Письма в ЖЭТФ

Т. 9 1969 Вып. 1

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

28

Ю.В.Гуляев

В настоящей работе будет показано, что вдоль поверхности однородного пьезоэлектрического или проводящего твердого тела может распространяться поверхностная звуковая волна нерелеевского типа – чисто поперечная с вектором поляризации, параллельным поверхности. Выполнение граничных условий на поверхности при этом обеспечивается наличием в такой волне продольного и поперечного электрического поля. Последние могут быть связаны как с чистым пьезоэффектом (в пьезоэлектрических диэлектриках), так и с перераспределением свободных электронов и возникновением объемных зарядов вследствие электрон-фононного взаимодействия через пьезоэффект или потенциал деформации (в проводящих телах). Так как поверхностный характер этих волн принципиально связан с взаимодействием электрических полей с решеткой кристалла, мы будем называть их "электрозвуковыми" [1].

Рассмотрим для определенности полубесконечный пьезоэлектрический проводящий кристалл типа сульфида кадмия (класс C_{6v}), ориентированный так, что гексагональная ось oz и ось ox параллельны поверхности, (кристалл занимает полупространство $y < 0$, при $y > 0$ – вакуум). Пусть вдоль оси ox распространяется поперечная звуковая волна, вектор смещения, u, в которой направлен по оси oz и зависит только от координат x и y, причем частота волны, ω, такова, что выполняется условие $ql << 1$ (q – волновое число волны, l – длина свободного пробега электрона). С целью рассмотрения возможности уси-

---

[1] Заметим, что звуковые волны могут стать поверхностными и по другим причинам. Так, в работе [1] рассматривалось усиление объемных звуковых волн в пьезоэлектрическом диэлектрике пучком заряженных частиц, пролетающих вблизи поверхности кристалла. Как указывают авторы, вследствие взаимодействия с плазменной волной в пучке, усиливаемые волны приобретают поверхностный характер. В отличие от этого, рассматриваемые нами волны могут быть поверхностными и в отсутствие плазмы свободных носителей заряда.

ления волны дрейфовым потоком электронов предположим также, что вдоль направления распространения волны имеет место дрейф электронов со скоростью v_0. Система основных уравнений, описывающих распространение такой волны, состоит из уравнения теории упругости, уравнений Максвелла, уравнения непрерывности и феноменологического выражения для плотности тока. На свободной поверхности тела накладываются стандартные граничные условия, включающие равенство нулю нормальной компоненты плотности тока.

Ища, в соответствии с ожидаемым поверхностным характером волны, решение исходной системы уравнений в виде $\exp[\kappa y + i(\omega t - qx)]$, где t – время, а κ – искомая константа затухания (их оказывается, вообще говоря, несколько), из граничных условий находим дисперсионное уравнение волны и сами величины констант затухания κ[1]. Оказывается, что с точностью до членов первого порядка по константе электромеханической связи включительно дисперсионное уравнение волны совпадает с соответствующим уравнением для поперечной объемной звуковой волны с тем же направлением распространения и вектора смещения. Таким образом коэффициент электронного поглощения (усиления) рассматриваемой поверхностной волны дается известной формулой Уайта [2]. Сам же вектор смещения в волне имеет вид

$$u(x, y, t) = U_0(e^{\kappa_1 y} + a e^{\kappa_3 y})e^{i(\omega t - qx)}, \tag{1}$$

где U_0 – некая постоянная, а константы затухания κ_1 и κ_3 и параметр a с точностью до членов первого порядка по константе электромеханической связи $\eta = (4\pi e_{15}^2/\epsilon_\perp C_{44})$, ($e_{15}$ и C_{44} – соответствующие компоненты тензоров пьезомодулей и упругости, $\epsilon_\perp$ – поперечная диэлектрическая проницаемость кристалла), даются выражениями:

$$\kappa_1 = \frac{\eta q}{\epsilon_\perp + 1}\left[\frac{q^2 r_D^2 + i\omega' \tau_M}{1 + q^2 r_D^2 + i\omega' \tau_M}\right]^2 \frac{1 + i\omega' \tau_M}{\dfrac{\epsilon_\perp + \dfrac{q}{\kappa_3}}{\epsilon_\perp + 1} + i\omega' \tau_M}, \tag{2}$$

$$\kappa_3 = 1/r_D\sqrt{1 + q^2 r_D^2 + i\omega' \tau_M} \tag{3}$$

---

1) Следует заметить, что дисперсионное уравнение допускает еще одно решение, соответствующее поверхностной волне объемного заряда, которым мы в настоящей работе интересоваться не будем.

$$a = \frac{\kappa_1}{\kappa_3}(q^2 r_D^2 + i\omega' r_M)^{-1}. \qquad (4)$$

Здесь r_D и r_M суть соответственно дебаевский радиус экранирования и максвелловское время релаксации, а $\omega' \equiv \omega - qv_0$. Переход к слечаю пьезодиэлектрика соответствует условиям $q^2 r_D^2 \to \infty$, $\omega' r_M \to \infty$, что дает $\kappa_1 = \eta q/(\epsilon_\perp + 1)$ и $a \to 0$. Таким образом в этом случае рассматриваемая электрозвуковая волна затухает экспоненциально вглубь тела на расстоянии порядка $(\epsilon_\perp + 1)/\eta q$, т.е. при $\eta < 1$ проникает значительно глубже, чем релеевская волна, которая распространяется в поверхностном слое толщиной порядка $1/q$. При наличии свободных электронов величины κ_1 и κ_3 оказываются комплексными и амплитуда рассматриваемой волны становится осциллирующей функцией расстояния от поверхности вглубь тела.

Заметим наконец, что рассмотренные поверхностные электрозвуковые волны могут представить интерес с точки зрения их усиления дрейфовым потоком электронов в непрерывном режиме в области высоких частот. Действительно, с одной стороны, они распространяются в достаточно тонком приповерхностном слое, чтобы можно было обеспечить хороший отвод выделяющегося джоулева тепла, а с другой стороны, они проникают вглубь тела значительно глубже релеевских волн, так что на них должны меньше сказываться неидеальности поверхности кристалла, и, кроме того, они могут переносить значительно бо́льшую звуковую мощность, чем релеевские.

Автор признателен В.Л.Бонч-Бруевичу и участникам руководимого им семинара за обсуждение работы.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17 октября 1968 г.

Литература

[1] Ш.М.Коган, В.Б.Сандомирский. ФТТ, 6, 3457, 1964.
[2] D.L.White. J.Appl. Phys., 33, 2547, 1962.