Распространение поверхностной акустической волны в слоистой системе, содержащей двумерный проводящий слой

© В.Д. Каган

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 июля 1996 г. Принята к печати 23 октября 1996 г.)

В пьезоэлектрическом кристалле, над которым расположен проводящий 2-мерный слой, распространяется поверхностная акустическая волна. Электрические поля, возбужденные волной в кристалле, проникают в двумерный слой, возбуждают в нем диссипативные токи, что приводит к поглощению волны и изменению ее скорости. Эти характеристики вычислены для различной конфигурации слоистой системы с учетом не только поверхностной проводимости, но и поверхностной диффузии. Для конфигурации, когда слой имеет упругий контакт с кристаллом, учтено не только пьезоэлектрическое, но и деформационное взаимодействие звуковой волны с электронами.

Введение

В последнее время большой интерес вызывают исследования свойств двумерных проводящих каналов, образуемых в полупроводниковых гетероструктурах, особенно в области сильных магнитных полей, где реализуется режим квантового эффекта Холла. Весьма перспективными для изучения свойств 2-мерного электронного газа являются акустические методы, так как позволяют изучать высокочастотную проводимость двумерных систем бесконтактным образом. Они состоят в исследовании влияния проводящего канала на распространение поверхностной акустической волны в пьезодиэлектрике (т. е. на коэффициент поглощения Γ и скорость звука v). Анализ зависимостей высокочастотной проводимости от частоты, температуры и магнитного поля дает возможность изучать механизмы локализации 2-мерных электронов в режиме квантового эффекта Холла.

Первые экспериментальные работы [1–5] были выполнены на структурах GaAs/AlGaAs с 2-мерным электронным газом. Высокочастотная проводимость в режиме квантового эффекта Холла в структуре $In_xGa_{1-x}As/InP$ акустическими методами изучалась в работе [6]. Для анализа экспериментальных результатов в работах [2–5] использовались теоретические формулы для поглощения и скорости звука, обобщающие для 2-мерного случая известную формулу Уайта [7] для трехмерной среды. Однако эти формулы не учитывают сложную геометрию слоистой системы. В работе [1] и в теоретической работе [8] приведены более сложные формулы, частично учитывающие эту геометрию. В работе [8] имеются некоторые недочеты, отмеченные далее.

Данная работа состоит из двух частей. В 1-й части будут выведены формулы для скорости и коэффициента поглощения поверхностной звуковой волны для случая сложной геометрии слоистой системы. При этом, обобщая все предыдущие рассмотрения, мы учтем, что в проводящем канале ток состоит из полевой и диффузионной компонент. Во 2-й части работы мы рассмотрим роль деформационного взаимодействия между поверхностной звуковой волной и электронами в двумерном канале. Такое взаимодействие возможно только тогда, когда между средой, по которой распространяется поверхностная звуковая волна, и проводящим каналом имеется механический контакт. Попытка учесть это взаимодействие была сделана в работе [5], но ее мы считаем неудачной. Мы вывели граничное условие для уравнений упругости на 2-мерном проводящем слое. Для деформационного взаимодействия поверхностного звука с электронами 2-мерного слоя это условие играет роль граничных условий электростатики для пьезоэлектрического взаимодействия, поэтому в обоих случаях скорость и поглощение звука выражаются через одни и те же характеристики проводящего слоя.

1. Расчет коэффициента поглощения и скорости поверхностной акустической волны, распространяющейся в слоистой системе сложной геометрии

Составлена слоистая система: полупространство $x < 0$ занято пьезоэлектриком, а над ним расположен полупроводник таким образом, что между ними имеется вакуумный зазор толщины a. Проводимость полупроводника пренебрежимо мала. На расстоянии d от его края в полупроводник встроен 2-мерный проводящий слой. Вблизи поверхности пьезоэлектрика распространяется поверхностная акустическая волна (ПАВ) с волновым вектором k, частотой ω и скоростью v, так что $\omega = vk$. Электрические поля, возбуждаемые этой волной, выходят из пьезоэлектрика и проникают в полупроводник. Эти поля индуцируют в проводящем слое электрические токи, возникают джоулевы потери и происходит диссипация энергии звуковой волны. Поглощение ПАВ и изменение ее скорости при наличии такой слоистой структуры определяются характеристиками проводящего слоя. Из-за вакуумного зазора пьезоэлектрик связан с полупроводником только электрически, упругий контакт отсутствует, поэтому можно решать только задачу электростатики. Расчет электрических полей проведен методом, развитым в [9]. Поверхностная волна состоит из двух когерентных волновых компонент со смещениями $u_i^{(\alpha)}(\mathbf{r},t)$, где α принимает значения 1 и 2. Волны распространяются вдоль оси z и затухают внутри пьезоэлектрика с декрементами γ_α, пропорциональными k:

$$u_i^{(\alpha)}(\mathbf{r},t) = u_i^{(\alpha)} e^{ikz+\gamma_\alpha x}, \quad u_i^{(\alpha)} \sim e^{-i\omega t}. \tag{1}$$

Считаем ось z — осью симметрии: вдоль оси диэлектрическая проницаемость — $\varepsilon_\parallel$, поперек — $\varepsilon_\perp$. Уравнение для электрического потенциала φ в пьезоэлектрике:

$$\varepsilon_\parallel \frac{\partial^2 \varphi^{(\alpha)}}{\partial z^2} + \varepsilon_\perp \frac{\partial^2 \varphi^{(\alpha)}}{\partial x^2} = 4\pi\beta_{l,ik} \frac{\partial^2 u_i^{(\alpha)}(\mathbf{r},t)}{\partial x_l \partial x_k}, \tag{2}$$

где $\beta_{l,ik}$ — пьезоэлектрический тензор. Решение (2) состоит из решения задачи о вынужденных колебаниях

$$\varphi_{\text{piez}}^{(i)} = \frac{4\pi\beta_{l,ik} \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_k} (u_i^{(\alpha)} e^{ikz+\gamma_\alpha x})}{-\varepsilon_\parallel k^2 + \varepsilon_\perp \gamma_\alpha^2} \tag{3}$$

и свободного решения, являющегося решением уравнения Лапласа для анизотропной среды,

$$\varphi_{\text{piez}}^{(f)} = \varphi_p e^{ikz+\sqrt{\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp}x}, \quad \varphi_{\text{piez}} = \varphi_{\text{piez}}^{(i)} + \varphi_{\text{piez}}^{(f)}. \tag{4}$$

В вакуумном зазоре и в полупроводнике диэлектрические проницаемости изотропны и равны ε_0 и ε_s, соответственно. Потенциал электрического поля является решением уравнения Лапласа:

$$\varphi_0 = (\varphi_0^+ e^{kx} + \varphi_0^- e^{-kx}) e^{ikz}, \quad 0 < x < a; \tag{5}$$

$$\varphi_s = (\varphi_s^+ e^{kx} + \varphi_s^- e^{-kx}) e^{ikz}, \quad a < x < a + a; \tag{6}$$

$$\varphi_s^> = \varphi^> e^{-kx+ikz}, \quad x > a + d. \tag{7}$$

На всех плоскостях раздела должны быть удовлетворены электростатические граничные условия, наложенные на тангенциальные (вдоль оси z) компоненты электрического поля и нормальные (вдоль оси x) компоненты электрической индукции. В пьезоэлектрике электрическая индукция P имеет дополнительное слагаемое

$$P_x = -\varepsilon_\perp \frac{\partial \varphi}{\partial x} + 4\pi\beta_{x,ik} \frac{\partial}{\partial x} (u_k^{(\alpha)} e^{ikx+\gamma_\alpha x}). \tag{8}$$

На 2-мерном проводящем слое компоненты индукции имеют скачок: их разность равна $4\pi\rho$, где ρ — плотность поверхностного заряда [8]. Для плотности заряда напишем уравнение неразрывности, в котором, обобщая обычное рассмотрение, наряду с омическим током учтем поверхностный диффузионный ток:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial z} = 0, \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}\Big|_{x=a+d} - D\frac{\partial \rho}{\partial z}, \tag{9}$$

где σ — проводимость, а D — коэффициент диффузии.

Система граничных условий на трех плоскостях ($x = 0$, $x = a$, $x = a + d$) является полной для шести амплитуд потенциала (4)–(7), позволяя выразить их через упругие смещения в поверхностной волне.

В пьезоэлектрике уравнения теории упругости включают член с электрическим полем. Подставив в него потенциал (4), выраженный через смещение, мы приходим к системе уравнений, определяющей комплексное дисперсионное уравнение для поверхностной волны. Диссипативные токи в проводящем слое приводят к затуханию амплитуды звуковой волны по закону $\exp(-\Gamma z/2)$. Величину Γ определяем следующей процедурой: умножим уравнения теории упругости на $u_i^{(\alpha)} e^{-ikz}$, просуммируем как по значкам компонент смещения i, так и по номерам ветвей α, положим $x = 0$ (т. е. на поверхности пьезоэлектрика) и возьмем от этих сумм мнимую часть, тогда

$$\Gamma = \chi^{(1)} k \frac{\frac{2\pi\sigma}{\varepsilon_s v} f_2(k)}{1 + [D\frac{k}{v} + \frac{2\pi\sigma}{v\varepsilon_s} f_1(k)]^2}, \tag{10}$$

$$f_1(k) = 1 + e^{-2kd}$$
$$\times \frac{(\varepsilon_1+\varepsilon_0)(\varepsilon_s-\varepsilon_0) - e^{-2ka}(\varepsilon_1-\varepsilon_0)(\varepsilon_s+\varepsilon_0)}{(\varepsilon_1+\varepsilon_0)(\varepsilon_s+\varepsilon_0) - e^{-2ka}(\varepsilon_1-\varepsilon_0)(\varepsilon_s-\varepsilon_0)},$$
$$\varepsilon_1 = \sqrt{\varepsilon_\perp \varepsilon_\parallel};$$

$$f_2(k) = \frac{8\varepsilon_0^2 \varepsilon_s (\varepsilon_1+\varepsilon_0) e^{-2k(a+d)}}{[(\varepsilon_1+\varepsilon_0)(\varepsilon_s+\varepsilon_0) - e^{-2ka}(\varepsilon_1-\varepsilon_0)(\varepsilon_s-\varepsilon_0)]^2},$$

$\chi^{(1)}$ — постоянная пьезоэлектрической связи, в известных пьезоэлектриках она обычно мала. Мы выразим ее через амплитуды поверхностной волны:

$$\chi^{(1)} = \frac{4\pi}{(\varepsilon_1+\varepsilon_0)\rho\omega^2 \sum\limits_\alpha u_i^{*(\alpha)} u_i^{(\alpha)}}$$
$$\times \operatorname{Re} \sum_\alpha A_2^{(\alpha)} \left[B^{(\alpha)} + \frac{\varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_\perp \gamma_\alpha}{k}}{\varepsilon_\parallel k^2 - \varepsilon_\perp \gamma_\alpha^2} A_1^{(\alpha)} \right], \tag{11}$$

$$A_1 = \beta_{l,ik} u_k^{(\alpha)} e^{-ikz} \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_i} (e^{ikz+\gamma_\alpha x})\Big|_{x=0},$$

$$A_2 = \beta_{l,ik} u_k^{*(\alpha)} e^{-ikz} \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_k} \left(e^{ikz+k\sqrt{(\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp)}x}\right)\Big|_{x=0},$$

$$B = -(\beta_{x,ik} u_k^{(\alpha)}/k) e^{-ikz} \frac{\partial}{\partial x_i} (e^{ikz+\gamma_\alpha x})\Big|_{x=0}.$$

Вычисление постоянной $\chi^{(1)}$ возможно только путем громоздких численных расчетов, определяемых структурой поверхностной акустической волны. Попытаемся связать $\chi^{(1)}$ с экспериментально измеряемой величиной. При распространении волны в пьезоэлектрике, граничащем только с вакуумом, возможны измерения скорости волны без металлизации поверхности (v) и при ее наличии (v_0). В последнем случае электрические поля замкнуты и полностью "выключены". Обычно константу пьезоэлектрической связи определяют как относительную разность скоростей в этих двух случаях, и в большинстве работ [1–6] ее считают совпадающей с $\chi^{(1)}$.

Проведенный нами расчет показал, однако, некоторое различие:

$$v^2 = v_0^2(1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)})), \qquad (12)$$

$$\chi^{(2)} = \frac{4\pi}{\rho\omega^2 \sum_\alpha u_i^{*(\alpha)} u_i^{(\alpha)}} \mathrm{Re} \sum_\alpha \frac{(\tilde{A}_1^{(\alpha)} - A_2^{(\alpha)}) A_1^{(\alpha)}}{\varepsilon_\parallel k^2 - \varepsilon_\perp \gamma_\alpha^2},$$

$$\tilde{A}_1 = u_k^{*(\alpha)} \beta_{l,ik} e^{-ikz} \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_i} (e^{ikz + \gamma_\alpha x}) \Big|_{x=0}.$$

Величину $\chi^{(2)}$ сосчитать трудно, однако следует заметить, что она не равна нулю тождественно. В работе [6] формула (10) уже использовалась при обработке экспериментальных данных по поглощению поверхностных акустических волн в $LiNbO_3$ 2-мерным электронным газом в гетероструктуре InGaAs/InP.

В работе [1] коэффициент затухания ПАВ определен для слоистой системы, в которой проводящий слой граничит с вакуумом ($d = 0$). В пренебрежении диффузией частотная зависимость (10) совпадает с представленной в работе [1], и различие сводится только к уже отмеченному численному значению константы связи.

В работе [8] для системы без вакуумного зазора ($a = 0$) коэффициент поглощения вычислялся иным способом, чем у нас. Авторы определили его как отношение диссипации энергии в объеме, равном произведению единичной площади на толщину проводящего слоя, к плотности потока в волне. Эта величина не имеет размерности Γ, а ее вычисление по методу [8] не дает частотной зависимости (10) при $a = 0$. Из соображений размерности авторы вписали множитель k и получили правильную частотную зависимость.

В действительности коэффициент поглощения надо определять как отношение указанной ими величины диссипации энергии к полному потоку энергии в объеме, равном произведению единичной площади на всю толщину пьезоэлектрика. При таком определении Γ в знаменателе величины, использованной в [8], возникает дополнительное интегрирование по x, дающее дополнительный множитель $1/\gamma_\alpha$. Это и приводит к появлению множителя k в окончательной формуле для коэффициента поглощения Γ.

Комплексное дисперсионное уравнение позволяет определить скорость поверхностной волны при наличии полупроводника и сравнить ее с v_0. Это отличие дается реальной частью той суммы, мнимая часть которой определяла Γ.

$$\frac{v^2 - v_0^2}{v_0^2} = \chi^{(2)} + M^{(1)} + M^{(2)} + M^{(3)}. \qquad (13)$$

Все величины $M^{(i)}$ пропорциональны константе $\chi^{(1)}$. Как ни странно, величина $M^{(1)}$ не зависит от характеристик проводящего слоя:

$$M^{(1)} = \chi^{(1)} \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}{M_1 + M_2} \Big\{ (\varepsilon_s + \varepsilon_0) \Big[1 - e^{-2k(a+d)}\Big] + (\varepsilon_s - \varepsilon_0)\Big(e^{-2kd} - e^{-2ka}\Big) \Big\}, \qquad (14)$$

$$M_1 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0),$$

$$M_2 = e^{-2ka}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) + e^{-2kd}(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) - e^{-2k(a+d)}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0),$$

$$M^{(2)} = 2\frac{D}{v}\Gamma, \qquad (15)$$

$$M^{(3)} = \chi^{(1)} \frac{(1 + 4D^2k^2/v^2) f_2(k)}{f_1(k) \left\{ 1 + \left[\frac{Dr}{v} + \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon v_s} f_1(k) \right]^2 \right\}}. \qquad (16)$$

Часто эксперименты проводят в более простой системе: двумерный проводящий канал образован слоями, которые сформированы методом молекулярной эпитаксии непосредственно на поверхности пьезодиэлектрика [2–5]. Наши формулы вполне пригодны для описания и такой системы — надо лишь при этом считать $a = 0$ и $d = 0$. Кроме этого необходимо учесть следующее обстоятельство: в нашем рассмотрении верхнее полупространство заполнено полупроводником, тогда как в экспериментах [2–5] — это вакуум, поэтому в формулах (10), (13)–(16) ε_s заменяется на ε_0. Таким образом для Γ получаем следующую формулу, обобщающую рассмотрение [2–5] с учетом поверхностной диффузии:

$$\Gamma = \chi^{(1)} k \frac{4\pi\sigma/(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)v}{1 + [Dk/v + 4\pi\sigma/v(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)]^2}. \qquad (17)$$

Формулы для скорости (13)–(16) тоже упрощаются. Формула (15) выражается через формулу (17). Для других слагаемых

$$M^{(1)} = 0, \quad M^{(2)} = \chi^{(1)} \frac{\left(1 + 4\frac{D^2k^2}{v^2}\right)}{1 + \left[D\frac{k}{v} + \frac{4\pi\sigma}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)v}\right]^2}. \qquad (18)$$

2. Расчет коэффициента поглощения и скорости звука при деформационном взаимодействии поверхностной акустической волны с 2-мерным электронным газом

При описанной выше постановке эксперимента, между проводящим слоем и твердым телом, по которому идет поверхностная волна, имеется и механический контакт, поэтому необходимо учесть и деформационное взаимодействие между носителями заряда и звуковой волной. В пьезоэлектрике это взаимодействие добавляется к пьезоэлектрическому, но оно существует и в непьезоэлектрических кристаллах. Влияние звуковой волны на электроны проявляется в том, что надо учесть дополнительный ток в (9), зависящий от соответствующей константы деформационного потенциала E:

$$j_z = \frac{\sigma}{e} \frac{\partial}{\partial z} \left(E \frac{\partial u_z}{\partial z} \right). \qquad (19)$$

Однако в уравнениях теории упругости дополнительный тензор напряжений пропорционален плотности электронов в твердом теле, а такая объемная плотность в кристалле равна нулю. Оказывается, что воздействие электронов на звуковую волну проявляется не в объемных силах, а только в изменении граничного условия. Тем же способом, каким в электростатике выводится граничное условие — скачок нормальной компоненты электрической индукции равен плотности поверхностного заряда, — мы получили граничное условие, учитывающее наличие проводящего слоя:

$$\frac{\lambda_{ixlm}}{2}\left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m}+\frac{\partial u_m}{\partial x_l}\right)+\frac{E}{e}\,\frac{\partial \rho}{\partial z}\delta_{iz}\Big|_{x=0}=0. \qquad (20)$$

Здесь λ_{iklm} — тензор модулей упругости. Такое граничное условие показывает, что влияние деформационного взаимодействия можно учесть только при полном расчете структуры поверхностной волны. Мы провели такой расчет для самой простой модели — рэлеевской поверхностной волны в изотропном твердом теле. Наличие проводящего слоя на поверхности твердого тела требует модификации обычной теории [9] граничным условием (20), уравнением неразрывности (9), уравнением Лапласа для потенциала и электрическими граничными условиями. Известно, что волна Рэлея распространяется со скоростью $v = c_t\zeta$, где ζ — число, зависящее от отношения c_t/c_l, где c_l и c_t — скорости продольной и поперечной звуковых волн соответственно. Для деформационного затухания звука и изменения скорости волны благодаря наличию проводящего слоя мы получим

$$\Gamma=\frac{E^2k^3}{\rho c_t^2 e^2}\,\frac{\sigma/v}{1+[Dk/v+4\pi\sigma/v(\varepsilon_1+\varepsilon_0)]^2}\,f(\zeta), \qquad (21)$$

$$\frac{v^2-v_0^2}{v_0^2}=\frac{E^2k^2}{\rho c_t^2e^2}\,\frac{\frac{\sigma}{v}\left[D\frac{k}{v}+\frac{4\pi\sigma}{(\varepsilon_1+\varepsilon_0)v}\right]}{1+\left[D\frac{k}{v}+\frac{4\pi\sigma}{(\varepsilon_1+\varepsilon_0)v}\right]^2}\,f(\zeta),$$

$$f(\zeta)=\frac{(1-\zeta^2)\sqrt{1-\zeta^2(c_t/c_l)^2}}{12\zeta^2-\zeta^4+2(c_t/c_l)^2-4(c_t/c_l)^2\zeta^2}.$$

При этом константу связи $(E^2k^2/\rho c_t^2e^2)$, заменяющую χ в пьезоэлектрике, мы считали малой. Сопоставление (21) с (17), (18) показывает, что в основном учет деформационного взаимодействия вместо пьезоэлектрического сводится к замене константы связи. Для объемных волн в пьезоэлектрике константы связи суммировались, для системы, где проводящий слой находится в акустическом контакте с кристаллом, возможны и смешанные слагаемые.

В статье [5] была предпринята попытка учесть деформационное взаимодействие звуковой волны с проводящим слоем. Однако теория не сумела описать диссипативные токи в двумерном слое. Можно убедиться, что окончательный результат [5] не содержит, во-первых, величин, пропорциональных обычной деформационной константе связи E, а во-вторых, тех поверхностных характеристик 2-мерного слоя, которые характеризуют слой с "нулевой" толщиной. Результаты же, приведенные в работе [5], показывают, что коэффициент поглощения Γ пропорционален величине, характеризующей дисперсионную зависимость деформационного потенциала от энергии и в силу своей малости в полупроводниках никогда не исследовавшейся. Кроме того, это обычный объемный вклад в Γ и, значит, для 2-мерного слоя пропорционален его толщине. Для "точечного" слоя такой вклад равен 0. Очевидно, что вклад в Γ, рассчитанный в работе [5], очень мал по сравнению с (21), поэтому привлекать его для объяснения эксперимента можно лишь как малую добавку к деформационному поглощению, аналогичному хорошо известному пьезоэлектрическому вкладу (17), (18).

Заключение

Следует отметить, что изучение высокочастотной проводимости 2-мерного электронного газа акустическими бесконтактными методами оказалось весьма информативным для исследования проблем локализации 2-мерных электронов в режиме квантового эффекта Холла [6,10,11]. Такие исследования требуют количественного анализа наблюдаемых в эксперименте зависимостей коэффициента поглощения поверхностной акустической волны (ПАВ) от магнитного поля, частоты ПАВ и температуры. Формулы, полученные в настоящей работе, уже успешно применялись для обработки эксперимента в этих работах. Однако анализ работ [2–5] показал, что формула (17) (для случая $a = d = 0$ и без учета диффузии), которую авторы использовали при обработке экспериментальных данных, лишь качественно объясняет экспериментальные зависимости коэффициента поглощения и скорости звука от магнитного поля. Возможно, что количественное согласие могло бы быть достигнуто при рассмотрении более сложной геометрии опыта.

Автор благодарен И.Л. Дричко за полезные дискуссии и за помощь в написании статьи.

Работа поддерживается грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 95-02-0466-а.

Список литературы

[1] A. Schtenstrom, Y.J. Quan, M.F. Zu, H.P. Baum, M. Levy, B.K. Sarma. Sol. St. Commun., **65**, 739 (1988).

[2] A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **56**m 2104 (1986); A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev., **40**, 7874 (1989).

[3] R.L. Willet, M.A. Paalanen, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, D.J. Bishop. Phys. Rev. Lett., **65**, 112 (1990).

[4] R. Boulet, P. Coleridje, F. Guillon, M. D'Iorio, A. Sachrajda. Can. J. Phys., **69**, 461 (1991).

[5] V.W. Rampton, K. McEnaney, A.G. Kozorezov, P.J.A. Carter, C.D. Wilkinson, M. Henin, O.H. Hughes. Sem. Sci. Tech., **7**, 647 (1992).
[6] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Г.Д. Кипшидзе, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, А.Я. Шик. ФТП, **29**, 1306 (1995).
[7] D.L. White. J. Appl. Phys., **33**, 2547 (1962).
[8] A.L. Efros, Yu.M. Galperin. Phys. Rev. Lett., **64**, 1959 (1990).
[9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости (М., Наука, 1987).
[10] I.L. Drichko, A.M. Diakonov, V.D. Kagan, A.M. Kreshchuk, G.D. Kipshidze, T.A. Polyznskaya, I.G. Sacel'ev, I.Yu. Smirnov, A.V. Suslov. Phys. Low-Dim. Struct., **10/11**, 275 (1995).
[11] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. ФТП, **31**, 451 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

Surface acoustic wave propagation in a layered system, containing a two-dimentional conducting layer

V.D. Kagan

A.F. Ioffe Physicotechnikal Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract The surface acoustic wave is propagated in a piezoelectrically active crystal over which a two-dimentional conducting sheat is superimposed. Electric fields associated with the acoustic wave penetrate into the two-dimentional sheat, giving start to dissipative currents, that causing the attenuation of the wave and the change of sound velocity. These quantities have been calculated for the different layered structure configuration, both surface conductivity and surface diffusion being into account. Deformation as well as piezoelectric interaction have been considered in the case when the conductive sheat had a mechanical contact with the piezoelectric crystal.

E-mail: kagan@pk.pti.spb.su