

## РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА НЕСИММЕТРИЧНЫХ СТРУКТУР ТИПА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

О. Г. Кошелев, В. П. Моденов, Е. А. Филонова

Изучению резонансных свойств волноводных структур, содержащих диэлектрик или полупроводник, посвящено значительное число работ. Это связано, во-первых, с разработками различных СВЧ устройств, таких, как фильтры, модуляторы и т. п. (см., например, [1-4]). Во-вторых, использование резонанса позволило создать высокочувствительные методы исследования диэлектрической проницаемости и поглощения веществ в СВЧ диапазоне (см., например, [5-9]). В этой связи значительный интерес представляет исследование резонанса на так называемых запертых модах [10-12]. В рассматриваемом случае благодаря асимметрии структуры волновод—диэлектрик (полупроводник) происходит перекачка значительной части мощности СВЧ из основной моды в более высокие, являющиеся запертыми для остальной части волновода. При этом по сравнению с полыми одномодовыми резонаторами поглощение СВЧ волн стенками волновода оказывает меньшее влияние на добротность.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению пропускания асимметричной резонансной структуры (см. рис. 1), состоящей из полупроводника — кремния (1) и диэлектрика — тефлона (2) в прямоугольном волноводе (3). Исследовались зависимости коэффициента пропускания ( $T$ ) для волны типа  $H_{10}$  от параметров структуры в области частот ( $F$ ), соответствующих резонансу на запертой моде типа  $H_{20}$ .

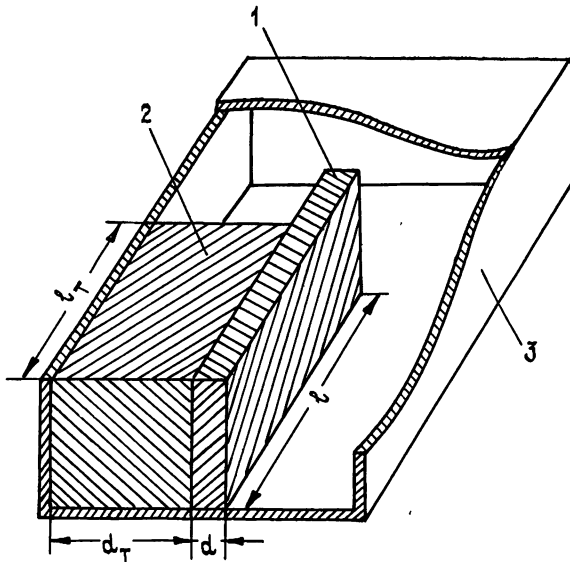


Рис. 1.

Теоретическое рассмотрение проводилось в рамках уравнений Максвелла с учетом поглощения структурой и стенками волновода. Для решения применялся ортогональный метод Галеркина [13]. При этом использовалось разложение по полной и ортогональной системе комплексных собственных функций, соответствующих несамосопряженной задаче Штурма—Лиувилля в пространстве  $\bar{L}_2$  с псевдоскалярным произведением. Численный расчет производился на ЭВМ БЭСМ-6 применительно к условиям эксперимента. При этом использовались следующие значения параметров:  $\text{Re } \epsilon = 10,54$ ,  $\text{Re } \epsilon_T = 2,02$ ,  $\text{Im } \epsilon_T = 8 \cdot 10^{-4}$ , где  $\epsilon$  и  $\epsilon_T$  — диэлектрические проницаемости кремния и тефлона; удельная проводимость стенок волновода принималась равной  $6 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . В качестве удельного сопротивления кремния ( $\rho$ ) использовались значения, соответствующие постоянному току.

Измерения проводились в диапазоне 17—26 ГГц с помощью панорамного измерителя КСВН типа Р2-66. Для регистрации спектров пропускания применялся графопостроитель типа Н-306. Размеры кремния и тефлона вдоль узкой стенки волновода равнялись его высоте (5,5 мм). Ширина волновода была 11 мм.

В качестве иллюстрации на рис. 2 линиями 1 и 2 показаны вычисленные зависимости  $T(F)$  для области резонанса на моде  $H_{20}$ , соответствующие  $\rho = 15$  и 3 кОм·см. Размеры обеих структур (в миллиметрах) были следующими:  $l = 6,7$ ,  $l_T = 0,75$ ,  $d = 1,35$ ,  $d_T = 7,35$ , где  $l$ ,  $l_T$  — длины, а  $d$ ,  $d_T$  — толщины образцов кремния и тефлона соответственно (см. рис. 1). Для сравнения на рис. 2 крестиками показаны также экспериментальные данные для структуры с параметрами, соответствующими кривой 1.

Как видно из рис. 2, на резонансной частоте ( $\bar{F}_p$ ) пропускание ( $\bar{T}_p$ ) существенно зависит от  $\rho$ . Такие изменения  $\rho$  нетрудно

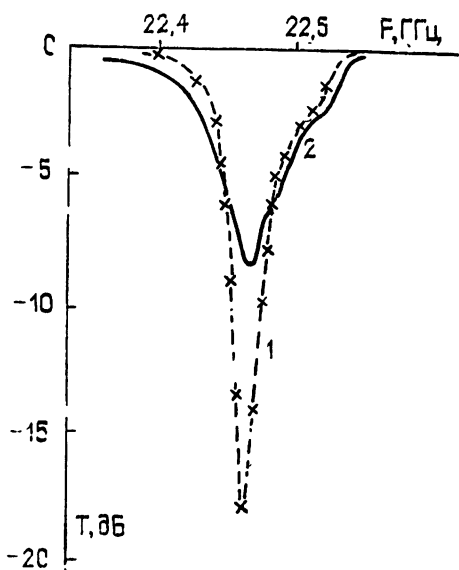


Рис. 2.

получить, освещая кремний квантами света с энергией, большей ширины запрещенной зоны. Если, например, эффективное время жизни неравновесных носителей в кремнии составляет 10 нс, то изменение  $\rho$  и, соответственно,  $T_p$  в рассматриваемых пределах может быть получено при интенсивности света около 2 мВт/см<sup>2</sup>.

На рис. 3 приведены полученные зависимости  $F_p(l)$  и  $T_p(l)$  при следующих размерах (мм) структуры:  $l_T=2$ ,  $d=2$ ,  $d_T=7,35$ . Зависимости  $F_p(l)$  соответствуют расчетная кривая 1 ( $\rho=1$  кОм·см) и экспериментальные точки, отмеченные кружками ( $\rho=1-2$  кОм·см). Расчетные зависимости  $T_p(l)$  построены для  $\rho$  (кОм·см) = 0,1 (2); 0,2 (3); 0,4 (4); 1 (5), 2 (6); 4 (7), 10 (8). Экспериментальные зависимости  $T_p(l)$  получены для значений  $\rho$  (кОм·см) 0,1 (знак +) и 1-2 (знак x). Как видно, зависимости  $F_p(l)$  и  $T_p(l)$  немонотонны. Как показали исследования, то же относится и к зависимости  $T_p(l_T)$ . Например, для  $l=6,7$  мм,  $d=1,35$  мм,  $d_T=7,35$  мм максимум кривой  $T_p(l_T)$  соответствует  $l_T=0,7-0,8$  мм. При этом значении  $l_T$  добротность резонансного пика была максимальной, равной 280 и 350 для  $\rho=3$  и 15 кОм·см соответственно.

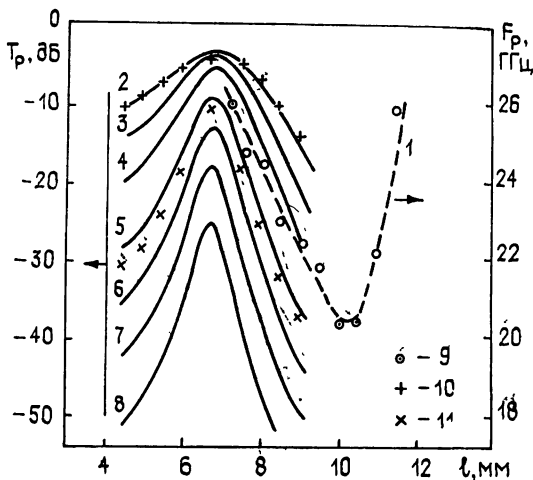


Рис. 3.

Согласие расчетных и экспериментальных данных позволяет заключить, что выбранная математическая модель является адекватной условиям эксперимента. В целом полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования резонанса на высших модах для разработки фотоуправляемых СВЧ фильтров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. International Microwave Symposium // IEEE MMT-S, Digest, 1985
2. Патент ФРГ № 1259965 кл. 21 а\* 14/01. Опубликовано. 1968 г.
3. Солганик Б. Д., Невгасимый А. Ф., Скорик Е. Т. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1978. Т. 21. № 12. С. 88.
4. Виноградов С. В., Гладун В. В., Колесников В. С., Пирогов Ю. А. // Тезисы докл. X Всесоюзной научной конференции Электроника СВЧ. — Минск, 1983. Т. 2. С. 303.
5. Поплавко Ю. М. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 1. С. 63.
6. Сб.: Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. — Томск, 1982.
7. Ковбаса А. П., Шеламов Г. Н. // Измерительная техника. 1971. № 3. С. 58.
8. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И., Попов Ю. И. // Заводская лаборатория. 1977. № 12. С. 1494.

9. Плохова Л. А., Калыгина В. М. // Микрoэлектроника. 1973. Т. 2 № 4. С. 363.
10. Кириленко А. А. // ДАН УССР. 1978. Сер. А. № 12. С. 1121.
11. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 4. С. 558.
12. Колесников В. С., Моденов В. П., Пирогов Ю. А., Свешников А. Г. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 9. С. 1841.
13. Моденов В. П. // ЖВММФ. 1987. Т. 27. № 1. С. 144.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 22 декабря 1987 г.

УДК 539 143.43

## ФОРМА ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА С УЧЕТОМ НАСЫЩЕНИЯ В ФОРМАЛИЗМЕ ФУНКЦИИ ПАМЯТИ

Э. Х. Халваши

В последнее время достигнуты определенные успехи в теоретическом исследовании формы линии магнитного резонанса с применением формализма «функции памяти» [1]. В работе [2] на основе феноменологических уравнений Блоха, обобщенных с помощью формализма функции памяти, аналитически была исследована зависимость ширины линии магнитного резонанса от насыщения переменным магнитным полем. Было получено, что ширина линии незначительно увеличивается с насыщением, что напоминает результаты теории Провоторова [3], где ширина линии также слабо зависит от насыщения. В связи с этим представляет интерес изучение изменения формы линии с насыщением с целью получения более полной картины теории насыщения в формализме «функции памяти».

В данном сообщении на основе результатов работы [2] проводятся графические изображения (численные расчеты) формы линии резонансного поглощения энергии переменного магнитного поля с учетом насыщения и соответствующего обратного фурье-преобразования.

Следуя [2] (см. выражение (6)), форму линии поглощения можно представить в виде

$$G(x, S) \sim [S + (x - D(x))^2 \exp(x^2) + \exp(-x^2)]^{-1}, \quad (1)$$

где  $S = \omega_1 T_1 [\pi M_2 / 2(\mu - 1)]^{-1/2}$  — фактор насыщения,  $x = \Delta [M_2(\mu - 1)]^{-1/2}$ ,  $D(x) = \exp(-x^2) \int_0^x dy \exp(y^2)$  — функция Досона, изменяющаяся колоколообразно в интервале (0, 0) с максимальным значением около 0,54,  $\omega_1$  — амплитуда переменного магнитного поля,  $T_1$  — время спин-решеточной релаксации,  $\mu = M_4 / M_2^2$ ,  $M_2$  и  $M_4$  — второй и четвертый моменты резонансной линии,  $\Delta = \omega - \omega_0$  — расстройка частоты переменного магнитного поля  $\omega$  относительно частоты ларморовской прецессии  $\omega_0$ .

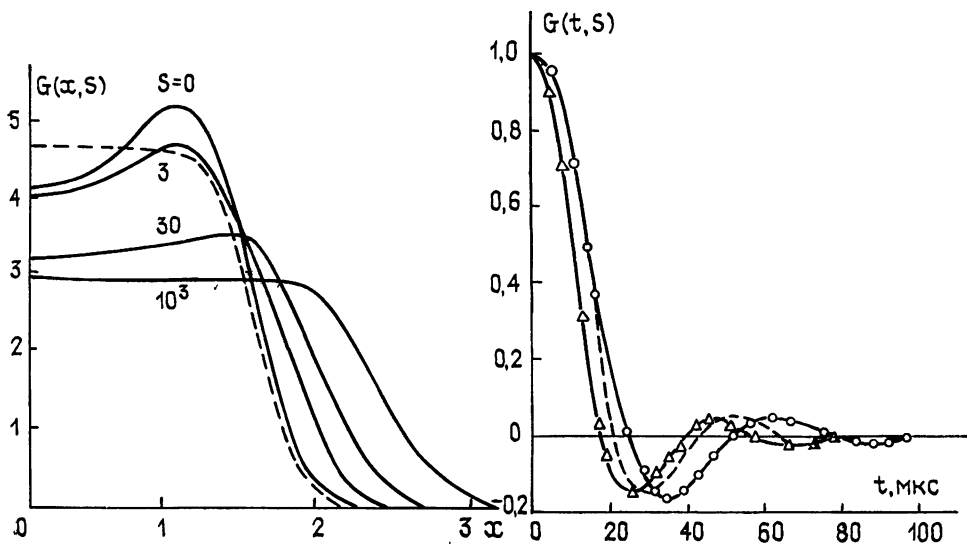


Рис. 1.

Рис. 2.