

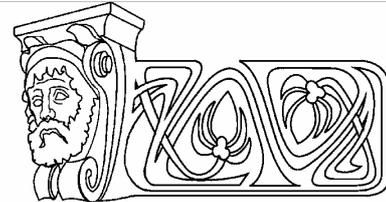


УДК 621.382

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

С.С. Горбатов

Саратовский государственный университет?  
кафедра физики твёрдого тела  
E-mail: usanovda@info.sgu.ru



Установлены новые типы резонансов в электродинамических низкоразмерных системах с полупроводниками, полупроводниковыми структурами, металлическими и диэлектрическими включениями и показана возможность их использования при разработке и создании новых типов полупроводниковых СВЧ-устройств.

**The Resonance Phenomena in Electrodynamical Systems with Metal, Dielectric and Semiconducting Inclusions**

S.S. Gorbатов

The new types of resonances in electrodynamic reduced dimensionality systems with semiconductors, semiconducting structures are installed, the metal and dielectric inclusions and show a possibility of their use for want of to development and creation of new types of a semiconducting microwave of systems.

Применение полупроводниковых элементов в устройствах СВЧ, в том числе предназначенных для работы на высоких уровнях мощности, связано с необходимостью решения достаточно сложной проблемы согласования малогабаритного полупроводникового элемента с электродинамической системой, размеры которой велики, с целью концентрации СВЧ-поля, распределенного по системе, в малом объеме полупроводника. От того насколько успешно решена эта задача, во многом зависят основные характеристики устройства в целом. Следует отметить, что у большинства полупроводниковых волноводных СВЧ-устройств при их различном функциональном назначении связь полупроводникового диода с полем в волноводе осуществляется с помощью металлического стержня. Это обусловлено необходимостью концентрации поля СВЧ-волны в полупроводниковом элементе, размеры которого малы по сравнению с размерами линии передачи.

Таким образом, возможности совершенствования параметров полупроводниковых СВЧ-устройств могут быть связаны с изуче-

нием физических особенностей специфики их работы в условиях воздействия высоких уровней мощности, взаимодействия СВЧ-колебаний и волн в электродинамических системах с полупроводником. Отметим, что для теоретического моделирования ситуаций, характерных для указанных выше задач, необходимо решать сложную систему нелинейных дифференциальных уравнений, которые описывают физические процессы, протекающие в полупроводниковых элементах при воздействии на них СВЧ-излучения, совместно с не менее сложной задачей по нахождению распределения поля в электродинамической системе, включающей в себя эти элементы. Решение этой задачи связано с достаточно высокими трудностями. Поэтому в большинстве случаев пользуются теми или иными упрощающими предположениями, к которым можно отнести использование при описании эквивалентной схемы полупроводникового элемента так называемого мало-сигнального, а при описании электродинамических систем – одномодового приближения.

Однако, как показано в работах [1, 2], вопреки предсказываемому в результате использования одномодовых представлений увеличению затухания с ростом проводимости или толщины полупроводникового образца, помещенного в волновод, может наблюдаться немонотонный характер этой зависимости, включающей участки с уменьшением затухания.

Возбуждение волн высших типов в электродинамических системах, содержащих полупроводник, приводит к новым явлениям, описание которых с точки зрения «одномодовой» теории невозможно. В частности, в работах [2, 3] показано, что возбуждением



волн высших типов обусловлены эффект смещения поля при воздействии внешнего постоянного магнитного поля на полупроводниковую пластину, расположенную в волноводе, и эффект невзаимного распространения волны в таком волноводе. Помимо этого, в работах [4, 5] отмечено, что взаимодействие по высшим типам волн в ряде случаев является причиной инверсного режима работы  $p-i-n$ -диодных коммутирующих устройств, изменения частотной полосы и потерь запираения в коммутирующих устройствах, содержащих близко расположенные держатели с  $p-i-n$ -диодами.

Немонотонный характер зависимости затухания в волноводе от положения, размеров и проводимости размещенного в нем полупроводникового образца, не характерный для одномодового режима распространения волны, объясняется в работе [6] тем, что при определенных условиях один из возбужденных высших типов волн распространяется с меньшим затуханием, чем волна основного типа.

Несмотря на то что в известной литературе обсуждалась возможность возникновения резонансного затухания волны в других, кроме упомянутых выше, системах, например в системе диафрагма – короткозамыкающий поршень, но такие вопросы, как, например, возможность управления характеристиками таких систем электрическим или магнитным полем, не рассматривались.

В связи с вышесказанным представляет интерес дальнейшее исследование особенностей распространения волн в электродинамических системах с полупроводником, обусловленных возбуждением высших типов волн. Цель работы состоит в установлении новых физических закономерностей в результате проведения экспериментальных и теоретических исследований особенностей резонансных явлений в электродинамических, в том числе низкоразмерных, системах с полупроводниками и полупроводниковыми структурами, обусловленных многомодовыми или многочастотными режимами работы, нелинейными свойствами материалов и структур и изменением проводимости полупроводника под влиянием внешних воздействий, разработке и создании на их основе

новых типов полупроводниковых СВЧ-устройств.

Ранее не рассматривалось влияние на частотную характеристику системы *металлический штырь с зазором – близкорасположенный поршень* размеров штыря и его расположения относительно узкой стенки волновода. В работе [7] были обнаружены резонансы при малых расстояниях  $l$  между ёмкостной диафрагмой и короткозамыкающим поршнем.

Наблюдавшаяся аналогия позволила предположить возможность обнаружить увеличение частоты резонанса с увеличением  $l$  и в системе *штырь с зазором – близкорасположенный короткозамыкатель*. Схематическое изображение исследуемого устройства приведено на рис. 1, а, где 1 – прямоугольный волновод, 2 – штырь с зазором, 3 – поршень.

При расчёте определялась частотная зависимость затухания мощности ( $L$ ), коэффициента стоячей волны ( $K_{ст}U$ ) и фазы коэффициента отражения ( $\Phi$ ) в исследуемой конструкции. Значения коэффициента  $L$  определялись из соотношения  $L = 10 \lg |1/\Gamma|^2$ , где  $\Gamma = (Z - Z_{c10})/(Z + Z_{c10})$ ,  $Z$  – импеданс, определённый в плоскости штыря и включающий параллельно соединённые импеданс штыря с зазором и входной импеданс отрезка волновода с поршнем,  $Z = \frac{1}{(Y_L^R) + (Y_C)}$ ,

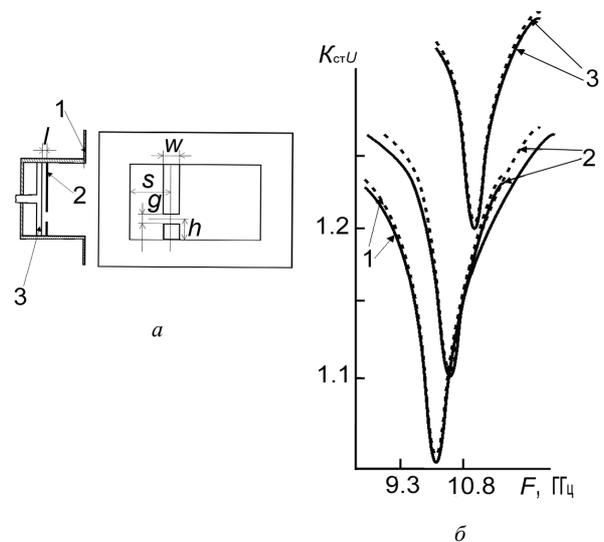


Рис. 1



$Y_L^R = \frac{1}{R + jX_L}$ , где  $R + jX_L$  – сумма активной

и индуктивной составляющей импеданса штыря,  $j$  – мнимая единица. Ёмкостная составляющая полной проводимости штыря с зазором имеет вид [8]:

$$Y_C = \kappa_{p1}^2 \sum_{n=1}^N \left[ \frac{1}{\sum_{m=1}^M Z_{mn} (\kappa_{pm} / \kappa_{qn})^2 \tau_{mn}^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь

$$Z_{mn} = \frac{j\xi b (k^2 - k_y^2)}{ak (2 - \delta_0) \Gamma_{mn}},$$

$$\kappa_{pm} = \text{Sin } k_x S (\text{Sin } \theta_m / \theta_m),$$

$$\kappa_{qn} = \text{Cos } k_y h (\text{Sin } \varphi_n / \varphi_n),$$

$$\Gamma_{mn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, \quad \delta_0 = \begin{cases} 1, & n=0; \\ 0, & n \neq 0, \end{cases}$$

$$\theta_m = \frac{m\pi w}{2a}, \quad \varphi_n = \frac{n\pi g}{2b},$$

$$k_x = \frac{m\pi}{a}, \quad k_y = \frac{n\pi}{b},$$

$g$  – высота зазора.

Значение  $Z_{c10}$  определялось из записанного в соответствии с [2] выражения

$$Z_{c10} = 2j \left( \frac{b}{a} \right) \left( \frac{k}{((\pi/a)^2 - k^2)^{1/2}} \right) \times \text{Sin} \left( \frac{\pi}{a} S \right) \frac{\text{Sin} (\pi w / 2a)}{(\pi w / 2a)},$$

где  $a, b$  – размеры широкой и узкой стенок волновода соответственно;  $k = \frac{\omega}{c}$ ,  $S$  – расстояние от середины штыря до боковой стенки волновода,  $w$  – ширина штыря.

Выражение для суммы активной и индуктивной составляющей импеданса штыря с зазором записывается следующим образом:

$$R + jX_L = \sum_{m=1}^{\infty} Z_{m0} \left( 1 - j \frac{z_s \Gamma_{m0}}{\omega \mu_0} \right) \times (\kappa_{pm}^2 / \kappa_{p1}^2) (1 - w/a) \tau_{mn}^2. \quad (2)$$

Здесь  $z_s$  – поверхностный импеданс штыря, рассчитываемый из соотношения:

$$z_s = (1 + j) \sqrt{\omega \mu_0 / 2\sigma}, \quad (3)$$

где  $\omega$  – круговая частота,  $\mu_0$  и  $\sigma$  – соответственно магнитная проницаемость вакуума и проводимость материала штыря.

Коэффициент  $\tau_{mn}$ , входящий в выражения (1) и (2), характеризует наличие короткозамыкающей плоскости поршня и рассчитывается из соотношений:

$$\tau_{mn} = 2\tau_{1mn} / (1 + \tau_{1mn}),$$

$$\tau_{1mn} = \frac{[1 + \rho_{mn} \exp(-2\Gamma_{mn}l)]}{[1 - \rho_{mn} \exp(-2\Gamma_{mn}l)]},$$

$$\rho_{mn} = (Z_{s1} - 2Z_{mn}) / (Z_{s1} + 2Z_{mn}),$$

где  $\rho_{mn}$  – комплексный коэффициент отражения от плоскости поршня;  $Z_{s1}$  – импеданс поршня, определяемый из соотношения (3). Для бесконечного волновода множитель  $\tau_{mn} = 1$ .

Расчёты потерь затухания СВЧ мощности, коэффициента стоячей волны, а также фазы коэффициента отражения были проведены в рабочей полосе частот прямоугольного волновода с размерами поперечного сечения  $10 \times 23$  мм.

На рис. 1, б приведены результаты расчётов (сплошные кривые) и экспериментальных исследований (пунктирные кривые) частотной зависимости  $K_{ст}U$  для различных значений ширины штыря  $w$  при неизменных расстояниях от штыря до боковой стенки волновода  $S = 5$  мм и до поршня  $l = 900$  мкм при высоте зазора  $g = 0.2$  мм. Значение величины  $h$ , определяющей положение зазора для данного случая и во всех последующих экспериментах и расчётах, принималось равным 0.2 мм. При расчётах предполагалось, что в качестве материала, из которого изготавливался штырь, использовалась медь ( $\sigma = 1.653 \times 10^{-6}$  Ом·см).



Результаты расчётов, приведённые на рис. 1, б, свидетельствуют о том, что при увеличении ширины штыря от 2 мм (кривые 1) до 4 мм (кривые 3) резонанс коэффициента отражения возникает на более высоких частотах, при этом значение  $K_{ct}U$  на частоте резонанса с увеличением  $w$  увеличивается. Кривые 2 соответствуют ширине штыря  $w = 3$  мм. Из сопоставления результатов расчётов и измерений, проведённых для системы с параметрами и в диапазоне частот, заданными при расчёте (пунктирные кривые), следует их хорошее соответствие. Результаты измерений (пунктирные кривые) и расчётов (сплошные кривые), приведённые на рис. 2, а, свидетельствуют о том, что уменьшение высоты зазора от величины  $g = 0.2$  мм (кривые 1) до  $g = 0.1$  мм (кривые 2) для ширины штыря  $w = 2$  мм при  $l = 800$  мкм приводит к уменьшению частоты резонанса и увеличению  $K_{ct}U$  на резонансной частоте. Это может быть объяснено тем, что уменьшение высоты зазора приводит к увеличению ёмкостной составляющей импеданса системы. При исследовании системы *ёмкостная диафрагма – короткозамыкающий поршень* было обнаружено, что существует интервал расстояний от диафрагмы до поршня, в котором увеличение расстояния приводит к увеличению резонансной частоты системы [7]. На рис. 2, б приведены данные результатов измерений (пунктирные кривые) и расчётов (сплошные кривые), которые свидетельствуют о том, что с увеличением расстояния от поршня до медного штыря от 700 мкм (кривые 1) до 900 мкм (кривые 3), резонансная частота увеличива-

ется от 10 ГГц до 11.1 ГГц. Кривые 2 соответствуют 800 мкм. Ширина штыря составляла при этом 2 мм, высота зазора  $g = 0.2$  мм, расстояние от штыря до боковой стенки волновода  $s = 5$  мм. То есть для системы *штырь – близкорасположенный поршень* наблюдается закономерность, аналогичная системе с ёмкостной диафрагмой, описанной в [7]. Уменьшение индуктивной составляющей импеданса штыря подтверждается численными расчётами. Вследствие уменьшения индуктивности с ростом  $w$  уменьшается добротность резонанса, что также подтверждает результаты расчётов. Отметим, что результаты измерений (пунктирные кривые) подтверждают эти выводы и хорошо соответствуют расчёту. В экспериментах использовался штырь из меди.

Были проведены также расчёты (сплошные кривые на рис.3) фазы коэффициента отражения  $\Phi$  в полосе частот для различных значений активной составляющей поверхностного импеданса штыря. При расчёте задавались значения  $l = 900$  мкм,  $w = 3$  мм,  $g = 0.2$  мм,  $s = 5$  мм.

Из результатов расчётов следует, что фазочастотная характеристика имеет вид, характерный для последовательного резонансного контура. Результаты расчётов хорошо согласуются с результатами измерений, приведёнными на этом же рисунке (пунктирные кривые). Кривые 1, приведённые на рис. 3, а, соответствуют случаю, когда штырь изготовлен из меди 2 мм, кривые 2 – из свинца. Видно, что кривые 2 являются более пологими, что объясняется бóльшим удель-

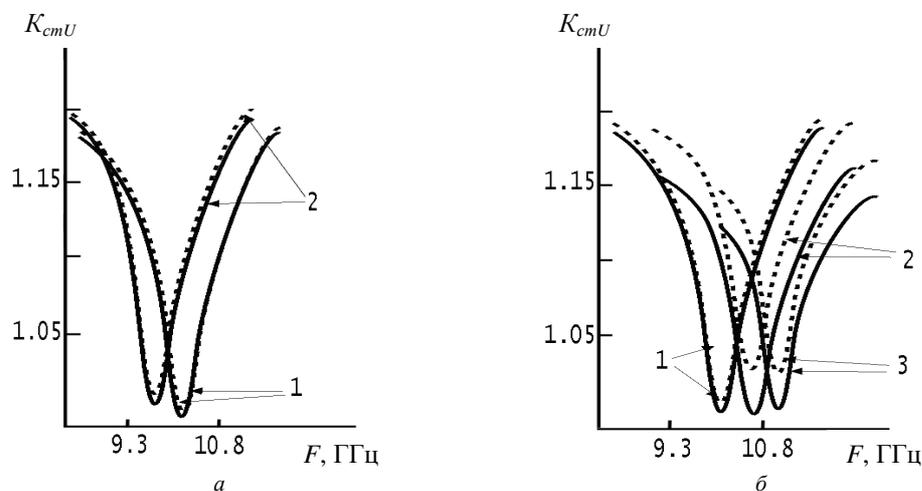


Рис. 2

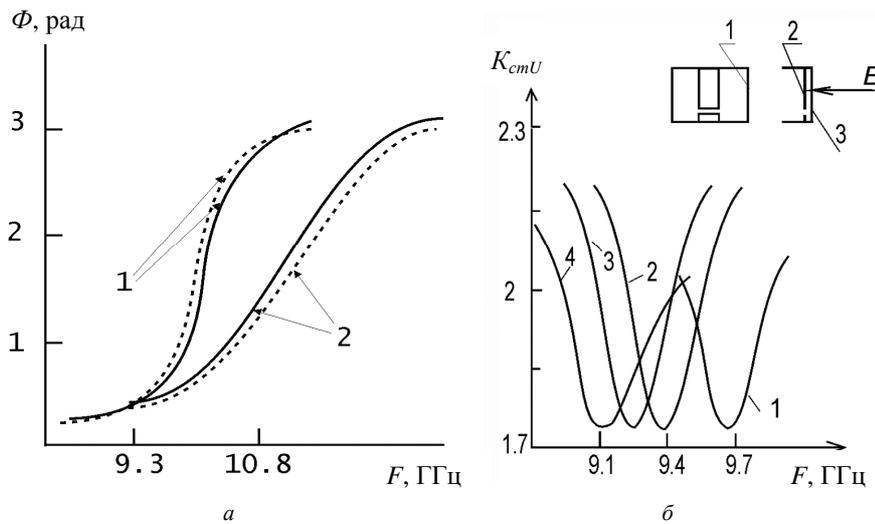


Рис. 3

ным сопротивлением свинца по сравнению с медью. Проведённые исследования системы *штырь с зазором – близкорасположенный поршень* свидетельствуют, в частности, о высокой чувствительности резонанса системы к изменению поверхностного импеданса штыря. Это позволяет сделать предположение о том, что искажение линий СВЧ-тока, протекающего по поверхности штыря, вследствие возникновения токов Холла при приложении постоянного магнитного поля в направлении, перпендикулярном поверхности штыря, и связанного с этим эффекта магнетосопротивления, может приводить к существенному изменению электродинамических характеристик системы.

В связи с этим были проведены измерения  $K_{ct}U$  исследуемой системы в полосе частот в зависимости от величины индукции магнитного поля  $B$ , приложенного в направлении, перпендикулярном поверхности штыря. Результаты этих измерений, приведённые на рис. 3, б, свидетельствуют о том, что при увеличении индукции магнитного поля  $B$  от 0 до 4000 Гс резонансная частота изменяется от 9.1 до 9.67 ГГц при практически неизменном значении  $K_{ctU}$  (кривая 1 соответствует отсутствию магнитного поля, кривая 2 соответствует индукции магнитного поля 1000, кривая 3 – 2000, кривая 4 – 4000 Гс,  $w = 3$  мм,  $g = 0.2$  мм,  $s = 5$  мм,  $l = 550$  мкм).

Было сделано предположение о том, что при использовании диафрагмы более сложной формы, чем это обычно принято, спектр

возникающих в её окрестности высших типов волн должен быть существенно богаче. Соответственно частотные интервалы между высшими типами волн, существующими в системе, могут быть малы. В результате при приближении такой диафрагмы к короткозамкателью можно ожидать формирования частотных характеристик, подобных характеристикам полосно пропускающих фильтров. Сделанное предположение было проверено нами экспериментально [7].

Была также исследована система из трёх ёмкостных диафрагм [9], последовательно расположенных вдоль прямоугольного волновода на расстояниях друг от друга, значительно меньших длины волны основного типа. Отверстия в диафрагмах располагались таким образом, чтобы центральная диафрагма как бы имитировала короткозамкатель для волны основного типа. То есть если в передней диафрагме ёмкостное отверстие располагалось внизу, то в центральной – вверху, а в выходной – вновь внизу. Как следует из результатов работы [9], частотная зависимость потерь пропускания в предложенной системе имеет вид резонансной зависимости с потерями в окрестности резонанса на уровне 1 дБ.

В экспериментах использовалась диафрагма, толщину которой ( $\sim 130$  мкм) по отношению к длине волны основного типа можно считать малой, т.е. по отношению к длине волны основного типа такую диафрагму можно считать тонкой. Длины волн выс-



ших типов, играющих определяющую роль в возникновении резонансов при расстояниях  $0.1-0.01 \lambda_B$ , намного меньше  $\lambda_B$ . Поэтому тонкая по отношению к длине волны основного типа диафрагма может быть довольно толстой по отношению к волнам высших типов. В этой связи можно ожидать существенного изменения характеристик, наблю-

даемых в рассматриваемой системе резонансов, при использовании сверхтонких по отношению к  $\lambda_B$  диафрагм. Были проведены измерения частотных зависимостей затухания исследуемой системы с ёмкостной диафрагмой и диафрагмой с отверстием сложной формы (диафрагма с отверстием сложной формы изображена на вставке к рис.4) [10].

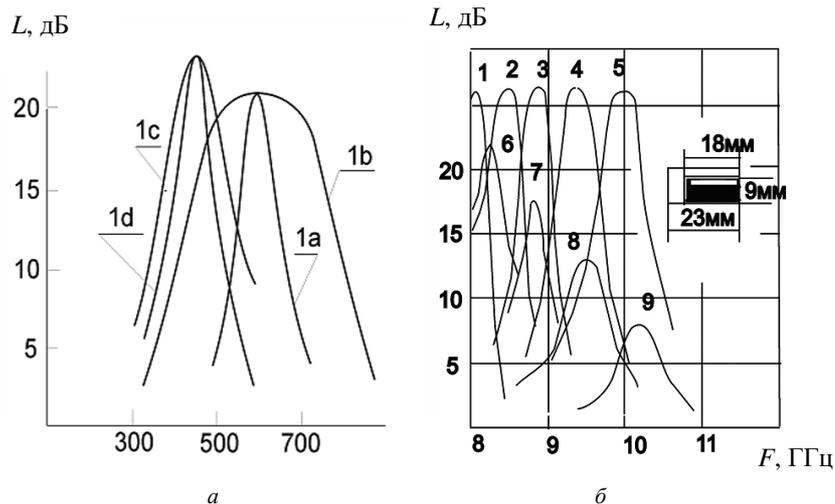


Рис. 4.

Из приведённых на рис. 4 результатов следует, что при использовании сверхтонкой диафрагмы для разных расстояний между поршнем и диафрагмой получаются однотипные зависимости  $L$  от  $f$ , чего не наблюдается при использовании диафрагм с толщиной, соизмеримой с длинами волн высших типов. Таким образом, резонансные или полосовые свойства в системе *диафрагма – короткозамыкающий поршень* могут быть достигнуты не только изменением формы отверстия диафрагмы, но и изменением её толщины.

Теоретически обосновано и экспериментально подтверждено, что создание условий для преимущественного возбуждения одного из возможных в системе *ёмкостная диафрагма – короткозамыкающий поршень* высших типов колебаний путём создания выступов и впадин в щели в количестве, соответствующем индексам этого типа, приводит к существенному уменьшению ширины резонансной кривой.

Показано, что использование исследованного [11] резонатора позволяет обеспе-

чить при различных расположениях отверстия малого диаметра в короткозамыкателе повышенную чувствительность либо к изменению проводимости, либо к изменению диэлектрической проницаемости накладываемого на отверстие материала. Данный резонатор может быть использован для измерений параметров материалов с высокой степенью локальности.

При необходимости проведения с помощью такого резонатора измерений на разных частотах представляет интерес поиск способов его перестройки при неизменном положении короткозамыкателя относительно диафрагмы. В этой связи нами была исследована возможность управления характеристиками такого резонатора внешним магнитным полем [12]. Такая возможность основывается на предположении, что в исследуемом резонаторе, вследствие малости его геометрических размеров, даже небольшое искажение СВЧ-тока в размещённых в нём полупроводниковых вставках или в его стенках, связанное с воздействием магнитного поля и возникновением холловской составляющей СВЧ



тока, может сильно повлиять на характеристики резонанса. С целью теоретического обоснования возможности управления магнитным полем характеристиками исследуемых резонаторов был проведён расчёт резонатора, в котором в качестве материала для ёмкостной диафрагмы использовался *n-InSb*.

Для такой системы постоянные распространения  $\gamma$  можно определить, используя процедуру нахождения собственных значений произведения матриц  $\tilde{\mathcal{E}}\tilde{M}$  для области волновода, содержащей полупроводниковый образец [13]. Матрицы  $\tilde{\mathcal{E}}$  и  $\tilde{M}$  имеют следующий вид:

$$\tilde{M} = k_0 \times \begin{vmatrix} M_{\perp\perp} & M_{\perp\perp} - \frac{1}{k_0^2} X^E \mathcal{E}_{zz} X^E \\ M_{\perp\perp} & M_{\perp\perp} \end{vmatrix};$$

$$\tilde{\mathcal{E}} = k_0 \times \begin{vmatrix} \mathcal{E}_{\perp\perp} & \mathcal{E}_{\perp\perp} - \frac{1}{k_0^2} X^H M_{zz} X^H \\ \mathcal{E}_{\perp\perp} & \mathcal{E}_{\perp\perp} \end{vmatrix}.$$

Здесь  $\mathcal{E}_{\perp\perp}, \mathcal{E}_{\perp\perp}, \mathcal{E}_{\perp\perp}, \mathcal{E}_{\perp\perp}, \mathcal{E}_{zz}, M_{\perp\perp}, M_{\perp\perp}, M_{\perp\perp}, M_{\perp\perp}, M_{zz}$  – матрицы, элементами которых являются, в свою очередь, матрицы с элементами

$$\mathcal{E}_{zi zj} = \varepsilon_0^2 (\varepsilon^{-1} \vec{E}_{zj}, \vec{E}_{zi}),$$

$$M_{zl zs} = \mu_0^2 (\mu^{-1} \vec{H}_{zs}, \vec{H}_{zl}),$$

$$\mathcal{E}_{\perp i \perp j} = (\varepsilon \vec{E}_{\perp j}, \vec{E}_{\perp i}),$$

$$\mathcal{E}_{\perp k \perp n} = (\varepsilon \vec{E}_{\perp n}, \vec{E}_{\perp k}),$$

$$\mathcal{E}_{\perp n \perp k} = (\varepsilon \vec{E}_{\perp k}, \vec{E}_{\perp n}),$$

$$\mathcal{E}_{\perp l \perp s} = (\varepsilon \vec{E}_{\perp s}, \vec{E}_{\perp l}),$$

$$M_{\perp k \perp n} = (\mu \vec{H}_{\perp n}, \vec{H}_{\perp k}),$$

$$M_{\perp n \perp k} = (\mu \vec{H}_{\perp k}, \vec{H}_{\perp n}),$$

$$M_{\perp i \perp j} = (\mu \vec{H}_{\perp j}, \vec{H}_{\perp i}),$$

$$M_{\perp l \perp s} = (\mu \vec{H}_{\perp s}, \vec{H}_{\perp l}),$$

где  $i, j = 1, 2, \dots, M$ ;  $l, s = 1, 2, \dots, N$ ;  $M$  – число базисных волн  $E$ -типа,  $N$  – число базисных волн  $H$ -типа; индексы  $k$  относятся к волнам  $H$ -типа,  $n$  – к волнам  $E$ -типа.

Выражения в круглых скобках представляют собой интегралы по поперечному сечению волновода для области с полупроводником от произведения матриц диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  (обратной матрицы  $\varepsilon^{-1}$ ) соответственно магнитной проницаемости  $\mu$  (обратной матрицы  $\mu^{-1}$ , которую для полупроводника полагаем единичной матрицей) на соответствующие компоненты базисных функций [13].

В качестве базисных типов волн, кроме волны основного типа  $H_{1,0}$ , были выбраны следующие высшие типы:  $H_{1,1}, H_{12,24}, H_{18,36}, H_{20,40}$ . Выбор такого базиса обоснован численной оценкой величин матричных элементов, входящих в матрицы  $\tilde{\mathcal{E}}, \tilde{M}$ . С целью учёта вклада высших типов волн в коэффициент отражения матрица рассеяния  $S$ , соответствующая каждой из найденных постоянных распространения  $\gamma_i$ ,

$$S = -j \frac{1}{(\omega \mu_0 \mu / \gamma_i)^2} \times$$

$$\times \text{Sin}(\gamma_i L) \begin{vmatrix} j \frac{1}{(\omega \mu_0 \mu / \gamma_i)^2} \text{Sin}(\gamma_i L) & 0 \\ 0 & j \frac{1}{(\omega \mu_0 \mu / \gamma_i)^2} \text{Sin}(\gamma_i L) \end{vmatrix}$$

для каждого типа волн преобразуется в матрицу проводимости  $Y = I - 2S(I + S)^{-1}$ , соответствующую данной  $\gamma_i$ , нормированную на проводимость

$$Y_0 = \left( \frac{j \omega \mu_0 \mu}{\sqrt{\left(\frac{m \pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n \pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}} \right)^{-1},$$

где  $L$  – расстояние от короткозамыкателя до диафрагмы,  $I$  – единичная матрица, в нашем случае она пятого порядка. Затем эти матрицы суммируются. Результирующая матрица проводимости преобразуется в матрицу рассеяния, элемент  $S_{11}$  которой и определяет искомый коэффициент отражения. При наличии продольного по отношению к направлению распространения электромагнитной волны магнитного поля диэлектрическая проницаемость полупроводника будет характеризоваться тензором [13]:



$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора находятся из соотношений:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = & \epsilon_L - \frac{[1 + (\omega_c^2 + \omega^2)\tau^2] \omega_p^2 \tau}{\omega \left\{ [1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2]^2 + 4\omega^2\tau^2 \right\}} + \\ & + j \frac{[1 - (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2] \omega_p^2 \tau^2}{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2]^2 + 4\omega^2\tau^2}, \\ \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = & - \frac{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2] \omega_p^2 \omega_c \tau^2}{\omega \left\{ [1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2]^2 + 4\omega^2\tau^2 \right\}} + \\ & + j \frac{2\omega_p^2 \omega_c \tau^3}{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2]^2 + 4\omega^2\tau^2}, \\ \epsilon_{zz} = \epsilon_L - & \frac{\omega_p \tau}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)} + j \frac{\omega_p^2 \tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)}, \end{aligned}$$

где

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m^*}, \quad \omega_p = \frac{ne^2}{m^* \epsilon_0},$$

$m^*$  — эффективная масса носителей,  $n$  — концентрация носителей в полупроводнике,  $B_0$  — магнитная индукция,  $\tau$  — время релаксации.

При расчёте использовалось значение концентрации электронов  $n = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Выбирались следующие размеры резонатора: сечение  $7.2 \times 3.4 \text{ мм}$ , расстояние от диафрагмы до короткозамыкающего поршня  $\approx 150 \text{ мкм}$ , толщина диафрагмы —  $1 \text{ мм}$ , высота ёмкостного зазора —  $0.4 \text{ мм}$ , длина —  $7.2 \text{ мм}$ .

На рис. 5, а, где 1 — полупроводниковая диафрагма, 2 — поршень, 3 — прямоугольный волновод, приведены результаты расчёта зависимости коэффициента стоячей волны по напряжению ( $K_{ст}U$ ) в отсутствие магнитного поля (пунктирная кривая А) и при воздействии магнитного поля, направленного перпендикулярно к плоскости диафрагмы с величиной индукции  $B = 8000 \text{ Гс}$  (пунктирная кривая В). Из приведённых на этом рисунке результатов расчёта следует, что приложение магнитного поля должно приводить к существенной перестройке резонансной частоты. Были проведены исследования частотных характеристик резонатора в отсутствие магнитного поля (кривая 1) и при приложении магнитного поля с индукцией  $B = 8000 \text{ Гс}$ , направленного перпендикулярно к плоскости диафрагмы (кривая 2, а), с параметрами, полностью соответствующими заданным при расчёте.

Из вида кривых 1 и 2, а следует, что для выбранного направления магнитного поля при изменении его индукции  $K_{ст}U$  в точке резонанса практически не изменяется, тогда как значение резонансной частоты изменяется в довольно широком интервале значений.

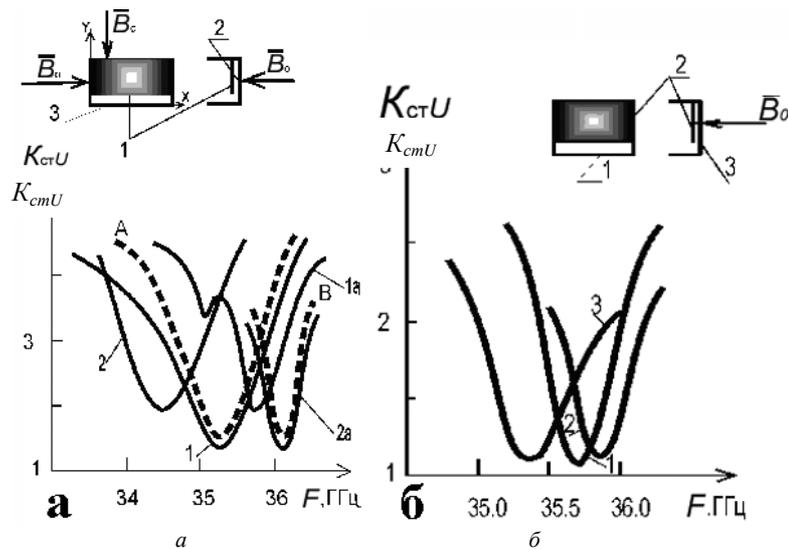


Рис. 5



Таким образом, можно заключить, что данная система выполняет функции резонатора, перестраиваемого магнитным полем. Были проведены дополнительные экспериментальные исследования для выяснения влияния направления магнитного поля на характеристики резонатора. Кривая  $Ia$  соответствует случаю, когда магнитное поле с индукцией 8000 Гс приложено перпендикулярно широкой стенке волновода, кривая 2 – узкой. Из приведённых на этом рисунке результатов следует, что по сравнению со случаем, когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости диафрагмы, для других направлений магнитного поля с увеличением его индукции изменяется  $K_{ст}U$  в точке резонанса.

Полупроводниковый материал, использованный в наших экспериментах, является сравнительно узкозонным полупроводником с высокоподвижными носителями заряда, который уже при комнатной температуре имеет высокую собственную проводимость. Холловская компонента СВЧ-тока в таком полупроводнике при приложении магнитного поля довольно велика, и поэтому изменения электродинамических характеристик рассматриваемых систем при приложении магнитного поля значительны. Естественно предположить, что в резонаторе, образованном короткозамкнутым металлическим отрезком волновода и близкорасположенной металлической диафрагмой, в достаточно сильном магнитном поле, вследствие возникновения холловских компонент СВЧ тока в металлических стенках возможно определённое изменение  $K_{ст}U$  и частоты резонанса при приложении магнитного поля и без полупроводника.

В частности, можно предположить, что должно наблюдаться изменение резонансной частоты при неизменном  $K_{ст}U$  рассматриваемой резонансной системы без полупроводниковой вставки, если магнитное поле направлено перпендикулярно торцу волновода.

Экспериментальная проверка сделанных предположений была проведена на той же резонансной системе, что и в предыдущем случае. Результаты измерений зависимости характеристик исследуемой резонансной системы от величины индукции магнитного поля, направленного перпендикулярно торцу

волновода, приведены на рис. 5, б (1 – прямоугольный волновод, 2 – диафрагма, 3 – поршень). Из них следует, что при изменении величины индукции магнитного поля от нуля (кривая 1) до 4000 Гс (кривая 2), резонанс сдвигается в сторону высоких частот, тогда как значение  $K_{ст}U$  в резонансе изменяется незначительно. Дальнейшее увеличение магнитной индукции приводит к уменьшению частоты резонанса (кривая 3 – 8000 Гс).

По аналогии с квантоворазмерными полупроводниковыми структурами такие резонаторы можно назвать резонаторами с пониженной размерностью, в данном конкретном случае двумерными или  $2D$ -резонаторами. В связи с малым продольным размером резонатора типа *диафрагма – близко расположенный поршень* за счёт изменения этого размера его плавная механическая перестройка затруднительна, так как предполагает наличие механизма, плавно и с высокой степенью точности реализующего микроперемещение. В связи с этим для таких систем представляет интерес осуществление плавной перестройки резонансных характеристик электрическим путём.

В качестве элемента с электрически перестраиваемой ёмкостью был выбран серийный диод 2A709В. Исследовалась возможность электрической перестройки резонансных систем *диафрагма – близко расположенный поршень* и *металлический штырь с ёмкостным зазором – близко расположенный поршень* [14].

Нами исследована также система, в которой колебания возбуждаются через индуктивную диафрагму, а зондирующая часть представляет собой ёмкостную диафрагму. В такой системе наблюдалось проявление резонансных свойств, а следовательно, высокая чувствительность к изменению характеристик вносимого в её контур объекта. Результаты измерений приведены на рис. 6. В качестве объекта с изменяющимися свойствами использовалась ячейка (3) из восьми соединённых параллельно  $p-i-n$ -диодов типа 2K543A (4), размещённых на поликоровом основании, с размерами 8×4 мм, установленная в отверстие ёмкостной диафрагмы на расстоянии от боковой стенки волновода 11.5 мм.

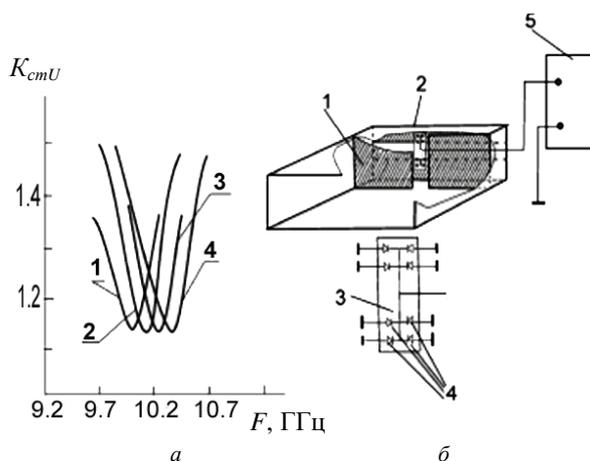


Рис. 6

Кривые 1–4 на рис. 6 соответствуют величине расстояния между диафрагмами 1.5 мм. На диоды подавалось прямое напряжение смещения. Кривая 1 соответствует напряжению смещения 0.8 В, кривая 2 – 0.9 В; кривая 3 – 1 В; кривая 4 – 1.1 В.

Из результатов измерений, приведённых на рис. 6, следует, что при увеличении прямого смещения на диодах резонансная частота исследуемой системы увеличивается, причём перестройка частоты не сопровождается изменением коэффициента стоячей волны  $K_{ст}U$ .

Таким образом показано, что при расстояниях  $l \sim 0.01 \lambda_b$ , где  $\lambda_b$  – длина волны в волноводе, с увеличением  $l$  частота резонанса увеличивается. Обнаружена возможность управления характеристиками резонанса магнитным полем или подачей электрического смещения на полупроводниковую структуру, помещённую в ёмкостной зазор диафрагмы [15].

Выше была показана возможность возникновения низкоразмерных резонансов в волноводных системах. В [16] приведены результаты исследований возможности возникновения такого рода резонансных характеристик отражения в микрополосковой системе.

Для выявления общности установленных закономерностей были предприняты исследования низкоразмерных систем из металлических диафрагм с отверстиями, предназначенных для использования в ИК- и видимом диапазонах длин волн.

Использовалась система из двух слоёв алюминиевой фольги с толщиной  $\approx 0.5$  мкм, в одном из которых пробивалось отверстие прямоугольной формы с размерами  $\approx 1 \times 5000$  мкм. Слои алюминиевой фольги разделялись между собой слоем диэлектрика, функцию которого выполняли расположенные на обращённых друг к другу поверхностях алюминия естественным образом образующиеся плёнки окисла алюминия, суммарная толщина которых составляла  $\sim 200$  ангстрем, что для коротковолновой области инфракрасного диапазона составляет  $\approx 1/100$  длины волны. Максимальное поглощение наблюдалось для излучения с длиной волны  $\approx 8$  мкм. Наблюдались также пики поглощения при длинах волн 4.5 мкм и 12 мкм.

Специфической особенностью резонансов, описанных нами в [17], является сдвиг их характерных частот при увеличении расстояния до короткозамыкателя в сторону меньших длин волн. Отмечаются возможности использования предложенной системы для создания перестраиваемых фильтров ИК излучения.

Представленная на рис. 7 система из диафрагм 3, разделённых диэлектриком, устанавливалась в зазоре магнита [18]. В качестве источника излучения использовался светодиод АЛ307 БМ (1) (длина волны излучения 0.66 мкм). Величина магнитного поля регулировалась изменением зазора между его полюсами и контролировалась с помощью полупроводникового датчика Холла 4. Амплитуда прошедшего света фиксировалась фотоприёмником 5 на основе кремниевой  $n-i-p-i-n$ -структуры, установленной вплотную к системе с диафрагмами.

Из результатов измерений, приведённых на рис. 8, следует, что при изменении величины индукции магнитного поля  $B$  от нуля до 8000 Гс регистрируемый сигнал на фото-

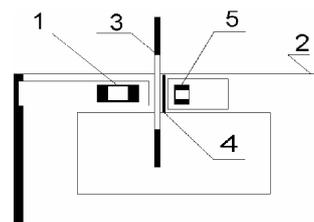


Рис. 7

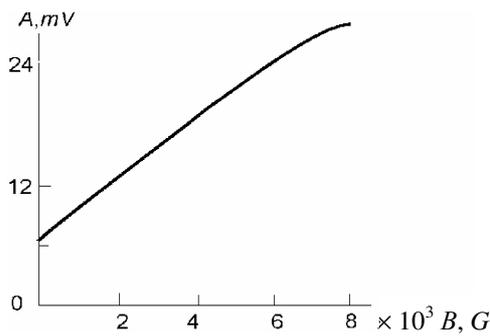


Рис. 8

приёмнике изменялся от 6.6 до 27.6 мВ, что свидетельствует об увеличении пропускания излучения с ростом  $B$ .

Таким образом, установлены новые типы резонансов в электродинамических низкоразмерных системах с полупроводниками и полупроводниковыми структурами, металлическими и диэлектрическими включениями, обусловленные многомодовыми режимами работы, разработаны и созданы на их основе новые типы полупроводниковых СВЧ-устройств.

#### Библиографический список

1. Усанов Д.А., Вагарин А.Ю. Немонотонная зависимость затухания волны в волноводе от проводимости и толщины помещенного в него полупроводника // Радиотехника и электроника. 1978. Т.23, №3. С.470–474.
2. Усанов Д.А., Феклистов В.Б., Вагарин А.Ю. Влияние высших типов волн на затухание волны в волноводе, содержащем полупроводник // Радиотехника и электроника. 1979. Т.24, №8. С.1681–1683.
3. Hirota R., Suzuki K. Field distribution in a magnetoplasma-loaded waveguide at room temperature // IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech. 1970. V.18, №4. P.188–195.
4. Усанов Д.А., Орлов В.Е. Немонотонная зависимость затухания электромагнитной волны от уровня инжекции в  $p-i-n$ -диодных структурах, помещенных в волновод // Радиотехника и электроника. 1987. Т.32, №5. С.1129–1131.
5. Виненко В.Г., Лицов А.А., Усанов Д.А. Влияние высших типов колебаний на характеристики волноводных управляющих устройств на  $p-i-n$ -диодах // Радиотехника и электроника. 1983. Т.28, №1. С.201–203.
6. Усанов Д.А., Занин В.И., Феклистов В.Б. Зависимость затухания волны в волноводе, содержащем двухслойную структуру полупроводник–диэлектрик, от проводимости и толщины полупроводника // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1992. Т.35, №8. С.715–723.
7. Усанов Д.А., Горбатов С.С., Вениг С.Б., Орлов В.Е. Резонансы в полубесконечном волноводе с диафрагмой, связанные с возбуждением волн высших типов // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26, №18. С.47–49.
8. Эйзенхарт Р., Кан Р. Теоретическое и экспериментальное исследование держателя СВЧ-элемента в волноводе // Зарубежная радиоэлектроника. 1970. №8. С.102–125.
9. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Резонансное пропускание волны в прямоугольном волноводе, содержащем близкорасположенные диафрагмы с неперекрывающимися отверстиями // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49, №4. С.458–459.
10. Горбатов С.С., Усанов Д.А. Резонансы в системе сверхтонкая диафрагма коротко-замыкающий поршень // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Тез. науч.-техн. конф. Саратов, 2004. С.289–291.
11. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Волноводный измерительный резонатор // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 2002. Т.45, №9. С.26–28.
12. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Управляемые магнитным полем резонансы в СВЧ системах с полупроводниковыми диодами // Моделирование в прикладной электродинамике и электронике: Сб. науч. тр. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2005. Вып.6. С.50–54.
13. Усанов Д.А., Кабанов Л.Н., Горбатов С.С. О применении вариационного метода к расчету волновода, частично заполненного полупроводником // Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. 1976. Вып.7. С.112–117.
14. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Управляемый магнитным полем СВЧ-выключатель на  $p-i-n$ -диодах // Приборы и техника эксперимента. 2003. №1. С.72–73.
15. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Электрически управляемый низкоразмерный СВЧ-резонатор // Приборы и техника эксперимента. 2006. №3. С.100–102.
16. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Резонансы в микрополосковой системе диафрагма-короткозамыкающий поршень // Изв. вузов. Радиоэлектроника 2005. Т.48, №5. С.402–405.
17. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Резонансное поглощение инфракрасного излучения системой металл – тонкий слой диэлектрика – диафрагма с отверстием // Письма в ЖТФ. 2001. Т.27, №21. С.81–83.
18. Усанов Д.А., Горбатов С.С. Управляемое магнитным полем пропускание света системой из металлических диафрагм с отверстиями, разделённых тонким слоем диэлектрика // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30, №14. С.25–29.