

УДК 534.0:621.315.592

## МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФФУЗИОННЫХ СЛОЕВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

*Е. К. Грищенко, Л. А. Сысоев*

Электроакустический преобразователь на диффузионном слое в CdS [1] представляет собой низкоомную монокристаллическую пластинку, вырезанную из пьезоэлектрического полупроводника, на одной из граней которой образован высокоомный диффузионный слой. Переменное электрическое напряжение, приложенное к противоположным граням пластинки, почти полностью падает на диффузионном слое. Если пластинка вырезана так, что главная оптическая ось кристалла направлена по нормали к большей грани пластинки, то диффузионный слой работает аналогично кварцевой пластинке X-среза, нагруженной на согласованную нагрузку. Толщина диффузионного слоя  $d$  может быть найдена по формуле для плоского конденсатора  $d = \varepsilon / 4\pi C$ , где  $C$  — измеренная удельная емкость диффузионного слоя, а основная резонансная частота  $f_0$  — из соотношения  $f_0 = v_l / 2d$ , причем  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала полупроводника,  $v_l$  — скорость упругих продольных волн вдоль главной оптической оси кристалла. При этом обычно предполагается, что удельное электрическое сопротивление в толще диффузионного слоя бесконечно велико и не зависит от координаты, а сам слой имеет резкую границу с низкоомной областью пластинки [2, 3]. Эквивалентная электрическая схема такого слоя может быть представлена в виде статической емкости\*.

Однако экспериментальные данные показывают, что вычисленная по приведенным выше формулам резонансная частота слоя может отличаться в некоторых случаях от измеренной на 15 ÷ 20%. Это расхождение объясняется тем, что в действительности распределение удельного электрического сопротивления  $\rho$  внутри пластинки, которое определяется законами диффузии [4], имеет вид, показанный на фиг. 1, а (начало оси  $x$  совмещено с гранью пластинки, у которой образован диффузионный слой, а сама ось направлена в толщу пластинки и совпадает с главной оптической осью кристалла). Учет распределения удельного электрического сопротивления позволяет более точно вычислить резонансную частоту преобразователя по измеренной емкости диффузионного слоя, а также оценить электрические потери преобразователя.

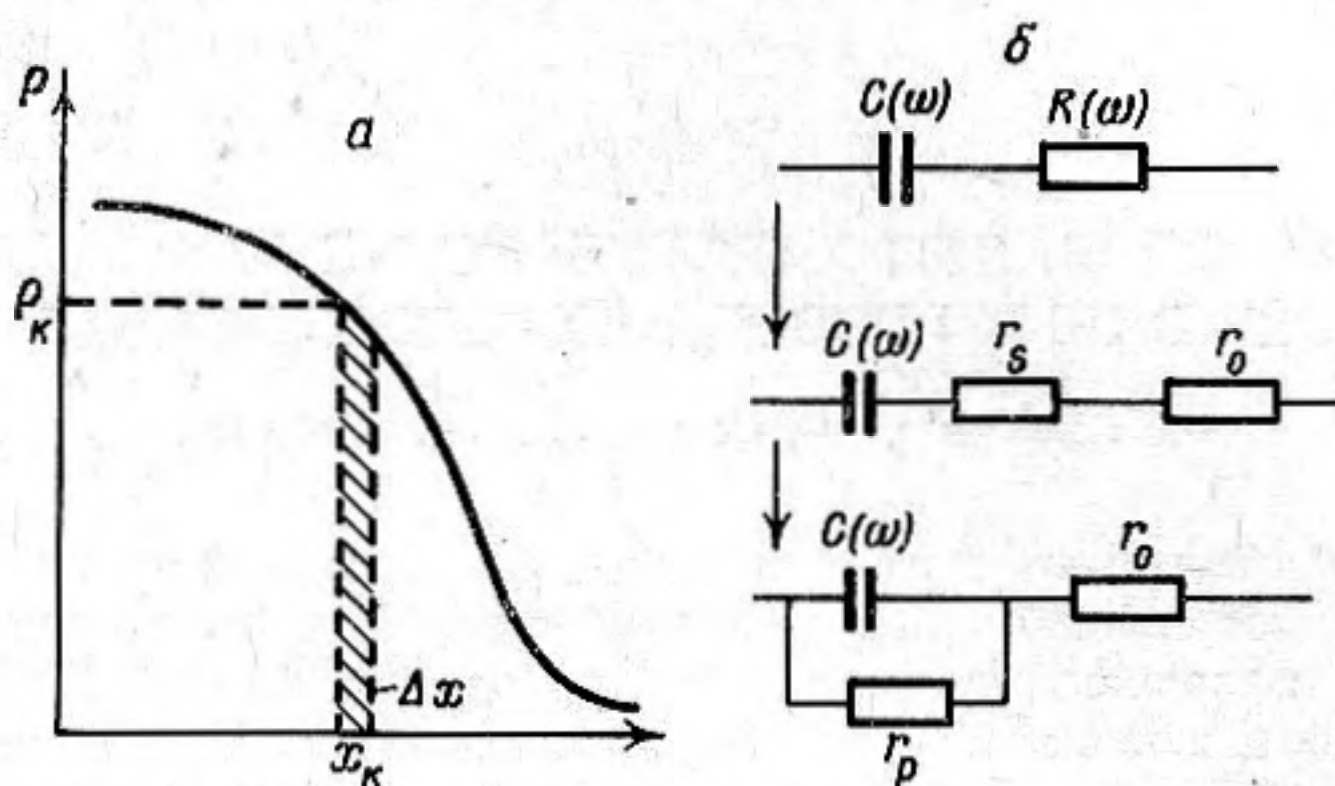
Предполагая, что большая грань полупроводниковой пластинки, на которой образован диффузионный слой, имеет единичное сечение, разобьем пластинку на  $N$  тонких элементарных слоев толщиной  $\Delta x$  (фиг. 1, а). Каждый элементарный слой может быть представлен в виде параллельно соединенных сопротивления  $\Delta R = \rho(x)\Delta x$  и емкости

\* Здесь и ниже мы не учитываем элементов в эквивалентной электрической схеме преобразователя, обусловленных пьезоэлектрическими свойствами кристалла, поскольку коэффициент электромеханической связи полупроводника и механическая добротность преобразователя малы.

$\Delta C = \varepsilon / 4\pi\Delta x$ . Импеданс элементарного слоя  $\Delta Z$  на частоте  $\omega$  будет

$$\Delta Z(x, \omega) = \frac{\rho(x)\Delta x}{1 + i \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi}}$$

(здесь  $\omega = 2\pi f$ ), а импеданс всего преобразователя  $Z$  представляет собой сумму последовательно соединенных импедансов элементарных слоев.



Фиг. 1

Суммируя и переходя к пределу при  $\Delta x \rightarrow 0$ , получим

$$Z(\omega) = \int_0^l \frac{\rho(x) dx}{1 + i \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi}} = \int_0^l \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2} - i \frac{4\pi}{\varepsilon\omega} \int_0^l \frac{\left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2 dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2}, \quad (1)$$

где  $l$  — полная толщина полупроводниковой пластинки. Отсюда следует, что эквивалентная электрическая схема преобразователя, учитывающая распределение  $\rho = \rho(x)$  в пластинке, представляет собой соединенные последовательно активное сопротивление  $R(\omega)$  и емкость  $C(\omega)$ .

$$R(\omega) = \int_0^l \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{1 + \left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2} dx \quad (2)$$

$$\frac{1}{C(\omega)} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \int_0^l \frac{\left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2 dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что «эффективная толщина» диффузионного слоя  $d_{\text{эфф}}$  на частоте  $\omega$  будет

$$d_{\text{эфф}}(\omega) = \int_0^l \frac{\left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2 dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x)\varepsilon\omega}{4\pi} \right]^2}. \quad (4)$$

Исследуем выражения (2) и (4). Пусть  $x_k$  — любое фиксированное значение координаты пластинки, а соответствующее ему  $\rho_k = \rho(x_k)$ . Тогда для любого фиксированного  $\rho_k$  найдется такое  $\omega_k$ , что будет удовлетворяться условие:

$$\frac{\rho_k \varepsilon \omega_k}{4\pi} = 1. \quad (5)$$

При этом в соответствии с законом распределения  $\rho$  (фиг. 1, а) и условием (5) будут выполнены следующие условия:

$$\begin{cases} \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} > 1 & \text{при } 0 < x < x_k \\ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} < 1 & \text{при } x_k < x < l. \end{cases} \quad (6)$$

Представим выражения для  $R(\omega)$  и  $d_{\text{эфф}}(\omega)$  на частоте  $\omega_k$  в виде

$$R(\omega_k) = \int_0^l \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2} = \int_0^{x_k} \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2} + \int_{x_k}^l \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2}, \quad (2')$$

$$d_{\text{эфф}}(\omega_k) = \int_0^l \frac{\left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2 dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2} = \int_0^{x_k} dx - \int_0^{x_k} \frac{dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2} + \int_{x_k}^l \frac{\left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2 dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2}. \quad (4')$$

Если  $\rho = \rho(x)$  — монотонная и быстро убывающая функция  $x$  (именно этот случай реализуется на практике), то, имея в виду условия (6), в правой части формулы (4') можно пренебречь вторым и третьим интегралами по сравнению с первым\*. Введем обозначения

$$r_s(x_k, \omega_k) = \int_0^{x_k} \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2}, \quad r_p(x_k) = \int_0^{x_k} \rho(x) dx,$$

$$r_0(x_k, \omega_k) = \int_{x_k}^l \frac{\rho(x) dx}{1 + \left[ \frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi} \right]^2}.$$

Тогда

$$R(\omega_k) = r_s(x_k, \omega_k) + r_0(x_k, \omega_k), \quad (7)$$

$$d_{\text{эфф}}(\omega_k) \simeq x_k. \quad (8)$$

\* Условия справедливости такого приближения и оценка точности даны в приложении.

Отсюда следует, что на частоте  $\omega_k$  часть пластинки толщиной  $d_{эфф}$ , заключенная в интервале  $(0, x_k)$ , ведет себя как емкость с потерями, которые можно представить как включенное последовательно с ней сопротивление  $r_s$  или как включенное параллельно сопротивление  $r_p$ ; часть пластинки, заключенная в интервале  $(x_k, l)$ , ведет себя как активное сопротивление, равное  $r_0$ . Сказанное выше иллюстрируется эквивалентными схемами на фиг. 1, б. Физически разбиение интервала  $(0, l)$  на два означает выделение в пластинке на частоте  $\omega_k$  двух характерных областей: высокоомной, где токи смещения превышают токи проводимости, и низкоомной, где токи смещения меньше токов проводимости. Условие (5) определяет граничное значение удельного сопротивления  $\rho_k$  и соответствующую ему координату  $x_k$ , делящую слой на высокоомную и низкоомную части. Каждому значению  $\omega$  при заданной функции  $\rho = \rho(x)$  соответствуют свои значения  $C = C(\omega)$ ,  $R = R(\omega)$  и своя «эффективная толщина» диффузионного слоя  $d_{эфф} = d_{эфф}(\omega)$ , которая с учетом (3) будет

$$d_{эфф}(\omega) = \frac{\varepsilon}{4\pi C(\omega)}. \quad (9)$$

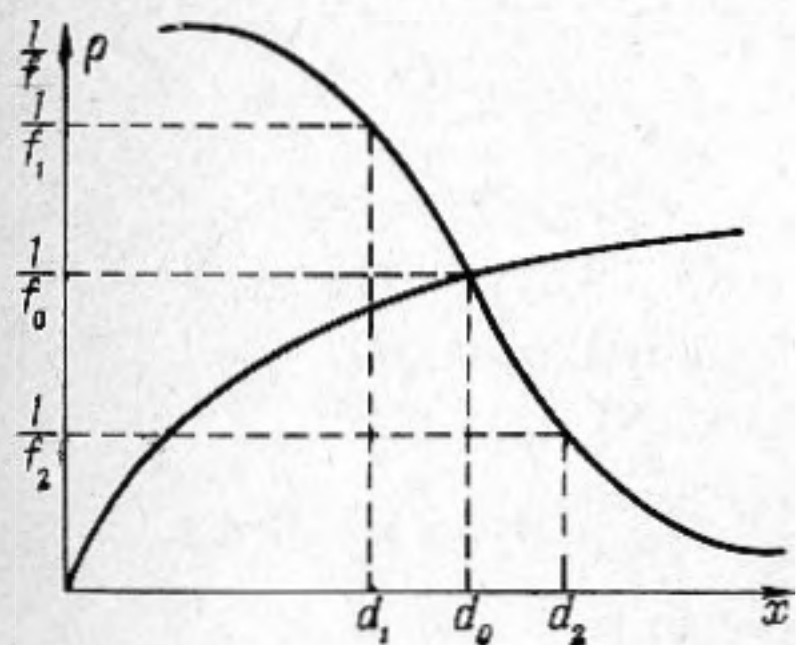
Формулы (5), (8) и (9) позволяют найти распределение  $\rho = \rho(x)$  в пластинке, если известна зависимость  $C = C(\omega)$ , которую можно получить экспериментально. Для построения  $\rho = \rho(x)$  достаточно учесть, что

$$x \approx \frac{\varepsilon}{4\pi C(\omega)}, \quad \rho(x) = \frac{4\pi}{\varepsilon\omega}. \quad (10)$$

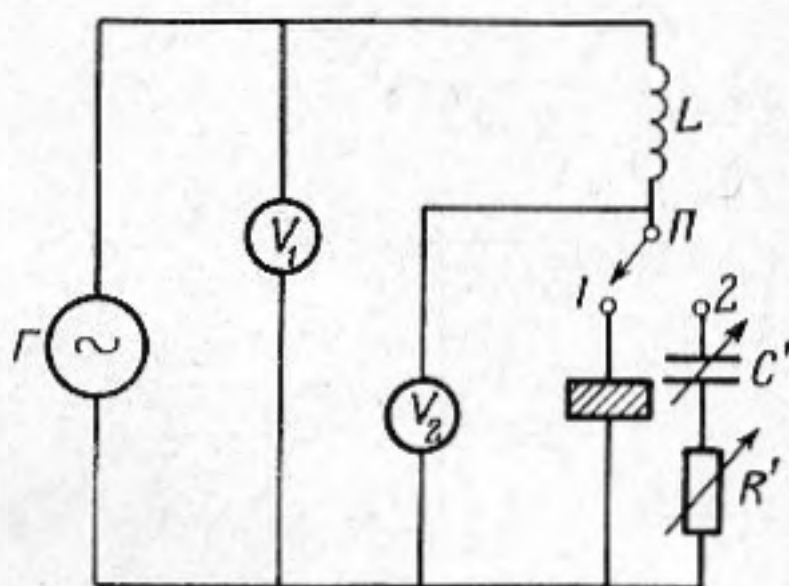
На фиг. 2 показана функция  $\rho = \rho(x)$ . Масштаб по оси ординат выбран логарифмическим. Наряду с  $\rho$  по вертикальной оси отложены обратные значения частоты  $f^{-1}$ , на которой данное  $\rho$  является граничным между высокоомной и низкоомной частями пластинки, т. е.  $\rho$  удовлетворяет условию (5)  $\frac{1}{f} = \rho\varepsilon/2$ . Кривая, проходящая через начало координат и точку с координатами  $(d_0, 1/f_0)$ , отражает зависимость толщины полуволновой пьезоэлектрической пластинки  $d_0$  от резонансной частоты  $f_0$ , согласно формуле  $1/f_0 = 2d_0/v_l$ . Видно, что трем различным частотам  $f_1, f_2$  и  $f_0$  ( $f_2 > f_0 > f_1$ ) соответствуют три «эффективные толщины» диффузионного слоя на этих частотах  $d_1, d_2$  и  $d_0$ . Так же видно, что определение «эффективной толщины» по измеренной емкости диффузионного слоя на частоте, ниже резонансной ( $f_1$ ), дает завышенную собственную частоту преобразователя ( $d_1 < d_0$ ), а измерение емкости на частоте, выше резонансной ( $f_2$ ) — заниженную ( $d_2 > d_0$ ). Т. е. резонансная «эффективная толщина» диффузионного слоя может быть определена либо в результате нескольких измерений емкости диффузионного слоя на разных частотах, сходящихся к резонансной частоте преобразователя, либо графически, если известно распределение  $\rho = \rho(x)$  в пластинке и ее константы —  $\varepsilon$  и  $v_l$  (фиг. 2). Активная составляющая импеданса пластинки  $R(\omega)$ , являясь причиной электрических потерь, уменьшает эффективность преобразователя и увеличивает его полосу пропускания.

Результаты исследования проверены экспериментально. В эксперименте использовались низкоомные ( $\rho \sim 1$  ом.см) монокристаллические пластинки CdS, изготовленные во Всесоюзном научно-исследовательском институте монокристаллов, размером  $12 \times 14 \times 1$  мм. Плоскости больших граней пластинок были ориентированы нормально относительно главной оптической оси. Большие грани выводились на плоскопараллельность и полировались. На одну из полированных поверхностей напылением в вакууме ( $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст.) наносилась медная пленка толщиной  $\sim 0,1$  мк в виде круга диаметром 1,2 или 10 мм. Диффузионный отжиг в вакуумной печи производился три раза по 10 мин при температуре  $400 \pm 5^\circ$ . После каждого отжига измерялась диффузионная емкость  $C = C(\omega)$  и сопротивление потерь  $R = R(\omega)$  в диапазоне частот от 800 гц до 200 Мгц.

Измерения в диапазоне  $800 \text{ гц} \div 1 \text{ Мгц}$  проводились на образцах с диаметром напыленной области меди  $10 \text{ мм}$ , а в диапазоне  $1 \div 200 \text{ Мгц}$  на образцах с диаметром напыления  $1,2 \text{ мм}$ . Измерения проводились на трех образцах каждого типа, после чего полученные результаты усреднялись. Для получения омического контакта на грань, противоположащую диффузионному слою, напылялся индий.



Фиг. 2



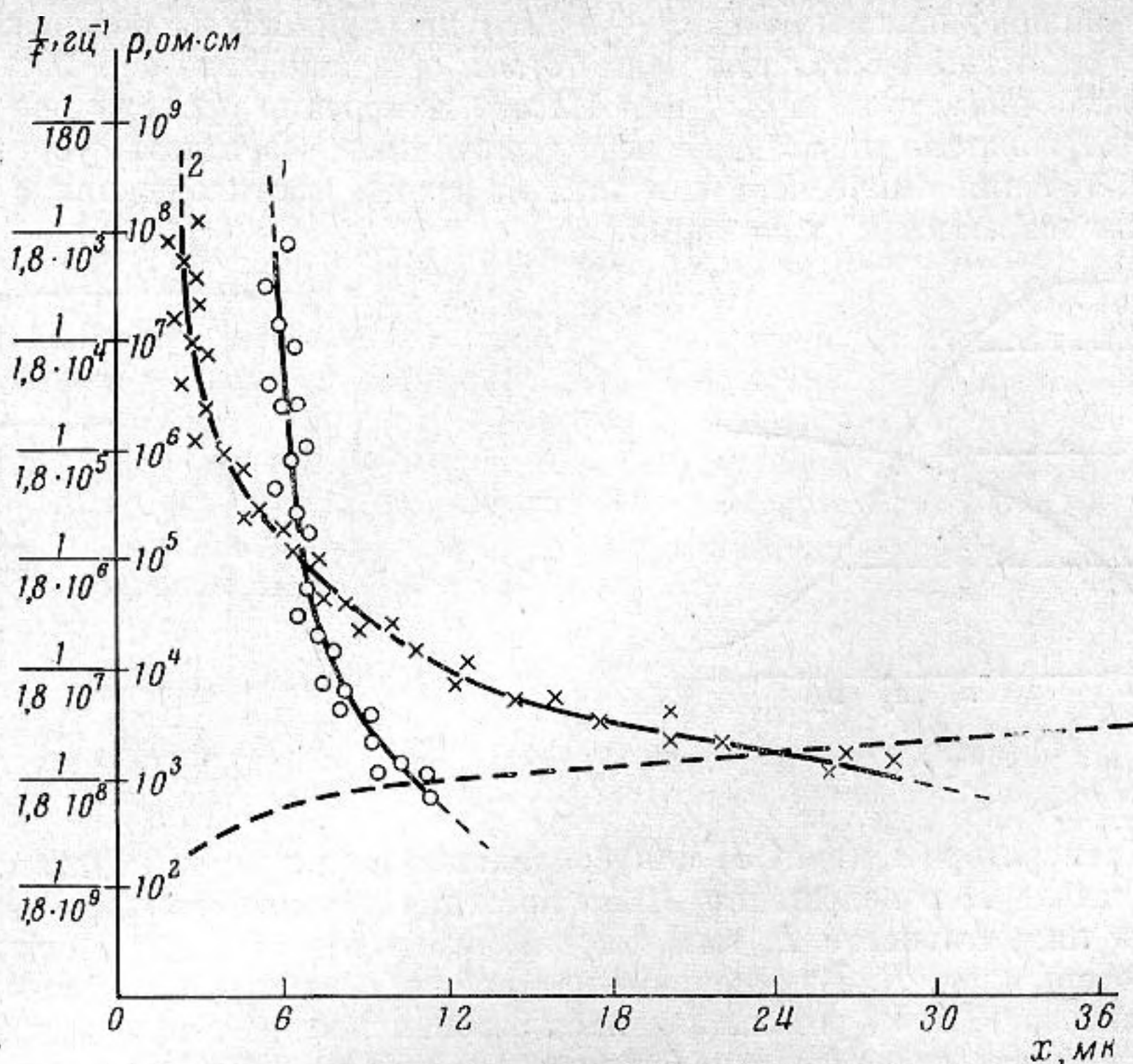
Фиг. 3

От генератора  $\Gamma$  (фиг. 3) синусоидальное напряжение подавалось (переключатель  $\Pi$  в положении 1) на последовательный контур, составленный из индуктивности  $L$ , емкости диффузионного слоя  $C$  и сопротивления потерь слоя  $R$ . Изменением настройки генератора по показаниям вольтметров  $V_1$  и  $V_2$  устанавливалась резонансная частота контура. Затем переключатель ставился в положение 2 и при помощи переменных  $C'$  и  $R'$  эквивалентный контур настраивался в резонанс так, чтобы показания вольтметров  $V_1$  и  $V_2$  не изменялись по отношению к первоначальным, когда переключатель находился в положении 1. Тогда можно было утверждать, что  $C = C'$ , а  $R = R'$ . Для измерений на другой частоте изменялась индуктивность  $L$ .

На фиг. 4 показано рассчитанное по формулам (10) на основании экспериментальной зависимости  $C = C(\omega)$  распределение удельного электрического сопротивления в пластинках преобразователей. Экспериментальным результатам соответствуют точки на графике, помеченные крестиками или кружочками. Кривые получены путем усреднения. Кривая 1 соответствует  $10 \text{ мин}$  диффузионного отжига, кривая 2 —  $30 \text{ мин}$ . Штриховая кривая определяет зависимость резонансной толщины диффузионного слоя от частоты. Из фиг. 4 следует, что первый слой является резонансным на частоте  $200 \text{ Мгц}$ , а второй — на частоте  $90 \text{ Мгц}$ . Для второго слоя вычисленные и экспериментальные результаты для всех трех образцов сведены в таблицу, в которой приведены: вычисленная графически по кривой  $\rho = \rho(x)$  резонансная частота слоя —  $f_{\text{выч}}$ ; измеренная экспериментально резонансная частота слоя по частотным характеристикам кварцевых линий задержки с данными преобразователями  $f_{\text{изм}}$ ; сопротивление  $R$ , измеренное на резонансных частотах слоев для тех образцов, где медь была напылена в виде круга диаметром  $1,2 \text{ мм}$ .

$f_{\text{выч}}, \text{ Мгц}$	$f_{\text{изм}}, \text{ Мгц}$	$R, \text{ ом}$
103	100	80
84	86	120
88	90	105

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что эквивалентная схема, учитывающая распределение удельного электрического сопротивления в пластинке полупроводника, позволяет объяснить частотную зависимость параметров преобразователя, точно вычислить его резонансную частоту и электрические потери. Метод измерения удельного электрического сопротивления как функции координаты дает сразу электрические характеристики преобразователя, не разрушая образца, что выгодно отличает его от метода снятия слоев и абсорбционного метода [4]. Воз-



Фиг. 4

можно, этот метод окажется полезным при исследовании процессов диффузии в полупроводниках и  $p$ - $n$ -переходов.

В заключение авторы выражают благодарность И. А. Викторову, И. П. Голяминой, Л. Д. Розенбергу и А. А. Чабану за ряд полезных советов и замечаний, сделанных при обсуждении данной работы.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть  $P(x)$  равно  $\frac{\rho(x) \varepsilon \omega_k}{4\pi}$  при  $x \neq x_k$  и — единице при  $x = x_k$ ; тогда  $P(x)$  можно задать в виде  $P(x) = e^{-\lambda(x-x_k)}$ , а формула (4') с учетом введенных обозначений переписется в виде

$$d_{\text{эфф}}(\omega_k) = \int_0^l \frac{P^2(x) dx}{1 + P^2(x)} = \int_0^{x_k} dx - \int_0^{x_k} \frac{dx}{1 + P^2(x)} +$$

$$+ \int_{x_k}^l \frac{P^2(x) dx}{1 + P^2(x)} = x_k + \frac{1}{2\lambda} \left[ \ln \frac{1}{2} - \ln \frac{e^{2\lambda x_k}}{1 + e^{2\lambda x_k}} \right] -$$

$$- \frac{1}{2\lambda} \{ \ln [1 + e^{-2\lambda(l-x_k)}] - \ln 2 \} = x_k + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{1 + e^{2\lambda x_k}}{[1 - e^{-2\lambda(l-x_k)}] e^{2\lambda x_k}}.$$

Очевидно, что последним членом в выражении для  $d_{\text{эфф}}(\omega)$  можно пренебречь, если  $\lambda x_k \geq 1$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. F. Foster, The diffusion layer ultrasonic transducer, J. Appl. Phys., 1963, 34, 4, p. I, 990—991.
2. N. F. Foster. The performance of dilatational mode cadmium sulphide diffusion layer transducers. IEEE Trans. on ultrason. Eng., 1963, UE — 10, July, 39—44.
3. N. F. Foster. Ultra — high frequency cadmium — sulphide transducers. IEEE Trans. on sonics and ultrason., 1964, SU—11, November, 2, 63—67.
4. Б. И. Болтакс. Диффузия в полупроводниках, М., Физматгиз, 1961.