

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Б. Г. БОРОДИН, канд. техн. наук,
В. И. КРИВОРУЧКО

**ВОЗМУЩЕНИЕ $H_{01\Gamma}$ МОД ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА
АКСИАЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫМ ФОТОПРОВОДЯЩИМ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДИСКОМ**

Изучение взаимодействия полупроводниковых сред с СВЧ электромагнитным полем в прикладном аспекте часто нуждается в построении простых моделей анализа физических процессов. Ряд таких задач решен для волноводных систем [1]. Для СВЧ резонаторов с полупроводниковым частичным заполнением указанные модели развиты еще слабо, хотя и выполнены некоторые исследования конкретных систем [2—4]. Интерполяция результатов решения аналогичных задач для диэлектриков с потерями [1; 3], как показал анализ, не позволяет учесть ряд существенных особенностей.

Ранее высказывались соображения [5], обосновывающие целесообразность введения при таких исследованиях представлений об экранирующих и неэкранирующих полупроводниковых образцах, а также о вихретоковом и емкостном взаимодействии. Следует сразу же заметить, что для резонаторов СВЧ диапазона в чистом виде соответствующие процессы встречаются гораздо реже, чем проявление их совокупности. Вместе с тем можно допустить, что для цилиндрического резонатора с H_{01} видом колебаний при аксиальном расположении полупроводникового диска [4; 5] наблюдается типично вихретоковое взаимодействие, а для квазистационарного резонатора типично емкостное.

Развитые в работах [1; 5] теоретические положения дают возможность практически точно решить задачи по количественной оценке любых видов взаимодействия. Однако определенная сложность численной реализации таких решений затрудняет выяснение многих важных особенностей интересующих физических процессов. Представляется, что обращение в тех случаях, когда это допустимо, к одномодовым моделям позволяет исследовать более разнообразную информацию.

В связи с высказанными соображениями в данной работе приведено в одномодовом приближении изучение особенностей возмущения СВЧ цилиндрического резонатора с H_{01r} видом колебаний аксиальным полупроводниковым диском.

Одномодовым приближением решения задачи об установившемся режиме вынужденных колебаний на резонансной частоте резонатора с заполнением, когда образец в виде диска располагается параллельно торцам резонатора и полностью перекрывает его поперечное сечение, назовем такое решение, которое учитывает только возмущение известных в незаполненном резонаторе видов колебаний и не предполагает возникновения дифракционных явлений и комбинационных колебаний. Для многослойной полупроводниковой структуры или неоднородного по толщине образца, условно представленного в виде бесконечно большого числа тонких однородных слоев, как показано на рис. 1, а, составляющие электро-

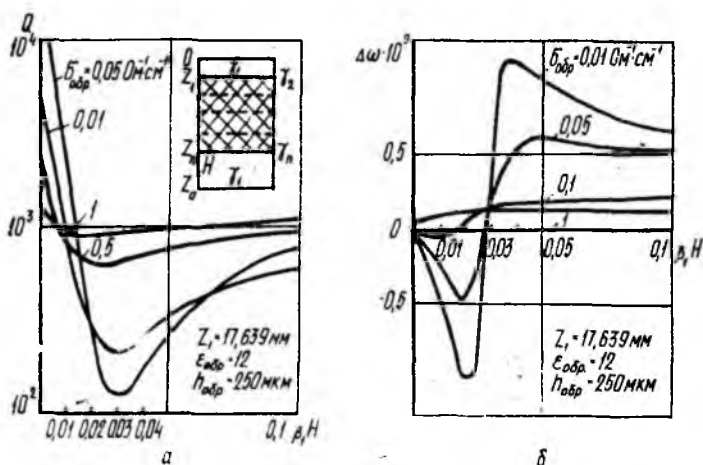


Рис. 1

магнитного поля в различных частях цилиндрического H_{01} резонатора описываются [4] соотношениями:

— в части резонатора над образцом

$$E_{\varphi}^I = E_{10} \cdot \omega \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot J_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) \cdot \text{sh } \gamma_1 Z;$$

$$H_r^I = j E_{10} \cdot \gamma_1 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot J_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) \cdot \text{ch } \gamma_1 Z;$$

— в образце

$$E_{\varphi}^{II} = E_{20} \cdot \omega \cdot \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot J_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_2 (Z_0 - Z) + C_2 \text{ch } \gamma_2 (Z_0 - Z)];$$

$$H_r^{II} = j E_{20} \gamma_2 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot J_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_2 (Z_0 - Z) + C_2 \text{sh } \gamma_2 (Z_0 - Z)];$$

$$E_{\varphi}^{III} = E_{30} \cdot \omega \cdot \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot J_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_3 (Z_0 - Z) + C_3 \text{ch } \gamma_3 (Z_0 - Z)];$$

$$E_{z0}^{\text{II}} = jE_{z0} \cdot \gamma_3 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_3 (Z_0 - Z) + C_3 \cdot \text{sh } \gamma_3 (Z_0 - Z)]; \quad (1)$$

$$E_{\varphi n}^{\text{II}} = E_{n0} \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_n (Z_0 - Z) + C_n \cdot \text{ch } \gamma_n (Z_0 - Z)];$$

$$H_{zn}^{\text{II}} = jE_{n0} \gamma_n \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_n (Z_0 - Z) + C_n \cdot \text{sh } \gamma_n (Z_0 - Z)];$$

— в части резонатора под образцом

$$E_{\varphi}^{\text{III}} = E_0 \cdot \omega \cdot \mu_{01} \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_1 (Z_0 - Z) + C_0 \cdot \text{ch } \gamma_1 (Z_0 - Z)];$$

$$H_r^{\text{III}} = jE_0 \gamma_1 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_1 (Z_0 - Z) + C_0 \cdot \text{sh } \gamma_1 (Z_0 - Z)].$$

Взаимосвязь амплитудных коэффициентов E_{i0} может быть установлена из условия равенства тангенциальных составляющих электромагнитного поля на границах слоев.

Зависимость поля СВЧ резонатора от электропроводности образца содержится в выражении

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i; \quad i = 1, \dots, n;$$

$$\alpha_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_i}{2} \left[V \text{tg}^2 \delta_i + \left(1 - \frac{\theta}{\epsilon_i} \right)^2 - 1 + \frac{\theta}{\epsilon_i} \right]};$$

$$\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{2} \left[V \text{tg}^2 \delta_i + \left(1 - \frac{\theta}{\epsilon_i} \right)^2 + 1 + \frac{\theta}{\epsilon_i} \right]}.$$

Приведенная выше запись распределения поля в различных частях СВЧ резонатора используется для численного исследования составляющих поля.

Однако прежде чем проводить такое исследование, необходимо установить соотношение между основными информационно-измерительными характеристиками рассматриваемого СВЧ резонатора. Ими являются: добротность Q , резонансная частота ω резонатора, а также их изменение, вызываемое воздействием внешних факторов на образец или определяемое геометрией резонатора. В случае амплитудного детектирования сигналов, которое часто используется в практике измерений на СВЧ, изменение добротности резонатора, например, вследствие фотопроводимости, опишется следующим выражением:

$$\begin{aligned} -\Delta Q_0 &= \omega_0 \cdot \frac{W_{z,0}}{P_{\text{пот. } 0}} - \omega_{0, \phi} \frac{W_{z, \phi}}{P_{\text{пот. } \phi}} = \\ &= Q_2 \left[\frac{\frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}} - \frac{\Delta W_{z, \phi}}{W_{z, 0}} - \frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_0} \cdot \left(1 + \frac{\Delta W_{z, \phi}}{W_{z, 0}} \right)}{1 + \frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}}} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

так как обычно

$$\frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}} \ll 1, \quad \frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_0} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{z, \phi}}{W_{z, 0}}, \quad \frac{\Delta W_{z, \phi}}{W_{z, 0}} \ll 1, \quad \text{то}$$

$$\frac{\Delta Q_{\Phi}}{Q_2} \approx \frac{P_{\Phi}}{P_{\text{пот.о}}} - \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{3,\Phi}}{W_{3,\Phi}} = - \left(\frac{\Delta P_{\Phi}}{P_{\text{пот.о}}} + \frac{\Delta \omega_{\Phi}}{\omega_0} \right). \quad (3)$$

Для повышения чувствительности устройств выделения сигнала фотопроводимости образца при СВЧ смещении оптимизируются схемы включения резонатора и СВЧ детектора в тракт. Анализ показывает [6], что при линейном детектировании для проходной схемы включения резонатора максимум сигнала фотопроводимости достигается, если коэффициенты связи резонатора с волноводным трактом удовлетворяют соотношению $\xi_{1\text{opt}} = \xi_{2\text{opt}} = 0,5$. При этом

$$\left(\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{прох}} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\Delta Q_{\Phi}}{Q_2};$$

$$U_0 = (P_r \cdot R_d \cdot G_d)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где P_r — мощность генератора; R_d, G_d — сопротивление и крутизна детектора.

Для отражательной схемы $\xi_{1\text{opt}} = 1$,

$$\left(\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{отр}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q_{\Phi}}{Q_2}. \quad (5)$$

При квадратичном СВЧ детектировании $\xi_{1\text{opt}} = \xi_{2\text{opt}} = 1$,

$$\left(\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{прох}} = \frac{8}{27} \cdot \frac{\Delta Q_{\Phi}}{Q_2}, \quad (6)$$

$$\xi_0 = \xi_{\text{opt}} = 2 \pm \sqrt{3},$$

$$\left(\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{отр}} = \frac{4\xi_0 \cdot (1 - \xi_0)}{(1 + \xi_0)^3} \cdot \frac{\Delta Q_{\Phi}}{Q_2},$$

где $U_0 = P_r \cdot R_d \cdot G_d$.

Эти выражения позволяют в каждом конкретном случае производить количественную оценку сигнала фотопроводимости при СВЧ смещении, связанную только с модуляцией добротности резонатора.

Аналогичная оценка может быть проведена и для сигналов, связанных с модуляцией резонансной частоты фотопроводимостью образца

$$\left(\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_0} \right)^2 = \left(\frac{\Delta U_{\Phi}^Q}{U_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{\Phi}^{\omega}}{U_0} \right)^2. \quad (7)$$

Минимальный вклад частотной расстройки в общий сигнал будет иметь место при совпадении частоты питающего СВЧ генератора и резонансной частоты резонатора с освещаемым образцом. (Если освещение модулировано с частотой $\Omega_{\text{мод}}$, то при условии $\Delta\omega_0 = 0$ будет наблюдаться минимум сигнала $\left(\frac{\Delta U_{\Phi}^{\omega}}{U_0} \right)_{\Omega}$ и максимум $\left(\frac{\Delta U_{\Phi}^Q}{U_0} \right)_{2\Omega}$).

Практически не удается выполнить условие $\Delta\omega_0 = 0$. Работа системы АПЧ или автодинной схемы выделения сигнала всегда связана с наличием некоторой ошибки настройки в резонанс ($\Delta\omega_0 = \delta\omega$) [7], которую необходимо учитывать при анализе (7).

Высказав ряд общих соображений относительно регистрации сигнала фотопроводимости при СВЧ смещении, проведем качественное прогнозирование его поведения в зависимости от степени включения образца в поле резонатора. Степенью (уровнем) включения считаем количественную характеристику взаимодействия образца полупроводниковой структуры и поля СВЧ резонатора. Этот уровень зависит от амплитуды СВЧ поля в образце и в рассматриваемом случае определяется расстоянием от образца до одного из торцов резонатора ($H, \beta_1 H$ на рис. 1, а).

Исходными для указанного прогнозирования должны быть следующие физические предпосылки. Изменение потерь в резонаторе вследствие фотопроводимости образца может носить следующий характер. В первую очередь, если образец не экранирует поле заметным образом, то приращение его электропроводности за счет освещения приводит к увеличению мощности СВЧ потерь (т. е. $\Delta P_{\text{ф.обр}} > 0$) и уменьшению добротности ($\Delta Q < 0$). Для экранирующего образца $\Delta P_{\text{ф.обр}} < 0$, а $\Delta Q > 0$. Кроме того, из-за изменения электропроводности образца будет происходить перераспределение электромагнитного поля между различными частями резонатора (заполненной и незаполненной образцом), что приводит как к изменению потерь в стенках $\Delta P_{\text{ф.ст}}$, так и к изменению потерь в самом образце $\Delta P_{\text{ф.обр}}^0$, а также к изменению запасаемой в резонаторе общей энергии, следовательно, к изменению его резонансной частоты. Знак величины $\Delta P_{\text{ф.ст}}$ $\Delta P_{\text{ф.обр}}^0$ может изменяться в зависимости от степени включения образца в поле резонатора.

В итоге для $\frac{\Delta P_{\text{ф}}}{P_0}$ справедливо следующее представление:

$$\frac{\Delta P_{\text{ф}}}{P_0} = \frac{\Delta P_{\text{ф.обр}} + \Delta P_{\text{ф.ст}} + \Delta P_{\text{ф.обр}}^0}{P_{\text{ст}} + P_{\text{обр}}}, \quad (8)$$

где $P_{\text{ст}}$ — мощность СВЧ потерь в стенках резонатора; $P_{\text{обр}}$ — мощность СВЧ потерь в образце.

Знак изменения резонансной частоты фотопроводимостью образца, как уже говорилось, также зависит от знака и степени преобладания изменения запасаемой в резонаторе энергии из-за перераспределения поля на истинно фотодиэлектрическом эффекте.

Для фотодиэлектрического эффекта, связанного с вкладом фотоносителей в диэлектрическую проницаемость $\frac{\Delta \omega_{\text{ф}}^{\text{к}}}{\omega_0} > 0$.

Следовательно, в зависимости от вклада и знака компонент в выражениях (2), (8) знак сигнала фотопроводимости полупроводниковых образцов при СВЧ смещении, измеренного резонаторным способом, может быть различным. Даже высокоомные (неэкранирующие) образцы в зависимости от степени их включения в поле СВЧ резонатора могут обнаруживать разный знак $\frac{\Delta Q_{\text{ф}}}{Q}$ и $\frac{\Delta U_{\text{ф}}}{U_0}$.

Этот вывод ранее в литературе не обсуждался. Интерес к нему

может быть обусловлен не только в связи с определением условий получения максимальной величины сигнала. Можно предположить, что условия изменения знака сигнала фотопроводимости существенно зависят от параметров образца. Следовательно, изучение сигнала фотопроводимости полупроводников при СВЧ смещении может содержать дополнительный диагностический аспект, связанный не только с их фоточувствительностью. В общих чертах за этим просматривается возможность развития перспективного безэлектродного фотомодуляционного метода диагностики полупроводниковых материалов.

Для подробного изучения этой возможности необходимо провести точный количественный расчет. Из анализа взаимосвязи граничных условий в одномодовом СВЧ резонаторе, заполненном слоистым образцом, вытекает так называемое характеристическое уравнение, которое является более универсальным для численного исследования процессов возмущения:

$$\operatorname{th} \gamma_1 Z_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_2 h_2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \cdot \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}}{1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \cdot \operatorname{th} \gamma_2 h_2 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \cdot \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}} \quad (9)$$

Здесь $h_i = Z_i - Z_{i-1}$.

Решение этого уравнения можно осуществить относительно комплексной резонансной частоты $\tilde{\omega}_0 = \omega_0' + j\omega_0''$ при заданных Z_1 , H и параметрах слоистого образца ($Z_1 = \text{const}$); либо относительно Z_1 и ω_0'' при заданных рабочей частоте ω_0' и положении H и параметрах образца ($\omega = \text{const}$); либо относительно $\tilde{\omega}_0$ при заданных длине резонатора Z_0 , положении H и параметрах образца ($Z_0 = \text{const}$). Указанные три варианта разрешения уравнения (9) связаны с тремя экспериментально реализуемыми процедурами исследования процесса возмущения.

Рассмотрим результаты численного расчета интересующих нас зависимостей $\Delta\omega$, Q , а также сигнала фотопроводимости от уровня включения (H) для наиболее часто встречающегося случая $Z_1 = \text{const}$ (рис. 1, а, б; 2, а) и однослойного полупроводникового образца (пластины).

Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что изменение добротности СВЧ ИП и его резонансной частоты сильно и неоднозначно зависит от степени включения образца в поле резонатора. Так, при $\operatorname{tg} \delta_{\text{обр}} < 0,8$ имеет место хорошо известное для диэлектриков с малыми потерями изменение этих параметров по мере перемещения полупроводниковой пластины с узла электрического поля к его пучности. Однако уже при $\beta_1 H > 0,02$ монотонность этой зависимости нарушается, наблюдается экстремум и изменение знака. Потери в образце и изменение запасаемой в резонаторе энергии уменьшаются, а добротность возрастает по

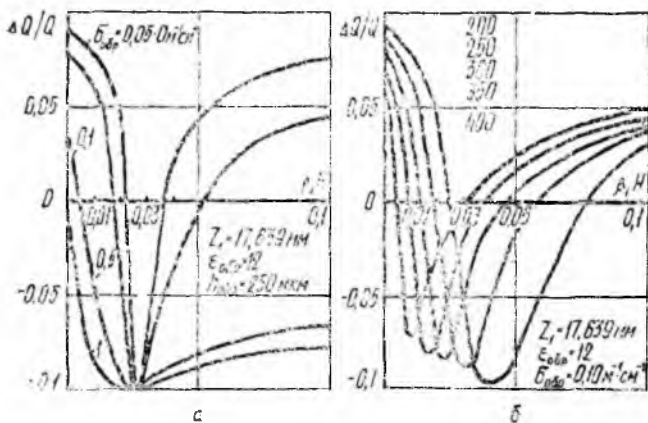


Рис. 2

мере дальнейшего перемещения образца к пучности электрического поля, причем в момент прохождения добротности через минимум вызванная образцом расстройка резонансной частоты изменяет знак, т. е. образец вызывает при последующем его смещении к пучности уменьшение запасаемой энергии по сравнению с исходным незаполненным состоянием резонатора.

Размах этих зависимостей определяется величиной $\text{tg} \delta_{\text{обр}}$ и $h_{\text{обр}}$ (электропроводностью и толщиной образца), и при $\text{tg} \delta_{\text{обр}} > 2$ экстремум практически исчезает (рис. 1, а, б).

Пользуясь выражением (8), можно установить, что такое поведение зависимостей Q и $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ связано с сильным влиянием процессов перераспределения поля при изменении положения образца. По мере его смещения от узла к пучности амплитуда электрического поля в стоячей волне на участке $O - Z_1$ уменьшается, а в образце и на участке H возрастает. Это можно подтвердить и отдельным исследованием перераспределения амплитуды поля. В результате возрастают потери в образце, обуславливая минимум добротности, а запасаемая энергия в резонаторе уменьшается, так как преобладает ее уменьшение в области $O - Z_1$.

Наиболее интересным следствием этого процесса является изменение знака сигнала фотопроводимости и появление максимума сигнала с противоположным знаком (рис. 2, а). Это легко объяснить влиянием электропроводности образца на величину коэффициента перераспределения поля $\left(\frac{E^I}{E_{\text{обр}}, E^{\text{III}}} \right)$. Важно заметить, что область максимума указанного сигнала фотопроводимости почти соответствует области перехода $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ через «0» и практически не зависит от электропроводности полупроводника.

Зависимость положения этой области от толщины образца имеет место и весьма существенна (рис. 2, б). Можно утверждать, что образец с участком $\beta_1 H$ ведет себя как неидеальный четвертьвол-

новый диэлектрический трансформатор коэффициент трансформации его максимален при $\beta_{обр} \cdot R_{обр} = \frac{\pi}{2}$. Очевидно, что при $\beta_1 H = 0$ и

$$\text{tg } \delta_{обр} = 0 \quad K_{тр} = \left(\frac{\beta_{обр}}{\beta_1} \right)^2.$$

При изменении $\beta_{обр} h_{обр}$ максимум его сдвигается в сторону $\beta_1 H > 0$, а величина уменьшается. Значение $(\beta_1 H)_{\max}$ не зависит практически от $\text{tg } \delta_{обр}$, если $\text{tg } \delta_{обр} < 1$. В то же время $K_{тр}$ зависит от $\text{tg } \delta_{обр}$.

Как следует из приведенных расчетов, указанные процессы повторяются через $\beta_1 H \geq \pi$. Этому предшествует область максимума добротности и сигнала фотопроводимости при $\beta_1 H < \pi$, что связано с концентрацией поля в объеме резонатора от 0 до Z_1 .

Для образцов с $\text{tg } \delta_{обр} > 5$ (рис. 3) знак сигнала фотопроводимости при $\beta_1 H = 0$ отрицателен. Это связано с тем, что у таких образцов при данном уровне включения проявляются преимущественно экранирующие свойства. И только в области $\beta_1 H \approx \pi$, когда образец находится в минимуме поля, происходит смена знака сигнала фотопроводимости.

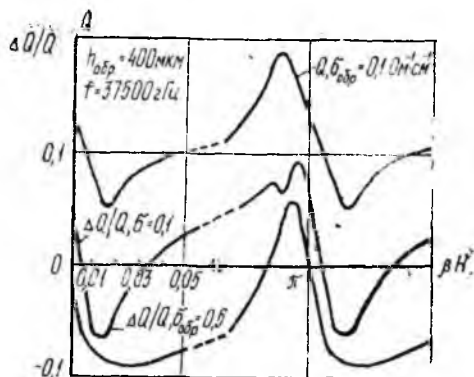


Рис. 3

Классификация образцов на сильноэкранирующие и слабоэкранирующие является относительной, так как появление и положение области отрицательного сигнала зависит и от ω_0 , и от параметра $\theta = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2$, которые определяются при оптимизации измерительной процедуры.

Характеристическое уравнение (9) использовалось и для аналогичного анализа выходных сигналов при возмущении поля СВЧ резонатора двухслойным полупроводниковым образцом (эпитаксиальной *p-n* структурой). При этом отметим, что для теоретического исследования зависимости сигнала фотопроводимости от уровня включения образца были сделаны два допущения. Первое заключается в том, что фотопроводимостью подложки можно пренебречь, считая весь фотоответ на выходе резонатора полученным за счет фотогенерации носителей в пленке. Это в значительной мере соответствует реальности, если освещать образец излучением с длиной волны, при которой указанное излучение поглощается в основном на глубине, не превышающей толщину пленки. Такая ситуация имеет место для кремния при освещении его ИК светом с длиной волны менее 1 мкм.

Второе допущение состоит в предположении независимости распределения фотоносителей по толщине пленки. Это положение также достаточно справедливо, если период модулирующего света намного превышает время жизни носителей и вследствие диффузионного смещения обеспечивается равномерное распределение концентрации их по глубине.

Характер зависимостей Q , $\Delta\omega$, $\frac{\Delta Q}{Q}$ для двухслойной структуры качественно не отличается по сравнению с аналогичными кривыми для однослойных структур. Это позволяет сделать вывод о совпадении механизма перераспределения поля между образцом и свободными областями резонатора в обоих случаях. Следует, однако, отметить, что в данном случае наличие пленки усиливает неидеальность трансформатора.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для $\Delta\omega$, Q , $\frac{\Delta Q}{Q}$ показало совпадение характера поведения этих сигналов во всем диапазоне изменения $\beta_1 H$ от «0» до π . Обратим внимание на то обстоятельство, что в кривых зависимости сигнала фотопроводимости от степени включения образца положение точек его смены знака $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ (от положительного значения к отрицательному, и наоборот) зависит от толщины и электропроводности образца. Дополнительные исследования показали, что положение точек не зависит от глубины фотомодуляции вплоть до $\frac{\Delta\sigma_{\Phi}}{\sigma_{\text{обр}}} \leq 0,1$. Не приходится ожидать зависимости их положения и от параметров СВЧ детектора или мощности СВЧ генератора.

Следовательно, в рамках сформулированного выше принципа осуществления фотомодуляционной СВЧ диагностики полупроводниковых структур значение $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ можно рассматривать как подходящие сигналы измерительной информации.

Теоретический анализ и экспериментальные исследования показывают (рис. 2), что при $\text{tg } \delta_{\text{обр}} \leq 1,0$ оба сигнала хорошо регистрируются в широком диапазоне $\beta_{\text{обр}} \cdot h_{\text{обр}}$ (от 0,5 до 1,2). При $\text{tg } \delta_{\text{обр}} \geq 1$ величина $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ весьма сильно зависит от электропроводности образца. Однако оказывается трудно практически регистрировать этот переход из-за малого значения сигнала фотопроводимости в окрестности $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$. Если $\text{tg } \delta_{\text{обр}} > 5$ и $\beta_{\text{обр}} \cdot h_{\text{обр}} > 5$, что видно из рис. 3, описанные выше процессы не проявляются, вплоть до $\beta_1 H \approx \pi$. Следовательно, для диагностики таких образцов следует размещать их в области внутреннего узла электрического поля в резонаторе.

Таким образом, можно осуществлять двухпараметровый контроль толщины и электропроводности полупроводниковых пластин и пленок, регистрируя значения $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ и соответствующие им значения расстройки резонатора $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\pm \mp}$.

Список литературы: 1. Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б. Волноводные методы измерения электрофизических параметров полупроводников на СВЧ. Дефектоскопия, М., 1973. № 11. С. 63—87. 2. Методы определения параметров полупроводников

и полупроводниковых пленок на СВЧ / Е. М. Гершензон, Л. Б. Литвак-Горская, А. А. Плохова, Т. С. Зарубина // Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова. М., 1970. Вып. 23. С. 3—48. 3. Детинко М. В., Медведев Ю. В. Решение задачи о поверхностных волнах в полупроводниковой пластине. Изв. вузов СССР. Сер. Физика. М., 1982. № 3. С. 65—68. 4. Гордиенко Ю. Е. Определение характеристик объемных резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника. 1982. Вып. 60. С. 17—23. 5. Гордиенко Ю. Е. СВЧ диагностика слоистых полупроводниковых материалов. Дис. д-ра физ.-мат. наук. Х., 1985. 277 с. 6. Трухан Э. М. Высокочастотный метод исследования мелкодисперсных полупроводников, в частности, биологических. Дис. канд. физ.-мат. наук. М., 1965. 122 с. 7. Марон Р. С., Позняк А. Л., Шушкевич С. С. Аппаратура для исследования электрического парамагнитного резонанса. Л., 1968. 140 с.

Поступила в редколлегия 04.04.90