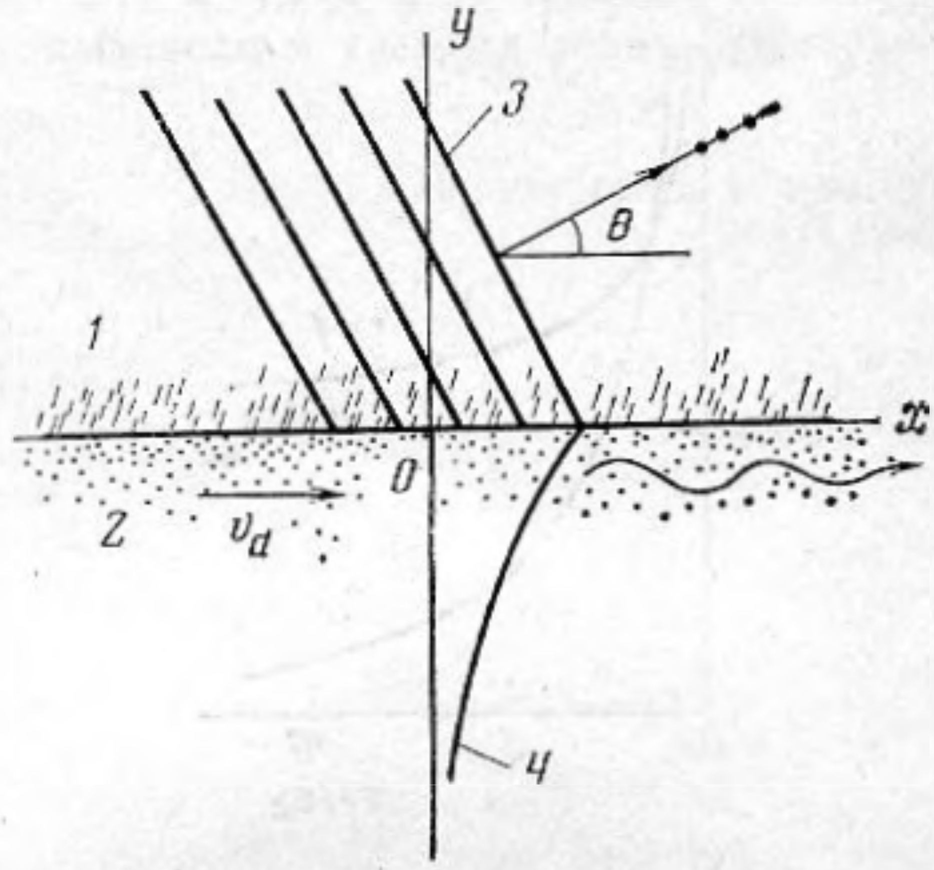
УДК 534.24

ЭЛЕКТРОЗВУКОВЫЕ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА СМЕЖНОЙ ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

Шевяхов Н. С.

Известно, что электрозвуковые поверхностные волны существуют на свободных границах пьезоэлектрических кристаллов [1, 2] и на смежных (в условиях акустического контакта) границах пьезоэлектриков [3]. Ниже показано, что при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда в полупроводнике на смежной с ним границе пьезоэлектрика могут существовать электрозвуковые волны в виде необычной комбинации поверхностной (в полупроводнике) и объемной (в пьезоэлектрике) поперечной волн.



Фиг. 1. Схематическое изображение электрозвуковой объемно-поверхностной волны на границе: *1* – пьезоэлектрик; *2* – полупроводник; *3* – положение волновых фронтов поперечной волны, излученной в пьезоэлектрик – показаны параллельными линиями, *4* – вертикальный профиль смещений в неоднородной поперечной волне в полупроводнике

Предположим, что пьезоэлектрик класса $C_{6V}(C_{4V})$ и полупроводник занимают, как показано на фиг. 1, области $y>0$, $y<0$ и граничат по плоскости $y=0$, а распространение поперечных волн со смещениями $\mathbf{u}\|C_6(C_4)\|z$ происходит вдоль оси x по направлению тянущего электрического поля в полупроводнике. Полагая a priori, что $k_2<k<k_1$, решение исходных уравнений теории упругости, пьезоэффекта и электростатики, дополненных уравнением непрерывности вместе с линеаризованным выражением для плотности тока, представим в виде

$$u_z^{(1)}=U\exp[i(kx-\omega t)]\exp[i(k_1^2-k^2)^{1/2}y],$$

$$\psi_1=(\beta/\varepsilon_1)u_z^{(1)}+C\exp[i(kx-\omega t)]\exp(-ky)$$

$$u_z^{(2)}=U\exp[i(kx-\omega t)]\exp[(k^2-k_2^2)^{1/2}y],$$

$$\psi_2=\exp[i(kx-\omega t)][D\exp(ky)+B\exp(\varkappa y)], \qquad (1)$$

где $\varkappa=\{k^2+k_2^2(\omega_D/\omega)[\omega_c/\omega-i\gamma(k)]\}^{1/2}$, k_ν – волновые числа для поперечных волн в материале пьезоэлектрика $\nu=1$ и полупроводника $\nu=2$, β – пьезомодуль, ε_ν – диэлектрические проницаемости, $u_z^{(\nu)}$ – упругие смещения, ψ_ν – электрические потенциалы, ω_D – диффузионная частота, ω_c – частота релаксации проводимости, $\gamma(k)=1-v_dk/\omega$ – параметр дрейфа, v_d – скорость дрейфа, ω – частота, t – время.

Подставим выражения (1) в стандартные граничные условия, означающие непрерывность потенциалов, сдвиговых напряжений, нормальной составляющей электрической индукции и отсутствие нормальной составляющей вектора плотности тока [1]. Формулы, описывающие закон дисперсии поперечных волн на границе пьезоэлектрик – полупроводник, можно найти из требования разрешимости системы уравнений для амплитуд U, B, C, D, приравнивая к нулю в отдельности вещественную и мнимую части комплексного детерминанта. В общем случае они имеют труднообозримый, громоздкий вид. Однако учитывая, что в области существования решения влияние диффузии носителей заряда обычно мало $(\omega/\omega_D\ll 1)$, переходя к пределу $\omega/\omega_D\to 0$ без большой погрешности получим

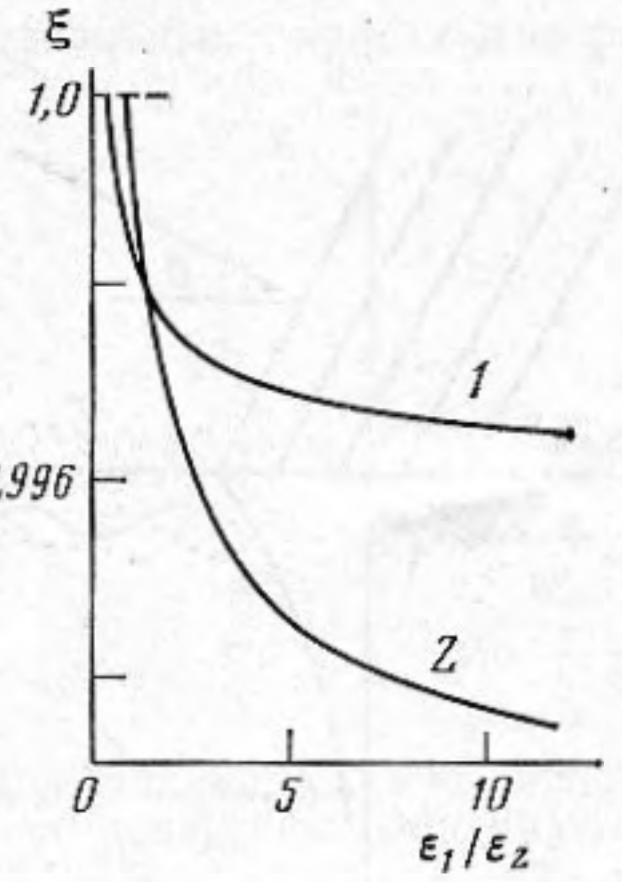
$$a(\xi^2-b^2)^{1/2}=\mathcal{K}^2\xi\cdot\frac{\gamma^2(\xi)(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)+(\omega_c/\omega)^2}{\gamma^2(\xi)(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2+(\omega_c/\omega)^2},$$

$$(1-\xi^2)^{1/2}\approx-\mathcal{K}^2\xi\cdot\frac{(\omega_c/\omega)\gamma(\xi)\varepsilon_1/\varepsilon_2}{\gamma^2(\xi)(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2+(\omega_c/\omega)^2}. \qquad (2)$$

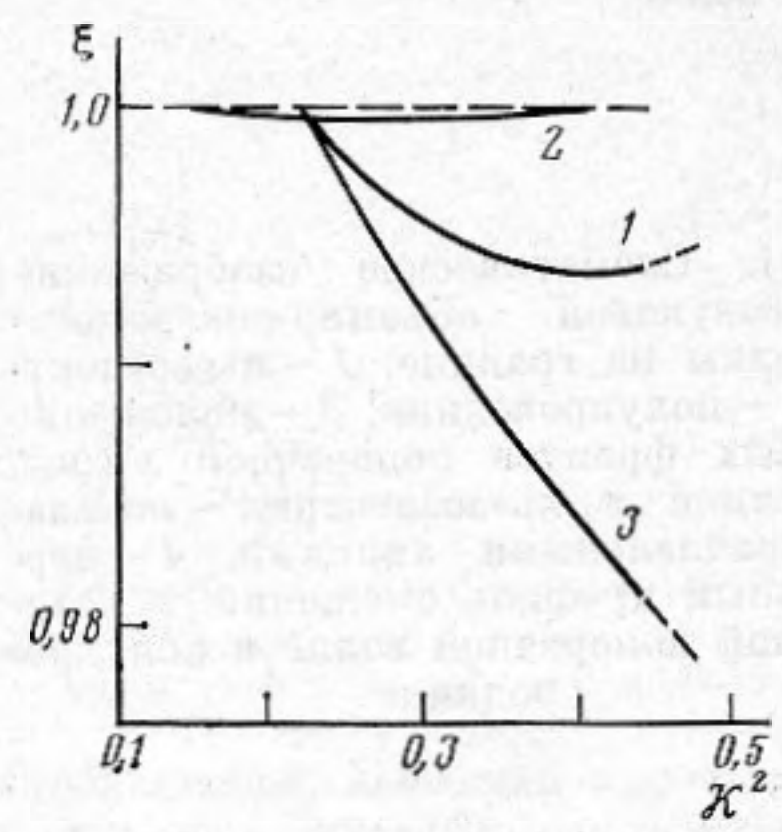
[1] Непрерывность упругих смещений удовлетворяется автоматически в связи с выбором в (1) одинаковых амплитуд у величин $u_z^{(\nu)}$.

Здесь обозначено $a=\mu_2/\mu_1^*$, $\mu_1^*=\mu_1+\beta^2/\varepsilon_1$, μ_ν – модули сдвига, $\mathcal{K}^2=\beta^2/\varepsilon_1\mu_1^*$ – квадрат коэффициента электромеханической связи пьезоэлектрика, $b=k_2/k_1$, $\xi=k/k_1$.

Нетрудно установить, что решение уравнений (2) существует лишь при $\mathcal{K}^2\neq0$, причем в отсутствие электропроводности у материала нижней среды ($\omega_c/\omega=0$) оно, как и следовало ожидать, удовлетворяет дисперсионному уравнению для электрозвуковых поверхностных волн типа Марфельда – Турнуа [3]. В случае $\omega_c/\omega\neq0$ для существования решения необходимо дополнительно удовлетворить условию сверхзвукового дрейфа $\gamma(\xi)<0$. Как видно из структуры волн (1), этим обеспечивается непрерывное поступление энергии от дрейфующих носителей заряда в неоднородную волну в полупроводнике, чтобы компенсировать ее потери на излучение плоской однородной поперечной волны в объем пьезоэлектрика под углом $\theta=\arccos\xi$ к границе. Последняя не ослабевает в направлении вдоль границы и поэтому не может рассматриваться как излучательная часть волны вытекающего типа [4]. Таким



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимости ξ от $\varepsilon_1/\varepsilon_2$: $\mathcal{K}^2=0{,}25$, *1* – $a=0{,}3$, *2* – $a=0{,}2$

Фиг. 3. Зависимости ξ от $\mathcal{K}^2$: *1* – $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1{,}78$, $a=0{,}3$, *2* – $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1{,}78$, $a=0{,}2$, *3* – $\varepsilon_1/\varepsilon_2=10$, $a=0{,}3$

образом, описываемая комбинация волн на границе пьезоэлектрик – полупроводник представляет собой особую разновидность электрозвуковых волн, которую по характеру распределения упругих смещений условимся называть электрозвуковой объемно-поверхностной волной (ЭОПВ).

Если $\gamma(\xi)$ выразить (с учетом знака) из первого уравнения (2) и подставить во второе, то для определения ξ найдем уравнение

$$(1-\xi^2)^{1/2} \approx \left[a(\xi^2-b^2)^{1/2} - \xi\frac{\mathcal{K}^2}{(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)}\right]^{1/2} [\xi\mathcal{K}^2-a(\xi^2-b^2)^{1/2}]^{1/2}. \tag{3}$$

Оно не содержит ω, что свидетельствует об отсутствии заметной дисперсии ЭОПВ на частотах $\omega\ll\omega_D$. Тянущее поле и проводимость при этом также практически не оказывают влияния на скорость ЭОПВ $v_s=\omega/k_1\xi$.

Интервал расположения корней уравнения (3) образуется перекрытием промежутков $b<\xi\leqslant1$, $\xi_1\leqslant\xi\leqslant\xi_2$, где $\xi_1=b[1-\mathcal{K}^4/a^2(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)^2]^{-1/2}$, $\xi_2=b(1-\mathcal{K}^4/a^2)^{-1/2}$. Отсюда следует, что для возбуждения ЭОПВ целесообразно брать пары материалов с $\varepsilon_1/\varepsilon_2\gg1$ и достаточно высоким $\mathcal{K}^2$. Данным требованиям, в комбинации с таким типичным полупроводником, как Ge, удовлетворяет, например, пьезокерамика, характеризующаяся параметрами $\beta=7{,}9$ Кл/м², $\mu_1=8{,}77\cdot10^{10}$ Н/м², $\varepsilon_1=1000\,\varepsilon_0$ и плотностью $\rho_1=7{,}6\cdot10^3$ кг/м³. Найденное из (3) значение ξ в этом случае мало отличается от единицы ($\xi\approx0{,}9998$, $\theta\approx1{,}14°$), а соответствующее значение параметра дрейфа может быть вычислено по формуле

$$\gamma(\xi)\approx-[\omega_c/\omega/(1+\varepsilon_1/\varepsilon_2)][\xi\mathcal{K}^2-a(\xi^2-b^2)^{1/2}](1-\xi^2)^{-1/2}.$$

На фиг. 2. 3 представлены рассчитанные на ЭВМ для случая $b=0{,}7$ кривые зависимости корней уравнения (3) соответственно от $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ (имеют монотонно спадающий характер) и $\mathcal{K}^2$ (проходят через минимум). Они показывают, что для диапазонов изменений аргументов существуют нижние границы, на которых ξ достигает своего предельного значения $\xi=1$. По данным фиг. 2, 3, наибольшие значения угла излучения θ поперечной волны в объем пьезоэлектрика составляют 5÷6°.

В заключение отметим, что вывод о качественном отличии ЭОПВ от обычной электрозвуковой поверхностной волны решающим образом обусловлен замечанием ныне покойного И. А. Викторова.

Выражаю признательность Л. М. Лямшеву за обсуждение результатов и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гуляев Ю. В.* Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах.— Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63—65.
2. *Bleustein J. L.* A new surface wave in piezoelectric materials.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, № 12, p. 412—413.
3. *Maerfeld C., Tournois P.* Pure shear elastic surface wave guided by the interface of two semi-infinite media.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, № 4, p. 117—118.
4. *Викторов И. А.* Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах. (Обзор) — Акуст. журн., 1979, т. 25, № 1, с. 1—17.

Ульяновский сельскохозяйственный институт

Поступило в редакцию 21.III.1984