^2(1-a)^2/(1+b)^2}\right]. \tag{21}$$

Существенно, что условие наблюдения максимума коэффициента поглощения звука отличается от однородного случая ($\omega\tau_M=1$)

$$\omega\tau_M = (1+b)/(1-a), \quad \tau_M = 1/\bar{\omega}_M, \tag{22}$$

хотя высота максимума не изменяется.

Отметим, что если l_E и l_n очень малы, так что $a \to 0$, $b \to 0$, то формулы (20)—(22) переходят в соответствующие формулы для однородного случая. Вероятно, эта ситуация реализуется в сильнолегированных некомпенсированных материалах, в которых за счет высокой концентрации носителей экранирование, осуществляемое линейно, приводит к дебаевским радиусам [8], не превышающим первые десятки ангстрем. Именно поэтому экспериментально наблюдаемое поглощение звука хорошо описывается теорией, построенной для однородных образцов.

Разумеется, в формулах (20)—(22) $a < 1$, что определяется использованной линеаризацией уравнения (15) по флуктуациям. Можно ослабить силу приближения, если в уравнении (15) пренебречь слагаемым с $\overline{E_i(d\tilde{E}/dz)}$, $\overline{\tilde{n}_0\tilde{E}}$, а сохранить $\tilde{E}_i(d\tilde{E}/dz)$ и $\tilde{n}_0\tilde{E}$. В этом случае уравнение (15) при сохранении условия $D/l^2 \gg \bar{\omega}_M$ приобретает вид

$$\frac{d^2\tilde{E}}{dz^2} + \frac{\mu\tilde{E}_i}{D}\,\frac{d\tilde{E}}{dz} = -\mu\tilde{E}_i\varkappa\,\frac{du}{dz} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i\,\frac{d\bar{E}}{dz} + e\mu\tilde{n}_0\bar{E}.$$

Тогда

$$\frac{d\tilde{E}}{dz} = -\int_0^\infty \exp\left(-\tilde{\varphi}(\theta)\frac{\mu}{D}\right)\left(\mu\tilde{E}_i\varkappa\frac{du}{dz} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i\frac{d\bar{E}}{dz} + e\mu\tilde{n}_0\bar{E}\right)d\theta, \tag{23}$$

где

$$\bar{\varphi}(z) = -\int_0^\infty \tilde{E}_i(z-\theta)\,d\theta.$$

При подстановке решения (23) в (14) появляются выражения типа

$$\tilde{E}_i(z)\int_0^\infty \exp\left(-\bar{\varphi}(\theta)\frac{\mu}{D}\right)\tilde{E}_i(z-\theta)\frac{du}{dz}\,d\theta.$$

Поскольку $\tilde{E}_i(z)$ и $\exp[-\bar{\varphi}(\theta)(\mu/D)]$ в макроскопически однородном образце случайные некоррелированные величины

$$\overline{\tilde{E}_i\exp\left(-\bar{\varphi}(z)\frac{\mu}{D}\right)} = \frac{D}{\mu}\frac{d}{dz}\overline{\exp\left(-\varphi(z)\frac{\mu}{D}\right)} = 0, \tag{24}$$

то, если предположить, что случайные величины $\tilde{E}_i(z)$ и $\bar{\varphi}(z)$ являются гауссовыми, они оказываются статистически независимыми [7], и, следовательно, при усреднении указанных интегралов мы получаем

$$\exp\left(-\overline{\varphi(\theta)}\frac{\mu}{D}\right)\int_0^\infty \sigma_E^2\exp\left(-\frac{\theta}{l_E}\right)\frac{du}{dz}\,d\theta.$$

Признание флуктуаций $\tilde{E}_i$ гауссовыми в данной задаче имеет определенное физическое обоснование. Дело в том, что для проводимого рассмотрения интерес представляют только флуктуации концентрации примесей, не экранированные свободными носителями, т. е. малого радиуса. А, как известно [8], в отсутствие экранирования некоррелированные флуктуации концентрации примесей подчиняются гауссовой статистике.

Для гауссовских величин [7] с учетом того, что $\bar{\varphi}=0$,

$$\overline{\exp\left(-\varphi(z)\frac{\mu}{D}\right)} = \exp\left(-\frac{1}{2}\overline{\bar{\varphi}^2}\frac{\mu^2}{D^2}\right). \tag{25}$$

Повторяя выводы, аналогичные приведенным, мы получаем формулу, аналогичную (21), где вместо a стоит величина $a_1 = a\exp[-{}^1/_2\overline{\bar{\varphi}^2}(\mu^2/D)]$, максимальное значение которой не превышает 1 (попутно отметим, что если выполняется соотношение Эйнштейна, то мы имеем множитель $\exp[-{}^1/_2(\overline{\bar{\varphi}^2}/(k_Б T)^2)]$. Поэтому формула (21) и следующие из нее выводы сохраняют силу и при больших флуктуациях внутреннего поля ($k_Б$ — постоянная Больцмана).

2) Перейдем к рассмотрению другого предельного случая, когда характерные размеры неоднородностей достаточно велики, так что $D\,(d^2\tilde{E}/dz^2) \ll \bar{\omega}_M\tilde{E}$. Тогда первым слагаемым в (15) можно пренебречь. В рамках приближения Дайсона имеем

$$\tilde{E} = \frac{\mu\tilde{E}_i\varkappa\,(du/dz) + \varepsilon\mu\tilde{E}_i\,(dE/dz) - e\mu\tilde{n}_0\tilde{E}}{e\mu n_0 - i\omega\varepsilon}. \tag{26}$$

Ограничиваясь областью частот ω, соответствующих эксперименту в [1], когда $\omega^2/\omega_M\omega_D \ll 1$, и учитывая, что

$$\overline{\tilde{E}_i\frac{d\tilde{E}_i}{dz}} = \frac{1}{2}\frac{d}{dz}[\tilde{E}_i^2] = 0,$$

из (14) находим

$$\bar{E} = (\varkappa/\varepsilon)\,u\,(i\omega - \bar{\omega}_M A - i\omega A)/(\bar{\omega}_M - i\omega + B\bar{\omega}_M + i\omega B),$$
$$A \equiv \mu^2\sigma_E^2/v^2/(1+\bar{\omega}_M^2/\omega^2),\quad B \equiv (\mu^2\sigma_E^2/v^2 - \bar{\omega}_M^2\sigma_n^2/\omega^2\bar{n}_0^2)/(1+\bar{\omega}_M^2/\omega^2). \tag{27}$$

Интересно отметить, что если ограничиться только флуктуациями концентрации примесей, т. е. положить $A=0$, а также учесть, что σ_n^2 связана с трехмерными флуктуациями концентрации носителей заряда δn^2 соотношением $\sigma_n^2 = {}^1/_3 \delta n^2$, то формула (27) для E переходит в выражение, полученное ранее [9] в рамках модели эффективной среды. В этом предельном случае коэффициент поглощения звука равен

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \frac{\varkappa^2}{\varepsilon c} \frac{\omega^2 \bar{\tau}_M (1 - 2A + B)/(1+B)^2}{1 + \omega^2 \bar{\tau}_M^2 (1-B)^2/(1+B)^2}. \tag{28}$$

Соответственно условие наблюдения максимума α в этом случае

$$\omega \bar{\tau}_M = (1 + A)/(1 - B). \tag{29}$$

В отличие от предыдущего случая максимум может быть смещен как в сторону больших $\bar{\tau}_M$, так и наоборот — в зависимости от знака B. Что касается высоты максимума, то, как легко видеть, она всегда меньше, чем в однородном случае, и с ростом флуктуаций E_i и n_0 уменьшается. Она равна

$$\alpha_{\text{мах}} = \left[1 - \frac{\mu^2 \sigma_E^2}{v^2} - \frac{\bar{\omega}_M^2}{\omega^2} \frac{\sigma_n^2}{\bar{n}_0^2}\right] \alpha_{\text{мах } 0}, \tag{30}$$

где $\alpha_{\text{мах } 0}$ — коэффициент поглощения звука в однородном образце.

Полученные соотношения позволяют дать некоторые рекомендации по обработке результатов измерений коэффициента поглощения звука.

Во-первых, хотя в условиях наблюдения максимума α в формулы (22) и (20) входит среднее по образцу время максвелловской релаксации $\bar{\tau}_M$, определяемое средней по образцу электропроводностью $\bar{\sigma} = e\mu\bar{n}_0$, в опытах по измерению электропроводности как коэффициента пропорциональности между плотностью тока и напряженностью внешнего поля определяется эффективная электропроводность $\sigma_{\text{эфф}}$, как правило, меньшая, чем $\bar{\sigma}$ (см., например, [9]). Значения $\sigma_{\text{эфф}}$ и $\bar{\sigma}$ оказываются совпадающими, если измерения проводить на достаточно высоких частотах, когда $\omega\bar{\tau}_M \gg 1 + D\bar{\tau}_M/l_n^2$. Зная экспериментальное значение $\bar{\sigma}$ из акустических данных, можно найти уравнения, связывающие параметры (формулы (22) и (29)) флуктуаций. Поскольку в них входят два неизвестных a, b (или A и B), то они должны быть дополнены значениями $\sigma_{\text{эфф}}$, измеренными на постоянном токе или переменном, когда $\omega\bar{\tau}_M \ll 1 + D\bar{\tau}_M/l_n^2$. В последнем случае

$$\sigma_{\text{эфф}} = \bar{\sigma}\,(1 - \sigma_n^2/\bar{n}_0^2).$$

Во-вторых, сопоставление величины максимума коэффициента поглощения звука в образце по сравнению с теоретическим, предсказанным для однородного образца, дает возможность сделать качественное заключение относительно характерных размеров флуктуаций. Иными словами, если измерения электропроводности $\sigma_{\text{эфф}}$ обнаружили дисперсию на сравнительно низких частотах в районе $\omega\bar{\tau}_M$ порядка единиц, а акустические измерения дают только небольшое смещение положения $\alpha_{\text{мах}}$ (высота максимума α соответствует значению для однородного образца), то мы имеем дело с первым случаем. В противоположном случае, измерив изменение высоты максимума α (формула (30)) и его смещение (формула (29)), зная $\bar{\sigma}$ из электрических измерений, можно вычислить среднеквадратичные флуктуации внутреннего поля и концентрации носителей тока.

В-третьих, отсутствие дисперсии $\sigma_{\text{эфф}}$ и наличие отклонений в акустических измерениях по сравнению с однородным образцом свидетельствуют о проявлении только флуктуаций внутреннего поля, которые и могут быть непосредственно вычислены.

Перейдем теперь к оценке влияния на поглощение звука тянущего постоянного электрического поля E_0 при наличии флуктуаций E_i и n_0. При наличии постоянного тянущего поля в уравнении (13) вместо E_i

должно стоять E_0+E_i. В результате взамен уравнений (14) и (15) для $\bar{E}$ и $\tilde{E}$ соответственно мы получим

$$-\varepsilon D \frac{d^2\bar{E}}{dz^2} - \varepsilon\mu E_0 \frac{d\bar{E}}{dz} - \varepsilon\mu \overline{\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz}} + e\mu\bar{n}_0\bar{E} +$$

$$+ e\mu\overline{\tilde{n}_0\tilde{E}} - i\omega\varepsilon\bar{E} = D\varkappa \frac{d^2u}{dz^2} + \mu E_0\varkappa \frac{du}{dz} + i\omega\varkappa u, \tag{31}$$

$$-\varepsilon D \frac{d^2\tilde{E}}{dz^2} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i \frac{d\bar{E}}{dz} - \varepsilon\mu E_0 \frac{d\tilde{E}}{dz} - \varepsilon\mu\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz} +$$

$$+ \varepsilon\mu\overline{\tilde{E}_i \frac{d\tilde{E}}{dz}} + e\mu\bar{n}_0\tilde{E} + e\mu\tilde{n}_0\bar{E} - e\mu\overline{\tilde{n}_0\tilde{E}} + e\mu\tilde{n}_0\tilde{E} - i\omega\varepsilon\tilde{E} = \mu\tilde{E}_i\varkappa \frac{du}{dz}. \tag{32}$$

Эта система стохастических уравнений также может быть решена методом Дайсона. В рассмотренных выше предельных случаях коэффициенты поглощения звука при наличии тянущего постоянного поля α_{E_0} равны:

при $D/l_{n;\,E}^2 \gg \bar{\omega}_M$, $D/l_{n;\,E}^2 \gg \mu E_0$

$$\alpha_{E_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \frac{\varkappa^2}{\varepsilon c} \frac{\omega^2\bar{\tau}_M\left(1 + \frac{\mu E_0}{v} - \frac{\mu^2\sigma_E^2 l_E}{vD}\right)\Big/\left(1 + \frac{\bar{\omega}_M\sigma_n^2 l_n^2}{\bar{n}_0^2 D}\right)}{1 + \omega^2\bar{\tau}_M^2\left(1 + \frac{\mu E_0}{v} - \frac{\mu^2\sigma_E^2 l_E}{vD}\right)^2\Big/\left(1 + \frac{\bar{\omega}_M\sigma_n^2 l_n^2}{\bar{n}_0^2 D}\right)^2}, \tag{33}$$

при $D/l_{n;\,E}^2 \gg \bar{\omega}_M$, $D/l_{n;\,E} \ll \mu E_0$

$$\alpha_{E_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \frac{\varkappa^2}{\varepsilon c} \frac{\omega^2\bar{\tau}_M\left(1 + \frac{\mu E_0}{v} - \frac{\mu\sigma_E^2}{vE_0}\right)\Big/\left(1 + \frac{\bar{\omega}_M\sigma_n^2 D}{\bar{n}_0^2\mu^2 E_0^2}\right)}{1 + \omega^2\bar{\tau}_M^2\left(1 + \frac{\mu E_0}{v} - \frac{\mu\sigma_E^2}{vE_0}\right)^2\Big/\left(1 + \frac{\bar{\omega}_M\sigma_n^2 D}{\bar{n}_0^2\mu^2 E_0^2}\right)^2}, \tag{34}$$

при $D/l_{E;\,n} \ll \bar{\omega}_M$

$$\alpha_{E_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \frac{\varkappa^2}{\varepsilon c} \frac{\omega^2\bar{\tau}_M\left(1 + \frac{\mu E_0}{v}\right)\left\{\left[1 + B_1\left(1 + \frac{\mu E_0}{\bar{\omega}_M l_E}\right)(1 - A_1)\right] - \right.}{1 + \omega^2\bar{\tau}_M^2\left(1 + \frac{\mu E_0}{v}\right)^2(1 - B_1)^2\Big/} \cdots$$

$$\cdots \frac{\left. - A_1(1 - B_1)\left(1 + \frac{\mu E_0}{\bar{\omega}_M l_E}\right)\right\}\Big/\left[1 + B_1\left(1 + \frac{\mu E_0}{\bar{\omega}_M l_E}\right)\right]^2}{\Big/\left[1 + B_1\left(1 + \frac{\mu E_0}{\bar{\omega}_M l_E}\right)\right]^2}, \tag{35}$$

где

$$A_1 \equiv \frac{\mu^2\sigma_E^2/v^2}{\left(1 + \frac{\mu E_0}{v}\right)^2 + \frac{\bar{\omega}_M^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{\mu E_0}{\bar{\omega}_M l_E}\right)^2},$$

$$B_1 \equiv \frac{\mu^2\sigma_E^2/v^2 - \frac{\bar{\omega}_M^2}{\omega^2}\frac{\sigma_n^2}{\bar{n}_0^2}}{(1 + \mu E_0/v)^2 + \frac{\bar{\omega}_M^2}{\omega^2}(1 + \mu E_0/\bar{\omega}_M l_E)^2}.$$

Таким образом, как и в отсутствие постоянного поля E_0, результаты в первом случае несильно отличаются от однородного образца. Иными словами, при достаточно мелкомасштабных по размеру флуктуациях внутреннего поля и концентрации носителей усиление звука возможно, хотя и в нескольких бо́льших, чем $\mu E_0 = v$, тянущих полях (см. (34)). Зависимость α (E_0) оказывается несимметричной относительно точки $\alpha = 0$. Поправка пропорциональна среднеквадратической флуктуации внутреннего поля.

Наоборот, при достаточно крупномасштабных флуктуациях (второй случай) наблюдение усиления звука может быть сильно затруднено.

Связано это с наличием слагаемого $\mu E_0/\bar{\omega}_M l_E$, которое, как показывают численные оценки, в полях $\mu E_0/v < 1$ становится много больше единицы и подавляет сначала пьезоэлектрическое поглощение, а затем и усиление звука. Поэтому, как и неоднократно наблюдалось в экспериментах, когда в отсутствие тянущего поля высота максимума α заметно меньше, чем предсказывает теория для однородных образцов, наблюдать усиление звука не удается, даже когда заведомо выполняется условие $\mu E_0 > v$. Если слагаемое $\mu E_0/\bar{\omega}_M l_E$ невелико по сравнению с единицей, то усиление звука в образцах возможно. При этом высóты максимума коэффициентов усиления α_{E_0} и поглощения α звука оказываются различными и $\alpha_{E_0} < \alpha$, хотя переход от поглощения звука к усилению наступает при $\mu E_0 \simeq v$.

В заключение отметим, что учет микронеоднородности образцов при анализе поглощения и усиления звука показывает, что наряду со специфическими эффектами, экспериментально обнаруженными в [1, 10], наличие слабых флуктуаций внутреннего случайного электрического поля и концентрации свободных носителей приводит также к эффектам, которые ранее получили объяснение в рамках учета уровней прилипания в однородных образцах (влияние освещения, сдвиг порога усиления, различия α_{E_0} и α и т. д.). Возможно, это говорит о том, что имеющиеся экспериментальные факты можно объяснить в рамках неизбежной (но различной по величине) микронеоднородности образцов без привлечения представлений (с большим числом подгоночных параметров) о ловушках для свободных носителей заряда.

Список литературы

[1] Гитис М. Б., Чайковский И. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 263—275.
[2] Hutson A. R., White D. L. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 1. P. 40—42.
[3] Ushida I., Ichiguro T., Sasaki Y., Susuki T. // J. Phys. Soc. Jap. 1964. V. 19. N 5. P. 674—678.
[4] Гуляев Ю. В., Кмита А. М., Медведь А. В., Морозов А. М. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 2. С. 690—695.
[5] Kalashnikov S. G., Morosov A. I., Feodorov V. I. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 46. N 2. P. 443—449.
[6] Гитис М. Б., Копанский А. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. № 5. С. 886—890.
[7] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1981. 640 с.
[8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1978. 416 с.
[9] Гитис М. Б., Чайковский И. А. Распространение звука в легированных полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1986. 226 с.
[10] Гитис М. Б., Копанский А. Г., Чайковский И. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2466—2468.

Кишиневский
политехнический институт
Кишинев

Поступило в Редакцию
28 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
12 мая 1989 г.