АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVIII 1972 Вып. 2

УДК 534.231.1—16

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИКА И ПОЛУПРОВОДНИКА

И. А. Викторов, А. А. Талашев

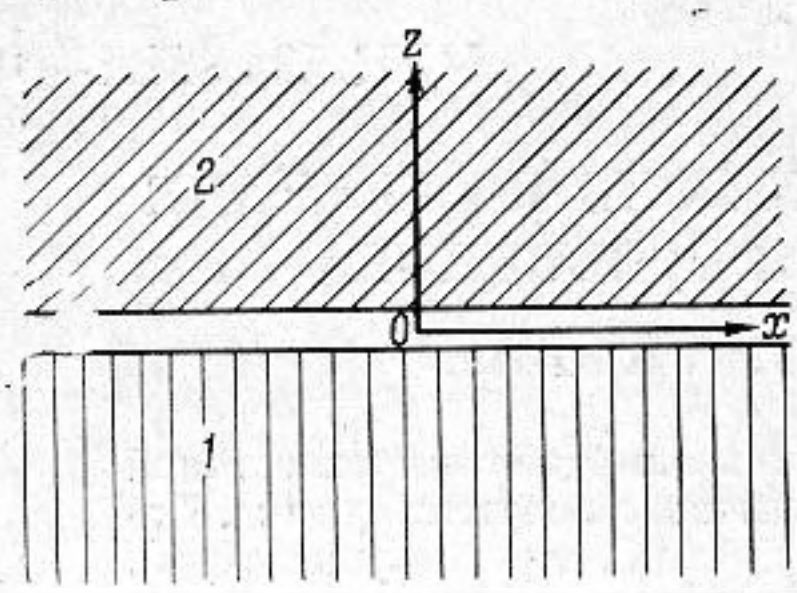
Теоретически и экспериментально изучено взаимодействие рэлеевской волны в пьезодиэлектрике с электронами граничного полупроводника. Показано, что интенсивность взаимодействия в этом случае существенно меньше, чем при взаимодействии рэлеевской волны и электронов в пьезополупроводнике. Для случая высоких частот сделана попытка учета влияния поверхностных состояний полупроводника на взаимодействие.

В настоящее время имеется довольно много работ, посвященных исследованию поверхностных волн на границе пьезодиэлектрика и полупроводника [1] — [7]. Начало этим исследованиям было положено Гуляевым и Пустовойтом [1]. Поверхностная волна, локализованная в пьезодиэлектрике, создает (вследствие пьезоэффекта) электрическое поле, проникающее в полупроводник и взаимодействующее с его электронами. При этом наблюдается электронное затухание (усиление) волны. Этот эффект интересен как с точки зрения применения его в акустоэлектрических усилителях, так и в чисто физическом плане (получение информации о поверхностных свойствах полупроводника на основе наблюдения взаимодействия поверхностной волны с электронами). Наиболее интересен случай поверхностной рэлеевской волны. Для рэлеевских волн большинство указанных работ [3—5] являются экспериментальными; в некоторых работах [4] имеются формулы для коэффициента электронного затухания (усиления) рэлеевской волны, полученные не строго (на основе аналогий). Последовательная теория взаимодействия рэлеевской волны с электронами смежного полупроводника приведена в работе [7]. Однако она дает значения коэффициента электронного затухания (усиления) рэлеевской волны, существенно превышающие наблюдаемые на опыте (примерно в 10 раз в масштабе *дб/см*). Представляло интерес выяснить это противоречие.

В этой связи нами подробно изучено теоретически и экспериментально, взаимодействие ультразвуковых рэлеевских волн с электронами на границе пьезодиэлектрика и полупроводника, и полученные результаты сопоставлены с имеющимися в литературе. Для случая высоких частот расчет проведен с учетом влияния поверхностных состояний полупроводника. До сих пор, насколько нам известно, возможность влияния поверхностных состояний на поверхностную волну [8, 9] только отмечалась, количественных же оценок этого влияния не производилось.

И для низких, и для высоких частот мы будем рассматривать плоскую гармоническую (зависимость от времени согласно $e^{-i\omega t}$) рэлеевскую волну, распространяющуюся в направлении оси x (фиг. 1) вдоль границы $z = 0$ пьезодиэлектрика (полупространство *1*) с полупроводником (полупространство *2*). Будем считать, что полупространства разделены бесконечно тонкой щелью и механический контакт между ними отсутствует. Пьезоэлектрик будем считать анизотропной средой (кристаллом), характеризующейся тензором упругих модулей c^{E}_{iklm}, тензором пьезоэлектрической постоянной e_{jik} и тензором диэлектрической проницаемости ε_{∞}. Для полупроводника (пусть для определенности n-типа) существенны только элек-

трические характеристики: проводимость σ_0, подвижность электронов μ, коэффициент диффузии электронов D, фактор ловушек f, диэлектрическая проницаемость ε. В соответствии с общепринятым упрощением, будем считать эти величины скалярами. Как известно, данные величины постоянны в объеме (толще) полупроводника и существенно изменяются вблизи его поверхности в переходном слое толщиной порядка дебаевского радиуса экранирования l_D. Смещение **u** и электрическое поле **E** рэлеевской волны в пьезодиэлектрике должны удовлетворять уравнениям движения, пьезоэффекта и уравнению Лапласа (см., например, работу [10]). В полупроводнике 2 должны быть выполнены уравнение Пуассона, уравнение для плотности тока **j** и уравнение непрерывности [10].



Фиг. 1

Пусть длина рэлеевской волны λ много больше толщины l_D переходного слоя в полупроводнике. В этом случае в полупространстве *2* мы можем взять решение указанных выше уравнений в области за переходным слоем, где все характеристики полупроводника не зависят от координаты z, а существование переходного слоя учесть в граничных условиях, которые связывают электрические поля по обе стороны переходного слоя (на поверхности пьезодиэлектрика и в объеме полупроводника). Как нетрудно показать, такое решение имеет вид:

$$\begin{cases} \varphi = Ae^{-kz+i(kx-\omega t)} + E_0 x \\ n = 0. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь φ — электрический потенциал, n — превышение концентрации электронов над ее равновесным значением n_0 в отсутствие волны, k — волновое число рэлеевской волны, A — произвольная постоянная, E_0 — напряженность стороннего поля, создающего дрейф электронов в направлении распространения волны. Для полупространства *1* решение будет иметь обычный вид рэлеевской волны в пьезодиэлектрике (см., например работы [10, 11], где приведены такие решения для кристаллов структуры вюрцита и сфалерита при наличии у кристаллов проводимости σ_0; рассматриваемому здесь случаю соответствует $\sigma_0 = 0$). Граничными условиями на плоскости $z = 0$, являются равенства нулю механических напряжений, непрерывность тангенциальной составляющей вектора электрического поля и следующее соотношение из работы [11], являющееся обобщением условия непрерывности нормальной компоненты вектора электрической индукции на случай границы полупроводника с током и пьезодиэлектрика:

$$\left[\frac{4\pi\sigma_0 E_z}{k^2 fD - i\omega + ik\mu f E_0} - \frac{fD}{k^2 fD - i\omega + ik\mu f E_0}\frac{\partial}{\partial z}\operatorname{div}\mathbf{D} + D_z\right]_{(2)} = [D_z]_{(1)} \tag{2}$$

где **D** — вектор электрической индукции.

Используя изложенные выше соображения, рассмотрим в качестве примера взаимодействие рэлеевской волны с электронами на границе двух кристаллов CdS, один из которых изолятор *1*, а другой — полупроводник *2*. Расчетные формулы для коэффициента $2\pi\gamma$ электронного затухания (усиления) на длине волны и фазовой скорости c рэлеевской волны в в этом случае легко получаются обобщением результатов нашей работы [10]. Проведя вычисления, мы получаем

$$k = k_0(1+\alpha), \quad \gamma = \operatorname{Im}\alpha, \quad \frac{\Delta c}{c_0} = -\operatorname{Re}\alpha. \tag{3}$$

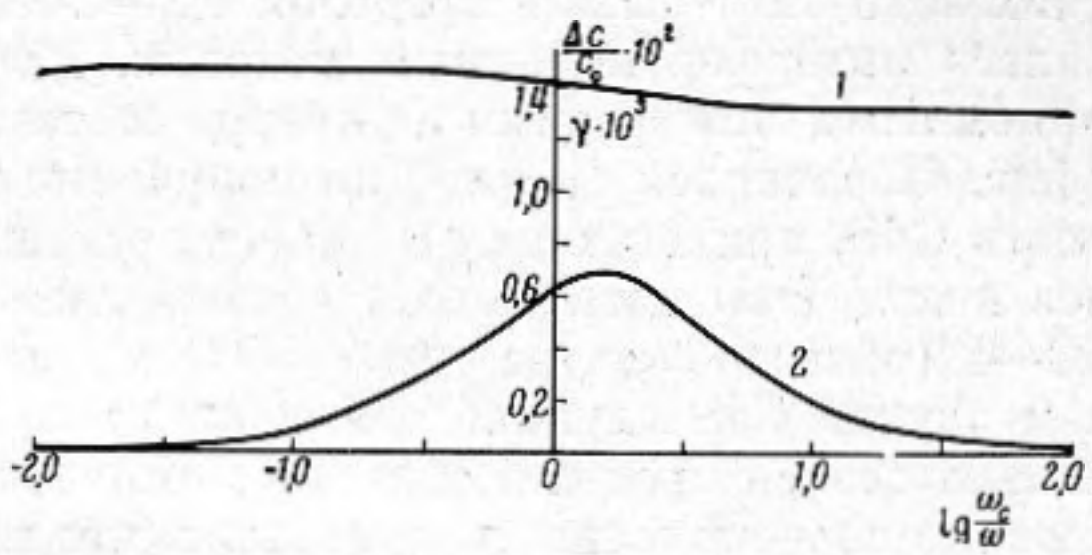
Здесь, как и в работе [10], k_0 — волновое число рэлеевской волны в полупространстве *1* при отсутствии в нем пьезосвойств, α — малая добавка, пропорциональная квадрату коэффициента электромеханической связи кристалла CdS. В отличие от работы [10], эта добавка вызвана не только пьезосвойствами полупространства *1*, но и наличием второго граничного полупространства *2*. Для α вместо выражений (11) из работы [10] мы имеем теперь

$$\alpha = -1{,}578 \cdot 10^{-2} \frac{1 + 0{,}0792 \cdot X}{1 + 0{,}0942 \cdot X}, \tag{4}$$

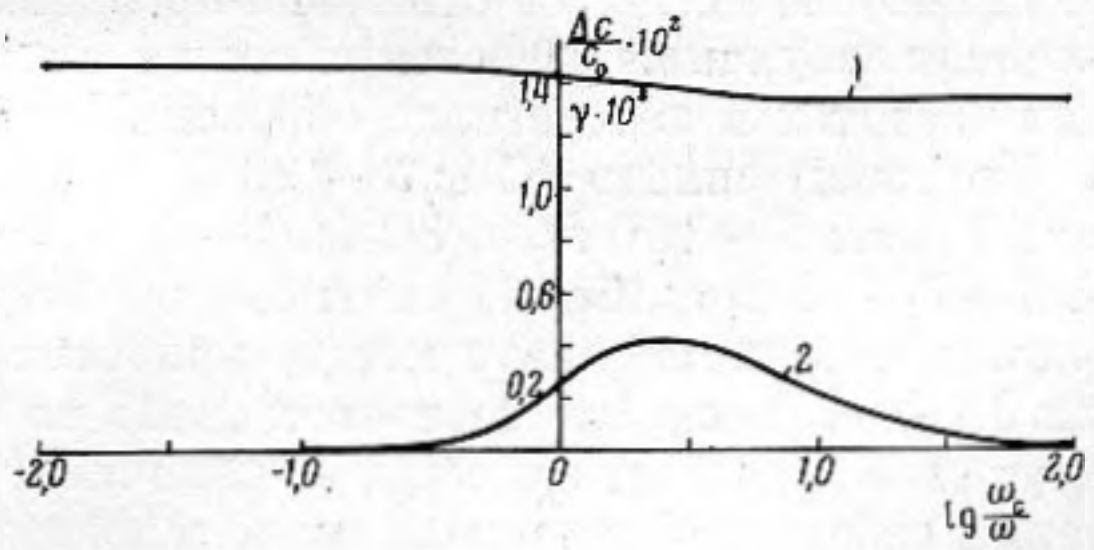
где

$$X = 8{,}50 + \frac{4\pi \dfrac{\omega_c}{\omega}}{\dfrac{\omega}{\omega_D} - i\zeta}, \quad \omega_c = \sigma_0, \quad \omega_D = \frac{c_0^2}{f \cdot D}, \quad \zeta = 1 - \frac{\mu f E_0}{c_0}.$$

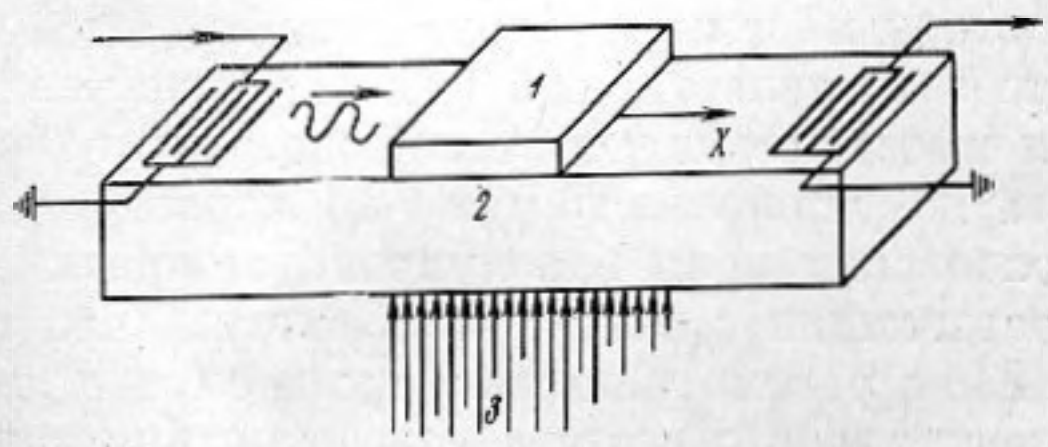
На фиг. 2, 3 изображены рассчитанные по формулам (3) зависимости $\Delta c / c_0$ (кривые *1*) и γ (кривые *2*) от отношения проводимости $\sigma_0 = \omega_c$ кристалла *2* к частоте при отсутствии дрейфового поля E_0. Кривые рассчитаны для двух случаев: $\omega_D = \infty$, т. е. диффузия электронов в кристалле отсутствует (фиг. 2), и $\omega_c = \omega_D$ — умеренная диффузия (фиг. 3). В последнем случае для частот $\omega > \omega_c$ кривые отражают только качественный ход зависимостей, поскольку при $\omega > \omega_c$ начинает нарушаться условие $\lambda_R \gg l_D$ (в терминах ω, ω_c, ω_D это условие имеет вид $2\pi\sqrt{\omega_c \omega_D / \omega_2} \gg 1$). Сравнивая данные кривые с аналогичными кривыми из работы [10], нетрудно заметить, что качественный характер зависимостей одинаков. Однако коэффициент затухания γ и изменение фазовой скорости $\Delta c / c_0$ в рассматриваемом случае примерно в 15 раз меньше, чем для рэлеевской волны в полупроводниковом кристалле CdS, граничащем с вакуумом. Как известно, γ и $\Delta c / c_0$ пропорциональны квадрату эффективного коэффициента электромеханической связи и характеризуют интенсивность взаимодействия волны с электронами. Таким образом, интенсивность взаимодействия рэлеевской волны с электронами на границе пьезодиэлектрика и полупроводника примерно на порядок слабее, чем при локализации и рэлеевской волны и электронов в одном кристалле. Слабость взаимодействия на границе двух сред можно объяснить тем, что оно происходит здесь в весьма тонком слое. Действительно, у рэлеевской волны в полупроводниковом



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

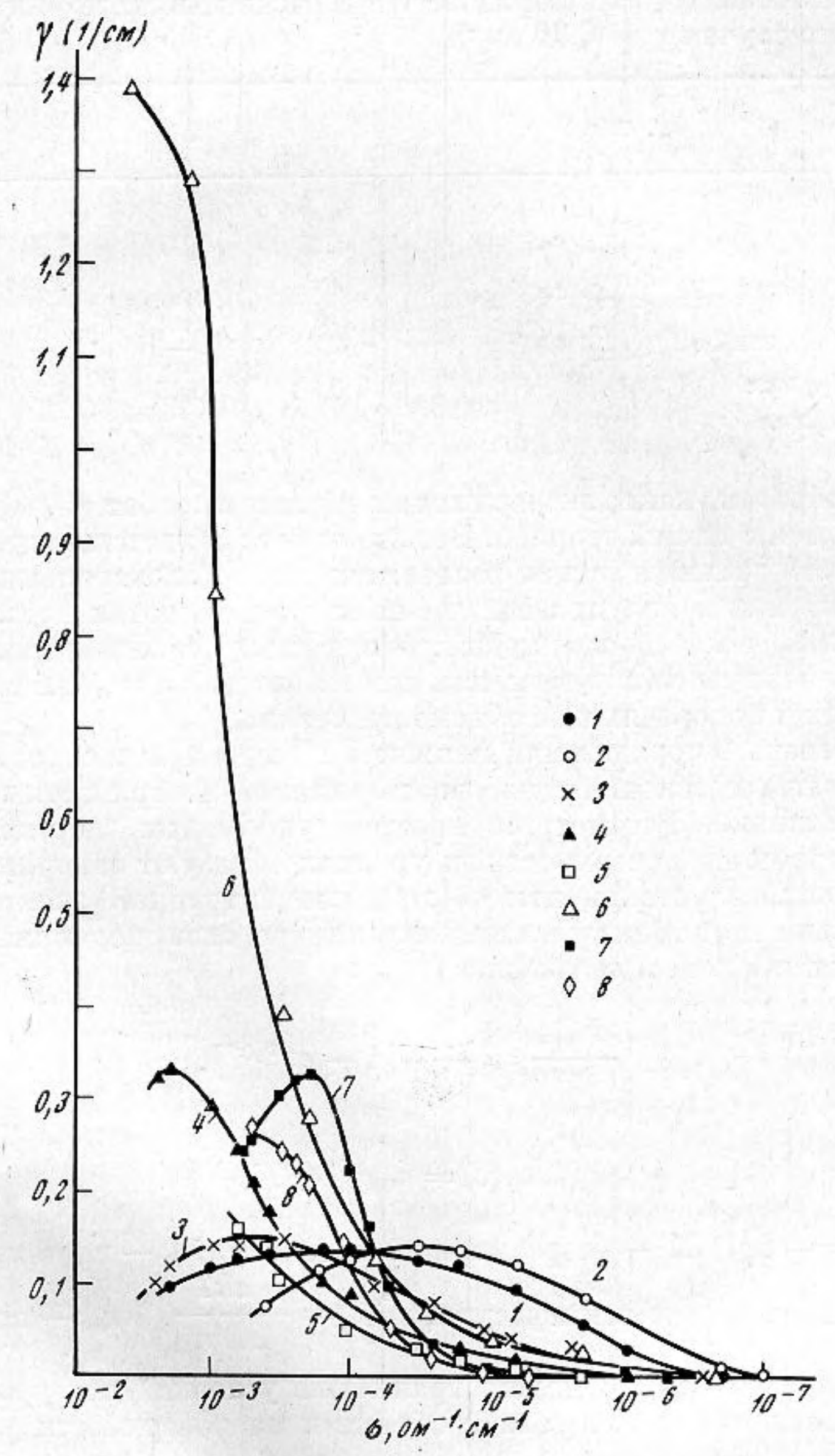
пьезоэлектрическом кристалле CdS, как показывает расчет [12], электрическое поле спадает в e раз на глубине $\simeq 1{,}5\ \lambda$, т. е. слой взаимодействия $\simeq 1{,}5\ \lambda$; для рэлеевской волны на границе пьезодиэлектрика и полупроводника аналогичное спадание поля в полупроводнике происходит на глубине $\simeq \lambda / 2\pi$ (см. формулу (1)), т. е. слой взаимодействия $\simeq \lambda / 2\pi$.

Экспериментальное исследование взаимодействия рэлеевских волн с электронами на границе двух сред проводилось нами с кристаллами кварца (пьезодиэлектрик) и сульфида кадмия (полупроводник). Импульсы рэлеевских волн длительностью 6 *мксек* и с частотой заполнения 90, 270, 450 *мгц* распространялись в кристалле кварца на плоскости, перпендикулярной оси y, в направлении оси x. Кристалл кварца представлял собой пластину y-среза с плоскопараллельными и оптически полированными гранями (фиг. 4, где *1* — CdS, *2* — кварц, *3* — свет). Возбуждение и прием рэлеевских волн осуществлялись системами двухфазных гребенчатых металлических электродов, нанесенных на полированную поверхность кварца и рассчитанных на основную частоту 90 *Мгц*. Кристалл CdS являлся пластиной z-среза, размером $35 \times 10 \times 1{,}5$ *мм* с двумя плоскопараллельными и оптически полированными гранями. Оптически полированные поверхности кварца и сульфида кадмия прижимались друг к другу так, что зазор между ними в области взаимодействия (над пучком рэлеевских волн) мог быть в пределах 0,2—2 *мкм*. Величина зазора контролировалась интерференционным методом. Расстояние между излучающими и приемными электродами на кварце составляло 25 *мм*, размер CdS по оси x (фиг. 4) равнялся 10 *мм*. Для получения нужной проводимости σ_0 поверхность CdS, прилегающая к кварцу, освещалась светом ртутной лампы через кварц (так называемый «белый свет»), через кварц и светофильтр ЗС—1 (область спектра 5000—5800 A°) или через пластину CdS (в последнем случае CdS служил светофильтром). Для измерения проводимости использовался пробный образец с омическими контактами, вырезанный из того же первоначального кристалла, что и основной образец, и так же, как он, освещаемый.

На фиг. 5 приведены результаты эксперимента. По оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложена проводимость σ_0, по оси ординат — коэффициент затухания рэлеевских волн в $см^{-1}$. Кривые получены при следующих частотах и подсветках: образец № 1 — *1* — 90 *Мгц*, белый свет; *2* — 90 *Мгц*, светофильтр ЗС-1; *3* — 90 *Мгц*, подсветка через CdS; *4* — 270 *Мгц*, белый свет; *5* — 270 *Мгц*, ЗС-1; *6* — 450 *Мгц*, подсветка через CdS; образец № *2*— *7*— 90 *Мгц*, белый свет; *8* — 90 *Мгц*, светофильтр ЗС-1. Для всех кривых воздушный зазор между кристаллами кварца и CdS был в пределах $0{,}2 \div 0{,}5$ *мкм*. Это соответствовало работе в области «насыщения», где затухание перестает зависеть от величины зазора (при дальнейшем уменьшении зазора наблюдаемые значения коэффициента затухания практически не изменяются). Как видно из фигуры, максимальное значение коэффициента затухания примерно пропорционально частоте; с увеличением частоты максимум затухания смещается в область больших проводимостей. Это свидетельствует о том, что качественный ход экспериментальных зависимостей $\gamma(\omega_c / \omega)$ такой же, как у теоретической кривой на фиг. 2. Такая же зависимость $\gamma(\omega_c / \omega)$ характерна для объемных и поверхностных рэлеевских волн в полупроводниковых пьезоэлектрических кристаллах, граничащих с вакуумом. Отметим, что так же, как для этих волн [12], [13], в рассматриваемом нами случае наблюдается существенное влияние спектрального состава подсветки кристалла на зависимость $\gamma(\omega_c / \omega)$ (см. фиг. 5).

Видоизменяя формулу (3) применительно к границе кварц — сульфид кадмия, можно сделать и некоторое количественное сопоставление нашего эксперимента с расчетом. При этом следует иметь в виду, что квадрат коэффициента электромеханической связи для кварца в среднем в 2,9 раза

меньше, чем для CdS, а длина рэлеевской волны в кварце в 1,9 раза больше, чем в CdS. Поэтому коэффициент затухания рэлеевской волны на пути 1 см для границы кварц — CdS примерно в 5,5 раза меньше, чем для границы CdS — изолятор и CdS — полупроводник. Учитывая это, мы имеем последовательность экспериментальных и расчетных значений коэффициентов затухания в максимумах, приведенную в таблице, где даны также дли-



Фиг. 5

ны λ рэлеевских волн в кварце и дебаевские радиусы l_D в CdS при $\sigma_0 = \omega_c = \omega$. Как видно из таблицы, расчетное затухание несколько больше наблюдаемого на опыте, но это — величины одного порядка. Такое расхождение теории и эксперимента может быть вызвано отличием контактных поверхностей кристаллов от плоскостей и неустранимым (посредством прижима) воздушным зазором между ними, отличием параметров поверхностного слоя кристалла CdS от расчетных и, наконец, ошибкой из-за распространения формулы (3) на границу кварц — CdS.

Сопоставим наши данные с имеющимися в литературе. В работе [3] для рэлеевских волн на границе *PZT* — германий на частоте 20 *Мгц* наблюдалось усиление $\simeq 0{,}5$ *см*$^{-1}$, а в работе [4] рэлеевские волны частоты 108 *Мгц* были усилены на границе ниобат лития — кремний с коэффициентом $\simeq 1{,}5$ *см*$^{-1}$. В пересчете на частоту 90 *Мгц* и на границу кварц — CdS это соответствует $\gamma \simeq 0{,}05$ *см*$^{-1}$ в первом случае и $\gamma \simeq 0{,}15$ *см*$^{-1}$ — во втором. Это величины того же порядка, что и расчетный коэффициент затухания для этого случая $\gamma = 0{,}30$ *см*$^{-1}$.

f, (*Мгц*)		90	270	450
	$\gamma^{max}_{теор}$, *см*$^{-1}$	0,38	1,06	1,60
Образец № 1	$\gamma^{max}_{эксп}$, *см*$^{-1}$	0,15	0,33	1,39
Образец № 2	$\gamma^{max}_{эксп}$, *см*$^{-1}$	0,33	—	—
l_D, *мкм*		0,80	0,46	0,36
λ, *мкм*		35	11,7	7

Таким образом, наши эксперименты и данные работ [3, 4] качественно согласуются с нашей теорией. Все это вместе свидетельствует о том, что интенсивность взаимодействия рэлеевских волн с электронами на границе пьезодиэлектрика и полупроводника на низких частотах примерно на порядок меньше, чем при взаимодействии в полупроводниковом пьезокристалле, граничащем с вакуумом, или при взаимодействии электронов и волн (продольных и поперечных) в объеме кристалла.

Пусть теперь λ порядка или меньше l_D. Тогда при распространении рэлеевской волны необходимо учитывать влияние поверхностных состояний в полупроводнике. Рассмотрим простейшую модель переходного слоя, когда электроны на поверхностных уровнях образуют запорный слой, характеризующийся потенциалом $\varphi_0(z)$ и концентрацией электронов $n_0(z)$. Распределение потенциала и концентрации по слою подчиняется следующим уравнениям (см. монографию [14]):

$$\frac{d^2\Phi_0}{dz^2} = \frac{1}{l_D^2}\left[1 - e^{-\Phi_0(z)}\right], \tag{5}$$

$$n_0(z) = n_{00} e^{-\Phi_0(z)}. \tag{6}$$

Здесь $\Phi_0 = -e\varphi_0 / kT$ — безразмерный потенциал, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура; $l_D^2 = \dfrac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_{00}}$ n_{00} — концентрация в объеме (при $z = \infty$). Зададим граничные условия для уравнений (4), (5) через значения потенциала в объеме и на поверхности полупроводника:

$$\Phi_0(\infty) = 0, \qquad \Phi_0(0) = -\frac{e\varphi_{00}}{kT} = \Phi_{00} \tag{7}$$

и предположим, что поверхностные состояния «заморожены», т. е. заряд на поверхностных уровнях не успевает изменяться за период рэлеевской волны. Пусть далее подвижность электронов μ и фактор ловушек f в переходном слое такие же, как в объеме полупроводника.

Представляя полные концентрацию электронов и потенциал в полупроводнике в форме $n_{пол} = n_0(z) + n(x, z, t)$, $\varphi_{пол} = \varphi_0(z) + \varphi(x, z, t)$ из уравнений Пуассона, плотности тока и непрерывности, получим два сле-

дующих уравнения, описывающих электрическое поле и распределение заряда в случае звуковой волны

$$\Delta\varphi - \frac{4\pi}{\varepsilon} ne = 0, \tag{8}$$

$$\sigma_0(z)\Delta\varphi - i\omega\zeta ne - efD\Delta n = -e\mu f \frac{\partial}{\partial z}\left(n\frac{d\varphi_0}{dz}\right) - \frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\partial\sigma_0}{\partial z} \tag{9}$$

В отличие от случая низких частот, граничные условия для электрических величин должны теперь связывать их значения не по обе стороны от переходного слоя, а с двух сторон от заряженной поверхностным зарядом плоскости $z = 0$. Двумя граничными условиями являются непрерывность тангенциальных составляющих вектора электрического поля $E_x^{(1)} = E_x^{(2)}$ и равенство нулю нормальной компоненты j_z плотности тока (мы считаем поверхностные состояния замороженными). Для вывода третьего граничного условия рассмотрим заряженную поверхность, как бесконечно тонкий слой, в котором применимы все основополагающие уравнения. Учитывая первые два условия и тот факт, что поверхностные состояния заморожены, получим известное равенство $D_z^{(1)} = D_z^{(2)}$. Это имеет простой физический смысл: поскольку переменный (связанный с волной) заряд на поверхности не накапливается, нормальная составляющая переменной части вектора электрической индукции непрерывна.

Рассмотрим решение сформулированной задачи на примере слабого запорного слоя [14] в CdS, когда $\Phi_0(z) \ll 1$. При слабом запорном слое из уравнений (5), (6) с граничными условиями (7) нетрудно получить следующие выражения для потенциала и концентрации электронов в слое:

$$\Phi_0(z) = \Phi_{00} e^{-z/l_D}, \tag{10}$$

$$n_0(z) = n_{00}(1 - \Phi_{00} e^{-z/l_D}). \tag{11}$$

Считая Φ_{00} параметром малости, найдем решение уравнений (8), (9) методом последовательных приближений с точностью до первого приближения включительно. Для полупространства 1 возьмем решение в той же форме, что в работе [10]. «Сшивая» эти решения на границе $z = 0$ с помощью указанных граничных условий, получим дисперсионное уравнение для определения волнового числа k рэлеевской волны в этом случае. С учетом соотношений (3) данное дисперсионное уравнение имеет вид

$$a = -1{,}578\cdot 10^{-2}\frac{1 + 0{,}0792X}{1 + 0{,}0942X} + 2{,}367\cdot 10^{-4}\frac{\Delta X}{(1 + 0{,}0942X)^2} \tag{12}$$

Здесь обозначено:

$$X = 0{,}755\beta\frac{\omega\zeta}{\omega_c} i \frac{9{,}50 + 4\pi\dfrac{\omega_c}{\omega\zeta} i}{1 + 0{,}755\dfrac{\omega\zeta}{\omega_c}\beta i} - 1; \qquad \Delta X = 9{,}50(AB + CD)\Phi_{00}$$

$$A = \frac{1}{1 + 0{,}755\dfrac{\omega\zeta}{\omega_c}\beta i}\cdot\frac{0{,}755\beta\zeta m i}{1{,}323\dfrac{\omega_c}{\omega} - i\zeta - \dfrac{\omega}{\omega_D}[(1+m)^2 - 1]}$$

$$B=\frac{1{,}323(1+m)}{(1+m)^2-1}+\frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_c\omega_D}-\frac{1{,}323}{(1+m)^2-1}\right)(1+m)(1+\beta)}{1+0{,}755\beta\frac{\omega\zeta}{\omega_c}i}+$$

$$+\frac{1{,}323\beta\frac{1-0{,}755\frac{\omega\zeta}{\omega_c}i}{(1+m)^2-1}}{1+0{,}755\beta\frac{\omega\zeta}{\omega_c}i}$$

$$C=\frac{1}{1+0{,}755\frac{\omega\zeta}{\omega_c}\beta i}\cdot\frac{(\rho^-1)(1+f-f\beta/m)\frac{\omega_c}{\omega}-\beta\frac{\omega_c}{\omega}m}{1{,}323\frac{\omega_c}{\omega}-i\zeta-\frac{\omega}{\omega_D}[(m-\beta)^2-1]}$$

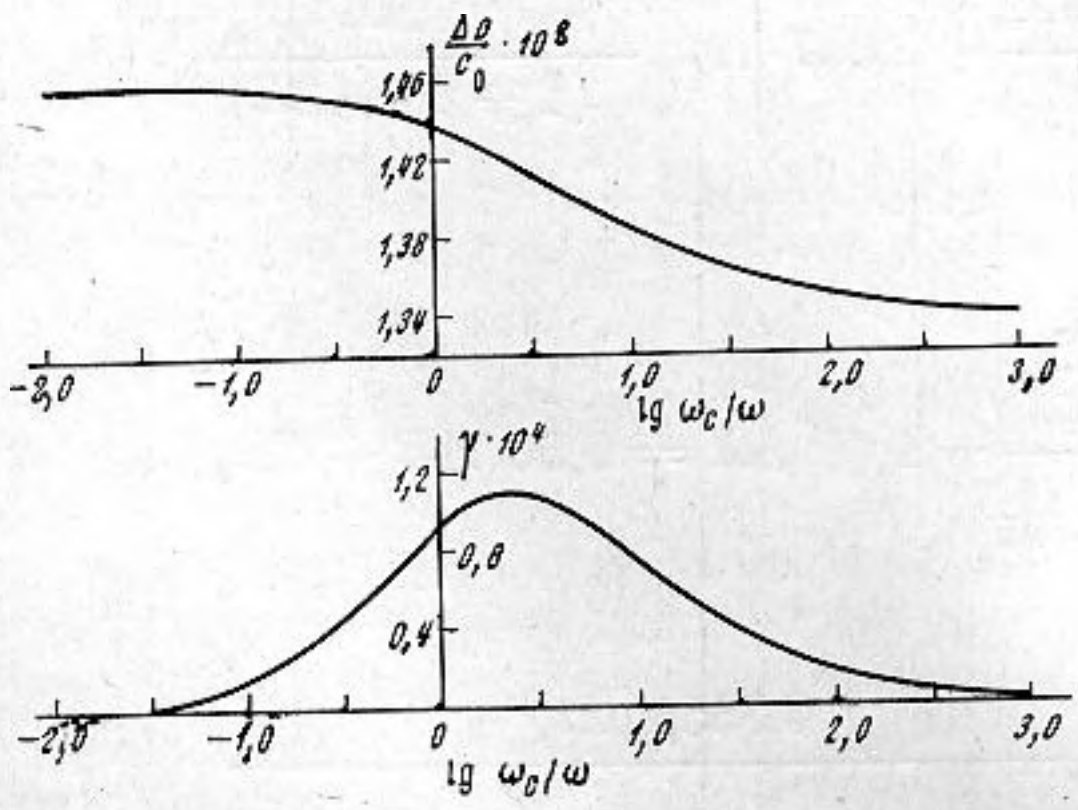
$$D=\frac{1{,}323(m-\beta)}{(m-\beta)^2-1}+\frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_c\omega_D}-\frac{1{,}323}{(m-\beta)^2-1}\right)(m-\beta)(1+\beta)}{1+0{,}755\frac{\omega\zeta}{\omega_c}\beta i}+$$

$$+\frac{1{,}323\beta\frac{1-0{,}755\frac{\omega\zeta}{\omega_c}i}{(m-\beta)^2-1}}{1+0{,}755\frac{\omega\zeta}{\omega_c}\beta i}$$

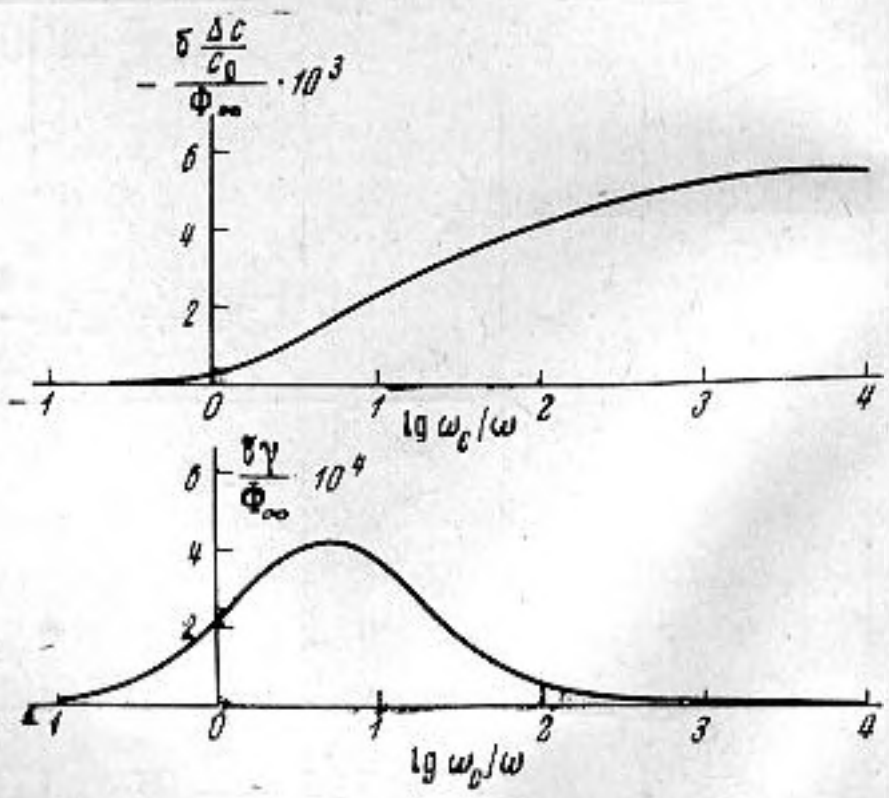
f — фактор ловушек,

$$m=\frac{1}{kl_D}=\sqrt{\frac{4\pi f\omega_c\omega_D}{\varepsilon\omega^2}},\qquad \beta=-\sqrt{\frac{4\pi\omega_c\omega_D}{\varepsilon\omega^2}+1-\frac{\omega_D}{\omega}\zeta i}$$

Формула (12) показывает, что поправка к волновому числу рэлеевской волны состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое учитывает просто само наличие над пьезодиэлектриком полупроводника без какого-либо учета поверхностных состояний в нем. В области низких частот, где применимо решение (4), это слагаемое, как нетрудно показать, с точностью до



Фиг. 6



Фиг. 7

члена ω / ω_D в X совпадает с решением (4) (при низких частотах в области сильного взаимодействия волны с электронами ($\omega \sim \omega_c$) член $\frac{\omega}{\omega_D} \ll 1$).

Второе слагаемое, пропорциональное поверхностному потенциалу Φ_{00}, учитывает влияние поверхностных состояний на раэлеевскую волну. Оценим степень влияния. Для этого рассчитаем по формуле (12) зависимость $\alpha(\omega_c / \omega)$ при $\omega = \omega_D$, $f = 1$ и $E_0 = 0$. Без учета поверхностных состояний ($\Phi_\infty = 0$) имеем кривые зависимостей γ и $\Delta c / c_0$, изображенные на фиг. 6. С учетом поверхностных состояний γ и $\Delta c / c_0$ получают соответственные добавки, пропорциональные Φ_{00} (см. фиг. 7). Если, например, $\Phi_{00} = 0{,}1$, то это означает, что коэффициент электронного затухания и перепад фазовой скорости волны из-за наличия поверхностных состояний возрастают примерно на 50%. Таким образом, влияние поверхностных состояний на взаимодействие рэлеевской волны с электронами граничного полупроводника даже при слабом запорном слое в нем весьма существенное.

Авторы выражают благодарность Т. М. Каёкиной за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Гуляев, В. И. Пустовойт. Усиление поверхностных волн в полупроводниках. Ж. эксп. и теор. физ., 1964, **47**, 12, 2251—2253.
2. Ю. В. Гуляев, А. Ю. Карабанов. Усиление ультразвуковых волн в слоистой структуре пьезоэлектрический диэлектрик — полупроводник. Физ. техн. полупр., 1967, **1**, 5, 753—755.
3. K. Yoshida, M. Yamanishi. Interaction between surface elastic waves and drifting carriers in layered system. Japan J. Appl. Phys., 1968, **7**, 9, 1143—1144.
4. J. H. Collins, K. M. Lakin, C. F. Quate, H. T. Shaw. Amplification of acoustic surface waves with adjacent semiconductor and piezoelectric crystals. Appl. Phys. Let., 1968, **13**, 9, 314—316.
5. C. Fischer, S. Yando. Amplification of guided elastic waves in piezoelectric plates through electrical coupling to a semiconductor. Appl. Phys. Let., 1969, **15**, 11, 366—368.
6. С. В. Богданов, И. Б. Яковкин. Затухание УПВ в системе подложка — пленка InSb. Физ. тех. полупр., 1969, **3**, 4, 589—592.
7. Ю. В. Гуляев, А. Ю. Карабанов, А. М. Кмита, А. В. Медведь, Ш. С. Турсунов. К теории электронного поглощения и усиления поверхностных звуковых волн в пьезокристаллах. Физ. тв. тела, 1970, **12**, 9, 2595—2601.
8. А. А. Карпушин, С. К. Саввиных. О возможном применении поверхностных упругих волн к изучению поверхностных свойств полупроводников. Физ. тв. тела, 1967, **9**, 4, 1141—1143.
9. S. Zemon, E. M. Conwelle. Effects of surface states on surface wave amplification. Appl. Phys. Let., 1970, **17**, 5, 218—220.
10. И. А. Викторов. Рэлеевские волны в кристаллах сульфида кадмия. Докл. АН СССР, 1968, **178**, 6, 1281—1284.
11. И. А. Викторов. Рэлеевские волны в полупроводниковых пьезоэлектрических кристаллах арсенида галлия. Докл. АН СССР, 1969, **187**, 2, 294—297.
12. E. Harnik. Anomalous attenuation of piezoelectrically active ultrasonic waves in photoexcited cadmium sulfide. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 7, 2563—2567.
13. И. А. Викторов. Взаимодействие ультразвуковых поверхностных и объемных волн с электронами проводимости в кристалле CdS. Докл. АН СССР, 1967, **174**, 3, 556—559.
14. А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М.— Л., ГТТИ, 1962.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
18 января 1971 г.