

Нелинейные эффекты в трехзеркальном открытом резонаторе с полупроводником

Н.А. Попенко

*Институт радиофизики и электроники
Национальной Академии Наук Украины
Украина, 310085, Харьков, ул. Ак.Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 20 января 1997 г., после переработки 12 февраля 1997 г.

Представлена экспериментальная методика исследования нелинейных эффектов в трехзеркальном открытом резонаторе с полупроводником. Экспериментально показано наличие перехода металл-диэлектрик при температурах $T < 1$ К в узкозонных полупроводниках, а также минимального значения поверхностной концентрации. Рассчитана частотная зависимость интенсивности поля в резонаторе при изменении коэффициента связи резонатора с полупроводником в нелинейных условиях. Уменьшение коэффициента связи приводит к переходу системы в мультстабильное состояние.

Представлено експериментальну методику дослідження нелінійних ефектів у тридзеркальному відкритому резонаторі з напівпровідником. Експериментально показано наявність переходу метал-діелектрик при температурах $T < 1$ К в вузькозонних напівпровідниках, а також мінімального значення поверхневої концентрації. Вираховано частотну залежність інтенсивності поля у резонаторі при зміні коефіцієнта зв'язку резонатора з напівпровідником у нелінійних умовах. Зменшення коефіцієнта зв'язку призводить до переходу у мультстабільний стан.

Введение

Известны работы, например [1-2], посвященные исследованию нелинейных взаимодействий поверхностных магнитоплазменных волн. Поскольку возбуждение поверхностных волн осуществляется методом нарушенного полного внутреннего отражения, то перспективным является исследование трехзеркального открытого резонатора (ОР), образованного металлическими зеркалами, расположенными на боковых гранях диэлектрического полусегмента, и гранью полного внутреннего отражения (ПВО) последнего [3-4].

Целью исследований, представленных в работе, является развитие экспериментальных методик измерения кинетических коэффициентов тройных полупроводниковых соединений типа $Mn_xHg_{1-x}Te$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ в интервале температур $0,3$ К – 77 К и изучение нелинейных явлений, возникающих в данных условиях.

1. Методика экспериментального исследования характеристик полупроводников

Исследования объемных и поверхностных характеристик тройных полупроводниковых соединений типа $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Mn_xHg_{1-x}Te$ проводились на криомагнитном комплексе "БУРАН" [5]. Развитие направления по исследованию поверхностных и объемных характеристик полупроводни-

ков обусловило необходимость модификации комплекса "БУРАН" [6]. В известных ранее работах [2, 7] по изучению поверхностных свойств полупроводников методом магнитоплазменных волн не рассматривались следующие методические вопросы: выбор соотношения диэлектрических постоянных всех сред и расстояния между элементом ПВО и образцом, способ извлечения информации о концентрации и подвижности основных носителей тока в полупроводнике из зависимостей коэффициента отражения от постоянного магнитного поля. Кроме того, не рассматривался вопрос о структуре электромагнитного поля в области поверхности полупроводника и ее изменении при возбуждении магнитоплазменной волны.

Структурная схема измерительного модуля представлена на рис. 1. Основным элементом измерительной ячейки являлся диэлектрический полусегмент 1 (ϵ_r выбирается из условия равенства волновых чисел поверхностных волн на границе ПВО полусегмента 1 и в полупроводнике: $\epsilon_r = 16$ (кремний)). Полупроводниковый образец 3 располагался под гранью ПВО полусегмента на расстоянии d . Взаимная ориентация направления постоянного магнитного поля и волнового вектора электромагнитного излучения соответствовала геометрии Фойгта: $\vec{B}_0 \perp \vec{k}$. На боковых гранях диэлектрического полусегмента располагались металлические зеркала 4. Угол 2θ между

зеркалами ОР выбирался из условия обеспечения максимальной амплитуды поля в резонаторе в соответствии с [8].

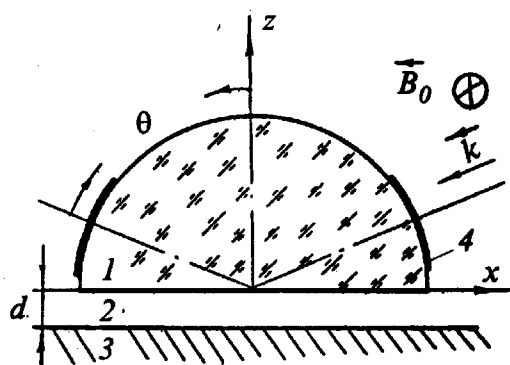


Рис. 1. Схема исследуемой структуры

В расчетах использовалось выражение для коэффициента отражения плоской электромагнитной волны для трех слоев: диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , соответствующей диэлектрической проницаемости полусегмента с гранью ПВО; зазора 2 между полусегментом и полупроводником – ϵ_2 ; полупроводника – ϵ_V (бесконечных вдоль координат Ox и Oz) при условии возбуждения на поверхности полупроводника магнитоплазменной волны [6].

Анализ серии расчетных зависимостей коэффициента отражения от величины постоянного магнитного поля $R = f(H_0)$ для образцов n -типа $Cd_x Hg_{1-x} Te$ с различной концентрацией и подвижностью основных носителей тока показывает, что по мере увеличения концентрации основных носителей тока положение минимума коэффициента отражения сдвигается в область больших магнитных полей. Уменьшение подвижности основных носителей тока приводит к уширению кривой зависимости $R = f(H_0)$. Для исследуемых образцов p -типа $Mn_x Hg_{1-x} Te$ расчетные значения ширины кривой $R = f(H_0)$, а также постоянного магнитного поля, при котором коэффициент отражения минимален, превышают значения этих же параметров для образцов n -типа $Cd_x Hg_{1-x} Te$ (рис. 2), что связано с низкой подвижностью основных носителей тока в полупроводниках p -типа.

Изменение ширины и положения кривой $R = f(H_0)$ на оси абсцисс наблюдается не только при вариации перечисленных выше параметров

полупроводника, но и при увеличении расстояния между полупроводником и гранью ПВО – d . На рис. 2,а в качестве примера приведена расчетная зависимость $R = f(H_0)$ для образца 1 из таблицы 1 при разных значениях величины d . Сокращение расстояния d приводит к уменьшению амплитуды коэффициента отражения R и величины

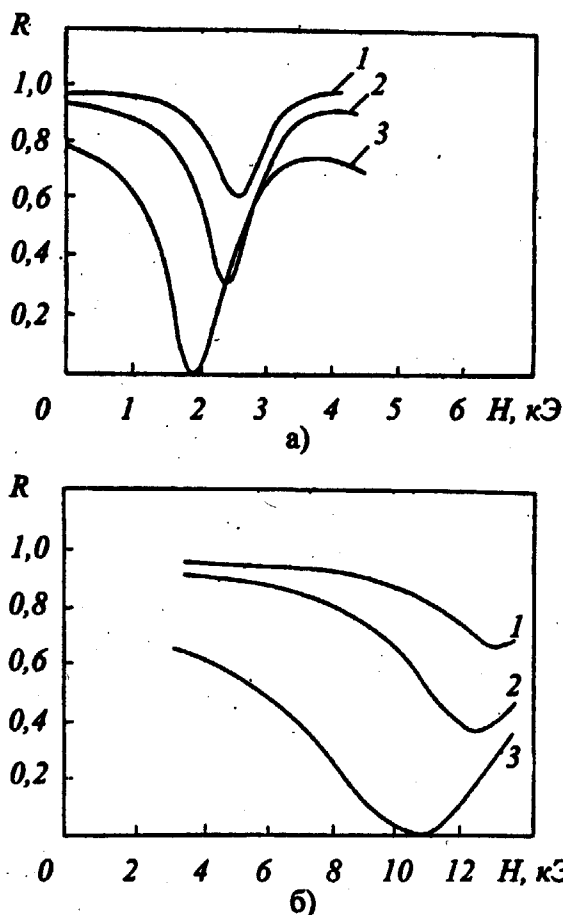


Рис. 2. Коэффициент отражения от системы трех слоев для разных значений параметра d :

а – $Cd_x Hg_{1-x} Te$, б – $Mn_x Hg_{1-x} Te$;

1 – $d = 0,15$ мм; 2 – $d = 0,1$ мм, 3 – $d = 0,05$ мм

постоянного магнитного поля, при которой R минимально. Аналогичные изменения наблюдаются также при уменьшении диэлектрической постоянной ϵ_2 зазора между полупроводником и гранью ПВО полусегмента. Поэтому с целью выбора величин ϵ_2 и d , при которых будет обеспечена возможность корректного измерения коэффициента отражения при возбуждении на поверхности полупроводника магнитоплазменной волны, был проведен расчет серии зависимостей

$R = f(H_0)$ при различных значениях величин ϵ_2 и d для полупроводников $Cd_xHg_{1-x}Te$ и $Mn_xHg_{1-x}Te$.

При выборе параметров d и ϵ_2 необходимо учитывать, что, с одной стороны, при их уменьшении обеспечивается высокая чувствительность измерений, а с другой – увеличивается возмущение, вносимое полупроводником в ОР. Определим оптимальные значения d и ϵ_2 по величине максимального уменьшения коэффициента отражения R при возбуждении магнитоплазменной волны, который не должен быть меньше $0,4R$ максимального. Как следует из анализа полученных результатов для данных полупроводников, при $\epsilon_2 = 2,04$, $d = 0,1$ мм.

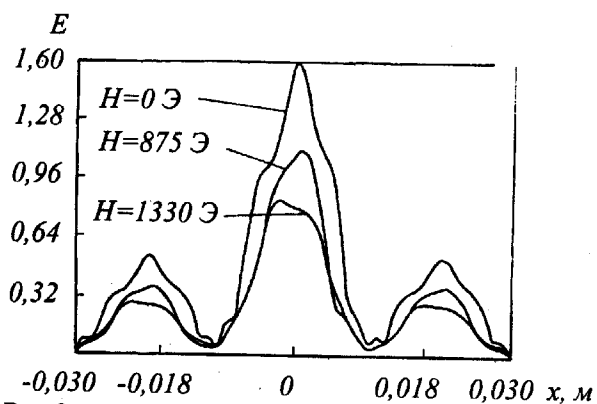


Рис. 3. Амплитудное распределение поля в трехзеркальном ОР при различных значениях постоянного магнитного поля (расчет)

Экспериментальное моделирование измерительной ячейки при комнатных температурах позволяет определить распределение электромагнитных полей, измерить ее коэффициент передачи и добиться его максимального значения. Однако определить влияние на структуру поля в измерительной системе поверхностной волны, возбуждаемой в полупроводнике, экспериментальным путем затруднительно. В данной работе проведен модельный расчет амплитудного распределения поля в ОР с полупроводником при возбуждении на его поверхности магнитоплазменной волны. Амплитудное распределение поля в ОР получено в результате применения процедуры разложения резонансного пучка в спектр плоских волн [9]. При этом коэффициент отражения от границы ПВО с расположенным вблизи полупроводником задан в соответствии с данными [6]. При возбуждении на поверхности полупроводника магнитоплазменной волны изменяется амплитудное распределение поля вдоль поверхности полупроводника (рис. 3). В отсутствие постоянного магнитно-

го поля ($H = 0$) в плоскости Ox наблюдается основной лепесток и два боковых. По мере возрастания постоянного магнитного поля и возбуждения на поверхности полупроводника магнитоплазменной волны происходит незначительное изменение структуры амплитудного распределения поля и уменьшение его интенсивности. Появляется асимметрия в распределении амплитуды электромагнитного поля в ОР: его максимум смещается относительно центральной оси ОР. Но общая структура поля сохраняется. При максимальном значении амплитуды магнитоплазменной волны (минимальном значении коэффициента отражения R для $H = 1330$ Э) наблюдается минимальное значение интенсивности поля, максимум в амплитудном распределении смещается относительно центра резонатора на расстояние $x = -2,1$ мм. Уровень боковых лепестков составляет величину $0,215$.

Таким образом, представленные результаты свидетельствуют о том, что в процессе возбуждения магнитоплазменной волны происходят незначительные изменения структуры электромагнитного поля в ОР.

Экспериментальное моделирование измерительной ячейки было проведено на модифицированном радиофизическом комплексе [10]. Измерялись следующие характеристики измерительной ячейки: амплитудные распределения полей, коэффициент передачи системы.

Амплитудное распределение поля в измерительной ячейке качественно соответствует приведенному расчетному распределению для случая, когда постоянное магнитное поле отсутствует ($H = 0$, рис. 3): главный лепесток с максимумом в центре и два боковых (рис. 4,а). Более высокий уровень боковых лепестков в амплитудном распределении поля, полученном в эксперименте, обусловлен участием в формировании резонансного колебания волн, дифрагировавших на апертуре зеркал и возвратившихся в объем ОР. Данный вывод подтверждается результатами измерения дифракционных полей: на рис. 4,б представлено распределение внешнего поля за зеркалами ОР. Дифракционное поле ОР имеет главный лепесток и несколько боковых. Высокий уровень боковых лепестков в распределении дифракционного поля определяется малыми поперечными размерами зеркал (радиус зеркала $a = 4\lambda$, λ – длина волны). Здесь необходимо подчеркнуть, что проведение экспериментов при сверхнизких температурах обуславливает малые габаритные размеры ячейки, которая размещается в полости сверхпроводящего соленоида. Уровень дифракционного излучения на три порядка меньше амплитуды сигнала на выходе измерительного модуля. Уменьшение влияния рассеянных полей на харак-

теристики измерительного модуля достигались применением поглощающих покрытий, нанесенных на стенки корпуса измерительной ячейки.

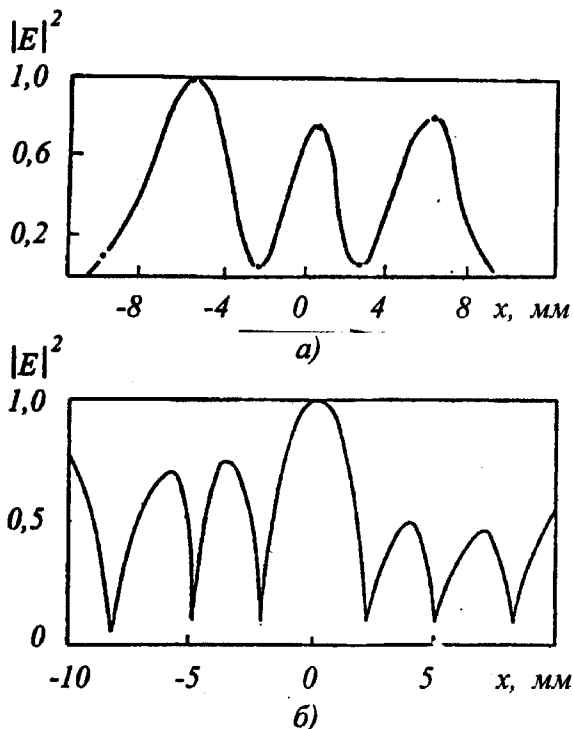


Рис. 4. Амплитудное распределение поля в измерительной ячейке (эксперимент): а - амплитудное распределение поля внутри ОР; б - амплитудное распределение внешнего поля за зеркалом ОР

Дальнейшие исследования были направлены на определение взаимного положения элементов резонансной ячейки: зеркал и диэлектрического полусегмента, при котором достигается максимальный коэффициент передачи ОР. Так, при расстоянии между зеркалами и диэлектрическим полусегментом $\Delta = 1,5$ мм величина коэффициента передачи максимальна, а суммарные потери СВЧ мощности в измерительной ячейке составили 3 дБ. Отметим низкую добротность данного ОР – $Q \cong 500$. Поскольку в низкотемпературных экспериментах принципиальным является уменьшение габаритов измерительной ячейки, зеркала могут быть выполнены в виде металлодиэлектрических структур [6].

Программа управления экспериментом была построена таким образом: после выхода на начальное значение магнитного поля производилась запись значения выходного СВЧ сигнала в каждой точке по магнитному полю, увеличивающемуся с заданным шагом. Задача определения концентрации n_x и подвижности μ_x основных носителей тока на поверхности полупроводника по массиву экс-

периментальных данных (магнитолевой зависимости коэффициента передачи ОР, обратно пропорционального амплитуде поверхностной волны) и известному решению прямой задачи: зависимости коэффициента отражения от поверхности полупроводника от магнитного поля, который также обратно пропорционален амплитуде поверхностной волны, решалась методом наименьших квадратов.

Таким образом, представленная экспериментальная методика позволяет исследовать магнитоплазменные волны, возбуждаемые на поверхности полупроводников, и измерять поверхностные кинетические коэффициенты. Погрешность измерения поверхностной концентрации $\delta = 0,5\%$ и поверхностной подвижности $\delta\mu = 1\%$.

Анализ экспериментальных результатов

Характеристики исследуемых образцов приведены в таблице 1.

Состав x определяется процентным содержанием Cd или Mn в образце. n_x и μ_x – концентрация и подвижность носителей тока в объеме полупроводника.

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости коэффициента отражения R от магнитного поля при возбуждении магнитоплазменной волны на поверхности полупроводников $Cd_x Hg_{1-x} Te$ и $Mn_x Hg_{1-x} Te$. Для образцов n -типа – $Cd_x Hg_{1-x} Te$ (рис. 5,а) они соответствуют расчетным зависимостям (например, рис. 2,а, кривая 2). Относительные изменения коэффициента отражения в эксперименте, как правило, не превышают 5% – 10%. Предварительный выбор параметров измерительной ячейки предполагал его уменьшение на величину порядка 60%. Полученное уменьшение чувствительности реальной системы связано с потерями в СВЧ тракте, длина которого в измерительном комплексе $l = 2,5$ м.

Для образцов $Mn_x Hg_{1-x} Te$ зарегистрировать магнитоплазменную волну практически не удастся (рис. 5,б). Этот факт объясняется следующим образом. Как следует из теоретических расчетов (рис. 2,б), при малой подвижности дырок ширина кривой, описывающей зависимость коэффициента отражения от постоянного магнитного поля, велика по сравнению с шириной кривой образца n -типа. Так как в эксперименте регистрируемые изменения коэффициента отражения практически на порядок меньше, чем предсказывалось теорией, то при данных параметрах измерительной ячейки провести измерения характеристик полупроводников с малой подвижностью основных носителей тока невозможно.

Характеристики исследованных образцов

№ п/п	состав x	$n_x \cdot 10^{15}$		$\mu_x \cdot 10^3$		$n_s \cdot 10^{15}$		$\mu_s \cdot 10^3$	
		77 К	4,2 К	77 К	4,2 К	4,2 К	0,5 К	4,2 К	0,5 К
<i>Cd_xHg_{1-x}Te</i>									
1.	0,219	0,15	0,162	272	50	0,257	0,265	195	178
2.	0,201	0,27	0,233	226	20	0,300	0,327	298	310
3.	0,202	0,39	0,36	350	800	0,490	0,514	205	190
4.	0,204	0,60	0,55	260	165	0,510	-	165	156
<i>Mn_xHg_{1-x}Te</i>									
1.			0,023						
2.	0,105	0,225	0,011	0,132					
3.			0,016						
4.	0,115	3,71		0,433					

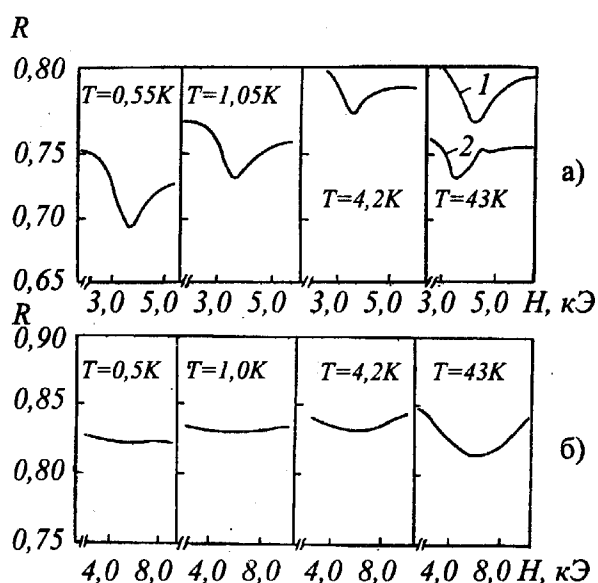


Рис. 5. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения от постоянного магнитного поля при возбуждении на поверхности полупроводников $Cd_xHg_{1-x}Te$ (а) и $Mn_xHg_{1-x}Te$ (б) магнитоплазменной волны при различных значениях температуры. Кривые 1 и 2 соответствуют различным значениям входной мощности ($P_1 < P_2$)

Для образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ 1 и 2 при $T \cong 1$ К наблюдается скачкообразное изменение величины коэффициента Холла R_x (рис. 6,а). Как следует из [11], такое изменение концентрации основных носителей тока для полупроводников n -типа связано с переходом металл-диэлектрик. Этот вывод подтверждается проведенными расчетами критического магнитного поля, при котором наблюдался переход металл-диэлектрик для исследуемых образцов, а также измерениями магнитопольевых зависимостей коэффициента Холла $R_x = f(H)$ и

поперечного магнитосопротивления $\rho_{xx} = f(H)$.

В этом случае при температурах $T < 1$ К возрастает также величина поверхностной концентрации (рис. 6,б).

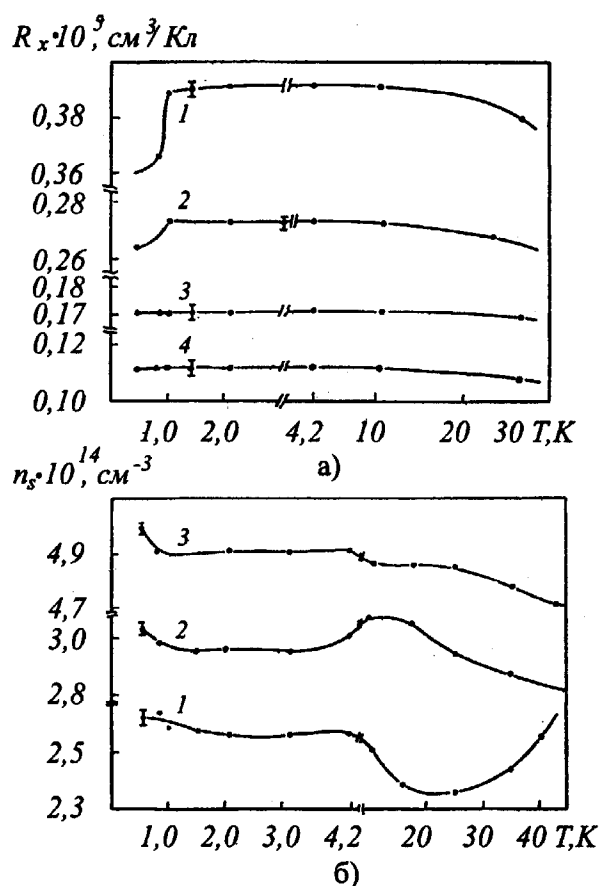


Рис. 6. Зависимости характеристик полупроводника от температуры: а - коэффициента Холла; б - поверхностной концентрации

По измеренным значениям коэффициента Холла были вычислены концентрация и подвижность основных носителей тока в объеме полупроводника. Сравнение результатов измерений объемных и поверхностных концентраций при $T = 4,2$ К и $T = 0,5$ К (таблица 1) показывает, что концентрация основных носителей тока на поверхности n_s во всех случаях больше или равна их концентрации в объеме n_x . Это свидетельствует о том, что на поверхности полупроводника n -типа формируется область обогащения.

Для всех образцов поверхностная концентрация с ростом температуры $T > 10$ К понижается. Относительная величина этого изменения уменьшается с увеличением концентрации основных носителей тока в полупроводнике (рис. 6,б). Так как величина объемной концентрации до температур $T=20$ К постоянна, то это уменьшение можно связать с изменением электростатического потенциала. При дальнейшем повышении температуры ($T > 20$ К) уменьшение n_s будет компенсироваться ростом величины объемной концентрации n_x . При переходе от образца к образцу концентрация основных носителей тока n_x увеличивается, а скорость роста концентрации с повышением температуры уменьшается. Поэтому для образцов 2 и 3 из таблицы 1 положение минимума на температурной оси сдвигается в область более высоких температур.

2. Характеристики трехзеркального ОР с нелинейной границей

На экспериментальных зависимостях $R=f(H_0)$ (рис. 5,а) наблюдаются изменения не только положения резонансной кривой относительно оси абсцисс, но и амплитуды коэффициента отражения при увеличении значения входной СВЧ мощности (кривые 1 и 2 при $T = 43$ К). Эти изменения являются проявлением самовоздействия поверхностной магнитоплазменной волны. Полученный результат коррелирует с приведенными в [2], где аналогичный эффект также проявлялся в смещении минимума коэффициента отражения.

Теоретически промоделировать описанную ситуацию можно, представив коэффициент отражения от третьего зеркала (границы диэлектрик-полупроводник) $R(E)$ в следующем виде:

$$R(E) = R_0 + \alpha |E|^2, \quad (1)$$

где R_0 – коэффициент отражения от границы в линейном случае, α – коэффициент нелинейности, E – амплитуда поля в ОР. При этом связь коэф-

фициента α с параметрами полупроводника может быть определена из решения задачи рассеяния электромагнитных волн плазменными колебаниями в постановке, аналогичной приведенной в работе [12].

Рассмотрим трехзеркальный ОР, образованный двумя металлическими зеркалами, расположенными на внешних гранях диэлектрической призмы, и гранью ПВО призмы, возле которой расположен образец. Поля, распространяющиеся вдоль оси ОР, представляются в следующем виде:

$$E(z,t) = E \cdot \exp[i(\omega t \pm kz)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где ω – частота электромагнитного излучения, k – волновое число. Тогда, сформулировав граничные условия на зеркалах в соответствии с [13], выделив действительную и мнимую части в коэффициентах отражения (R_{OR} и R_{OI}) и нелинейности (α_R и α_I) и обозначив интенсивность поля в ОР $|E|^2 = X$, интенсивность поля на входе ОР $|E_H|^2 = Y$, получим следующее уравнение, связывающее интенсивность и частоту ω_0 электромагнитного поля на входе резонатора с интенсивностью поля в резонаторе

$$a_1 X^5 + a_2 X^4 + a_3 X^3 + a_4 X^2 + a_5 X - T Y = 0, \quad (3)$$

где

$$a_1 = r^2(\mu^2 + \mu_I^2); \quad \mu = \alpha_r^2 - \alpha_I^2;$$

$$\mu_I = 2\alpha_r \alpha_I;$$

$$a_2 = 2r^2(\beta_0 \mu + \beta_I \mu_I); \quad \beta = 2(R_{or} \alpha_r - R_{oi} \alpha_I);$$

$$a_3 = r^2(2\gamma_I \mu_I + \beta_I^2 + 2\gamma \mu + \beta_0^2) - 2r(\mu \cos \varphi + \mu_I \sin \varphi);$$

$$a_4 = 2r^2(\gamma \beta_0 + \gamma_I \beta_I) - 2r(\beta_0 \cos \varphi + \beta_I \sin \varphi);$$

$$a_5 = 1 + r^2(\gamma^2 + \gamma_I^2) - 2r(\gamma \cos \varphi + \gamma_I \sin \varphi);$$

$$\beta_I = 2(R_{or} \alpha_r + R_{oi} \alpha_I); \quad \gamma = R_{or}^2 - R_{oi}^2;$$

$$\gamma_I = 2R_{or} R_{oi}; \quad \varphi = 2L(\omega - \omega_0)/c;$$

r – коэффициент отражения зеркал; $L/2$ – расстояние между металлическим зеркалом и гранью ПВО.

Полученное уравнение было решено методом Ньютона.

В ОР добротность зависит от величин коэффициента отражения зеркал r и коэффициента связи ОР с полупроводником (расстояния d). Расчет добротности колебаний ОР в линейном случае

показывает, что изменение величины коэффициента связи ОР с полупроводником оказывает существенно большее влияние на добротность колебаний ОР, чем изменение величины r . Так увеличение d в три раза приводит к увеличению добротности в два раза.

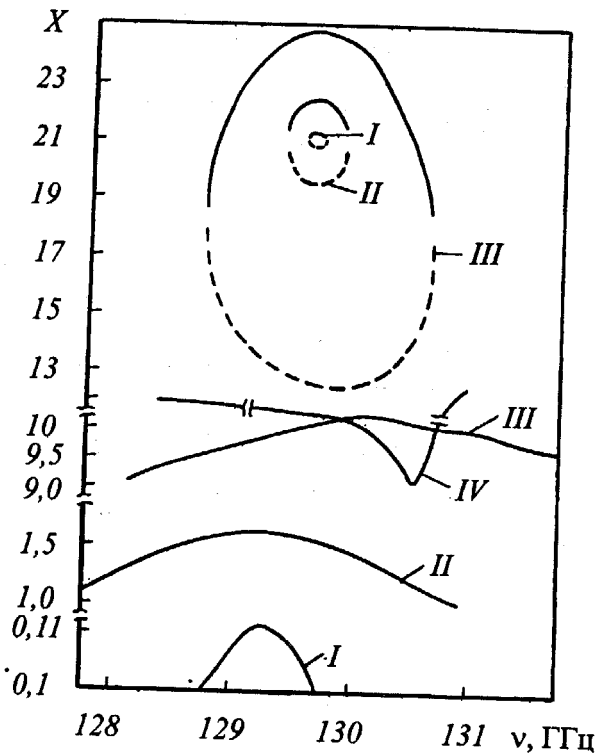


Рис. 7. Резонансные кривые ОР с полупроводником для величины $d = 0,001$ см: 1 - $Y = 2,5$; 2 - $Y = 50$, 3 - $Y = 475$, 4 - $Y = 550$

Как показывают расчеты, конфигурация области параметров $\{\alpha_r, \alpha_i\}$, в которой уравнение (3) имеет несколько действительных корней, зависит от концентрации и подвижности основных носителей тока в полупроводнике и величины d . Так для образца 1 при значениях добротности резонатора $Q = 150$ ($d = 0,003$ см) ОР проявляет нелинейные свойства в области значений $\alpha_r = 0 \div 0,016$ и $\alpha_i = 0,01 \div 0,09$. В этом случае ($\alpha_i = 1,6 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_r = 7,56 \cdot 10^{-2}$) зависимость интенсивности поля в ОР от частоты при изменении интенсивности входного поля в интервале $5 < Y < 475$ аналогична соответствующей зависимости для нелинейного осциллятора, находящегося под воздействием внешней силы при различных ее значениях [14].

Уменьшение расстояния между полупроводником и гранью ПВО до значения $d = 0,001$ см, а, следовательно, уменьшение добротности ОР

($Q = 75$) и одновременное увеличение амплитуды поля в полупроводнике приводит к качественному изменению вида частотной зависимости интенсивности поля в ОР (рис. 7). Неустойчивые решения появляются при меньших значениях интенсивности электромагнитного поля на входе ($Y = 2,5$) по сравнению с предыдущим случаем (для $d = 0,003$ см, $Y = 50$). Для каждого значения интенсивности электромагнитного поля на входе резонатора Y наблюдаются два значения интенсивности X поля в ОР: минимальная и максимальная (сплошные кривые на рис. 7). Область значений интенсивности электромагнитного поля в ОР, в которой существует два стационарных состояния, увеличивается по мере роста интенсивности внешнего воздействия. Неустойчивые ветви резонансных кривых, обозначенные пунктиром, располагаются в центральной части рисунка и соответствуют промежуточным значениям интенсивности поля в ОР. При дальнейшем повышении интенсивности внешнего воздействия и превышении некоторой пороговой величины Y_V система возвращается к одночастотному режиму, и частотная зависимость интенсивности поля в ОР становится однозначной (кривая 4, рис. 7).

Выводы

Поверхностные концентрация и подвижность основных носителей тока в узкозонных полупроводниках измерялись по разработанной экспериментальной методике, позволяющей извлекать информацию об этих величинах из массива экспериментальных данных.

Наличие экстремума на температурной зависимости поверхностной концентрации обусловлено температурным изменением электростатического потенциала на поверхности полупроводника. Для образцов $Cd_x Hg_{1-x} Te$ при температурах $T < 1$ К наблюдается переход металл-диэлектрик. Экспериментально зарегистрированное изменение амплитуды и положения резонансной кривой $R = f(H_0)$ является результатом самовоздействия поверхностной магнитоплазменной волны.

Проанализированы решения уравнения для трехзеркального ОР в случае нелинейной границы. Определены области существования нелинейных режимов. Показано, что уменьшение добротности ОР при приближении полупроводника к грани ПВО увеличивает чувствительность ОР к внешнему воздействию вплоть до перехода в мультистабильное состояние.

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность доктору физ.-мат. наук Д.М. Вавриву за интерес к работе и полезные дискуссии, докторам физ.-мат. наук А.А. Вертий и

С.И. Тарапову и канд. физ.-мат. наук И.В. Иванченко за полезные дискуссии и помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев, Наукова думка, 1989, 370 с.
2. Амбразявичене В.С., Бразис Р.С., Кунигелис А.А. Препринт ИФП АН Лит.ССР. Вильнюс, 1987, № 34, 44 с.
3. Вертий А.А., Попенко Н.А., Попков Ю.П., Тарапов С.И. Известия ВУЗов. Радиофизика. 1984, т.27, № 6, с.775-780.
4. Вертий А.А., Звягина Г.А., Попенко Н.А. Известия ВУЗов. Радиофизика. 1988, т.31, № 5, с.591-599.
5. Vertiy A.A., Ivanchenko I.V., Popenko N.A., Tarapov S.I. International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1989, v.10, No. 3, pp.345-404.
6. Алексеев Е.А., Белецкий Н.Н., Вертий А.А., Иванченко И.В., Попенко Н.А., Тарапов С.И. Приборы и техника эксперимента. 1992, N 5, с.192-197.
7. Амбразявичене В.С., Бразис Р.С. Физика и техника полупроводников. 1978, т.12, № 6, с.1114-1119.
8. Popenko N., Gudim I., Tarapov S. Int. Journ. of I&MM Waves. 1996, No. 11, pp.1879-1893.
9. Гудмен Дж. Введение в Фурье оптику. Москва, Мир, 1970, 364 с.
10. Вертий А.А., Гудым И.Я., Иванченко И.В., Карелин Ю.В., Попенко Н.А. Приборы и техника эксперимента. 1995, № 3, с.102-106.
11. Цидильковский И.М., Арапов Ю.Г., Давыдов А.Б. Зверева М.Л. Физика и техника полупроводников. 1987, т.21, № 5, с.792-797.
12. Иванов А.А., Рютов Д.Д. Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1965, т.48, № 5, с.1367-1371.
13. Гибс Х. Оптическая бистабильность. Москва, Мир, 1988, 518 с.
14. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний. Москва, Наука, 1984, 431 с.

Nonlinear Effects in Three-Mirror Open Resonator with Semiconductor

N. A. Popenko

The experimental method of investigation of nonlinear effects in a three-mirror open resonator with a semiconductor is presented. The existence of a "metal-dielectric" transition in the temperature range $T < 1\text{K}$ in narrow-zoned semiconductors as well as a minimum value of the surface concentration was proved experimentally. The dependence of field intensity on frequency in open resonator was calculated under changing the coupling coefficient of an open resonator and semiconductor under nonlinear conditions. The decrease of the coupling coefficient causes the transformation into a multistable state.