

УДК 621.372.853.4

**ЗАВИСИМОСТЬ ЗАТУХАНИЯ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДЕ, СОДЕРЖАЩЕМ  
ДВУХСЛОЙНУЮ СТРУКТУРУ ПОЛУПРОВОДНИК - ДИЭЛЕКТРИК,  
ОТ ПРОВОДИМОСТИ И ТОЛЩИНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА**

**В. И. Занин, Д. А. Усанов, В. Б. Феклистов**

Рассмотрено взаимодействие волны  $H_{10}$  - типа с двухслойной структурой полупроводник-диэлектрик конечных размеров в прямоугольном волноводе. Рассчитано затухание волны в зависимости от проводимости и толщины полупроводника. Показано, что использование структур полупроводник-диэлектрик позволяет обеспечить возможность увеличения диапазона изменения затухания при модуляции проводимости полупроводника.

При исследовании зависимости затухания волны в волноводе, содержащем полупроводниковые вставки, было обнаружено, что с увеличением проводимости и толщины полупроводника затухание волны может как увеличиваться, так и уменьшаться [1, 2]. Теоретическое описание этой зависимости проведено для случаев, когда одна полупроводниковая вставка расположена в центре волновода в плоскости или две вставки расположены симметрично относительно плоскости, проходящей через середины широких стенок волновода. При этом было показано, что на вид зависимости затухания волны от проводимости полупроводника существенным образом влияют его диэлектрические свойства [3]. Это позволяет сделать вывод, что характер зависимости затухания волны от проводимости и толщины полупроводника можно изменять, используя сочетание полупроводникового образца с диэлектрическим. Для определения параметров диэлектрика, при которых наблюдается требуемый для практических целей характер этой зависимости, необходимо проведение теоретического анализа особенностей распространения электромагнитной волны в волноводе, содержащем такую двухслойную структуру полупроводник - диэлектрик. Анализ проведем для случая, когда структура полупроводник - диэлектрик полностью заполняет

промяугольный волновод по высоте (рис. 1). Будем считать, что волновод запитывается волной  $H_{10}$ , напряженность электрического поля которой имеет только  $y$ -компоненту, заданную выражением

$$E_y^{\text{ст}} = e^{-\gamma_1 z} \sin p_1 x,$$

где

$$\gamma_1 = i(k^2 - p_1^2)^{1/2}, \quad k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad p_1 = \pi/a.$$

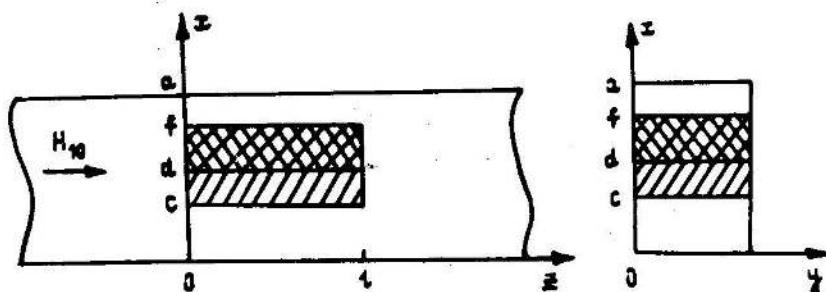


Рис. 1.

В соответствии с методикой, изложенной в работе [4], и с учетом того, что для рассматриваемого случая при взаимодействии  $H_{10}$ -волны с рассматриваемой неоднородностью возбуждаются лишь волны  $H_{s0}$ -типа, электрическое поле на различных участках волновода запишем аналогично тому, как это было сделано в работе [4], в вид

$$E_y(x, z) = E_y^{\text{ст}} + E_{\text{отр}} = e^{-\gamma_1 z} \sin p_1 x + \sum_{s=1}^{\infty} A_s e^{\gamma_s z} \sin p_s x, \quad z < 0,$$

$$E_y(x, z) = \sum_{s=1}^{\infty} E_s^+(x) e^{-\Gamma_s z} + \sum_{s=1}^{\infty} E_s^-(x) e^{\Gamma_s z}, \quad 0 < z < 1, \quad (1)$$

$$E_y(x, y) = E_{\text{пр}} = \sum_{s=1}^{\infty} C_s e^{-\gamma_s z} \sin p_s x, \quad z > 1.$$

Здесь  $E_{\text{отр}}$ ,  $E_{\text{пр}}$  —  $y$ -компоненты напряженности отраженного прошедшего полей соответственно,  $\gamma_s$  — постоянная распространения волны  $H_{s0}$  в пустом волноводе,  $p_s = s\pi/a$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$  — функции  $E_s^{\pm}(x)$ , по которым проведено разложение поля в области  $0 < z < 1$  удовлетворяют уравнениям вида

$$\frac{d^2 E_s^+}{dx^2} + (k^2 \epsilon + \Gamma_s^2) E_s^+ = 0, \quad (2)$$

где

$$\epsilon = \epsilon(x) = \begin{cases} 1, & 0 < x < c, \\ \epsilon_{pd}, & c < x < d, \\ \epsilon_{pi}, & d < x < f, \\ 1, & f < x < a, \end{cases} \quad (3)$$

$\epsilon_{pi} = \epsilon_{pp} - \frac{i\sigma(1-i\omega\tau)}{\omega\epsilon_0(1+\omega^2\tau^2)}$  - комплексная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\sigma$  - проводимость полупроводника,  $\tau$  - среднее время релаксации,  $\epsilon_{pp}$  - диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника,  $\epsilon_{pd}$  - диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Решение уравнения (2) в каждой из выделенных областей (3) с учетом граничных условий в точках  $x = 0, c, d, f, a$  приводит к трансцендентному уравнению для определения постоянных распространения  $\Gamma_s$ :

$$\frac{(\operatorname{tgr}_s c/r_s) + (\operatorname{tgg}_s (d-c)/q_s)}{(q_s/r_s) \operatorname{tgr}_s c \operatorname{tgg}_s (d-c) - 1} + \frac{(\operatorname{tgt}_s (f-d)/t_s) + (\operatorname{tgr}_s (a-f)/r_s)}{(t_s/r_s) \operatorname{tgt}_s (f-d) \operatorname{tgr}_s (a-f) - 1} = 0, \quad (4)$$

$$\text{где } r_s^2 = k^2 + \Gamma_s^2, \quad q_s^2 = k^2 \epsilon_{pd} + \Gamma_s^2, \quad t_s^2 = k^2 \epsilon_{pi} + \Gamma_s^2.$$

Поперечное распределение напряженности электрического поля в области  $0 < z < l$  может быть представлено в виде

$$E_s^+(x) = B_s^+ U_s(x), \quad (5)$$

где функции  $U_s(x)$  определяются выражениями

$$U_s(x) = \begin{cases} \frac{q_s}{r_s \cos r_s c} \sin r_s x, & 0 < x < c, \\ \sin q_s (x-c) + b_s \cos q_s (x-c), & c < x < d, \\ G_s \sin t_s (x-d) + Q_s \cos t_s (x-d), & d < x < f, \\ [G_s \sin t_s (f-d) + Q_s \cos t_s (f-d)] \frac{\sin r_s (a-x)}{\sin r_s (a-f)}, & f < x < a, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$b_s = \frac{q_s}{r_s} \operatorname{tg} r_s c, \quad G_s = -\frac{q_s}{r_s} [\cos q_s(d - c) - b_s \sin q_s(d - c)],$$

$$Q_s = \sin q_s(d - c) + b_s \cos q_s(d - c).$$

Амплитуды  $B_s^+$  прямых и обратных волн можно определить из системы алгебраических уравнений (7), которая получается при использовании граничных условий для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границах раздела при  $z = 0, 1$  с учетом (1), (5), (6):

$$\sum_{s=1}^{\infty} M_{sm} \frac{B_s^+}{\gamma_s - \Gamma_s} + \sum_{s=1}^{\infty} M_{sm} \frac{B_s^-}{\gamma_s + \Gamma_s} = 2\gamma_m \delta_{1m}, \quad (7)$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} M_{sm} \frac{B_s^+}{\gamma_s + \Gamma_s} e^{-\Gamma_s l} + \sum_{s=1}^{\infty} M_{sm} \frac{B_s^-}{\gamma_s - \Gamma_s} e^{\Gamma_s l} = 0,$$

где  $m = 1, 2, \dots$ ,  $\delta_{1m} = 0$  при  $m \neq 1$ ,  $\delta_{11} = 1$ , а коэффициенты  $M$  определяются выражением

$$M_{sm} = k^2 (\epsilon_{pd} - 1) \frac{2}{a} \int_c^d [\sin q_s(x - c) + b_s \cos q_s(x - c)] \sin p_m x dx + \\ + k^2 (\epsilon_n - 1) \frac{2}{a} \int_d^f [G_s \sin t_s(x - f) + Q_s \cos t_s(x - f)] \sin p_m x dx. \quad (8)$$

С учетом того, что в рассматриваемой системе вдали от неоднородности может распространяться лишь волна  $H_{10}$ , получим выражение для коэффициента прохождения  $T$  в виде

$$T = \left| \frac{E_{\text{пр}}}{E_y^{\text{ст}}} \right| = \left| \frac{1}{2\gamma_1} \sum_{s=1}^{\infty} M_{s1} \left( \frac{B_s^+}{\gamma_1 - \Gamma_s} e^{-\Gamma_s l} + \frac{B_s^-}{\gamma_1 + \Gamma_s} e^{\Gamma_s l} \right) \right|. \quad (9)$$

Отметим, что для проведения расчета  $T$  по формуле (9) необходимо предварительно определить  $\Gamma_s$  (4) и  $B_s^+$  (7). Численное решение дисперсионного уравнения (4) проводилось методом сведения его к дифференциальному уравнению первого порядка

$$\frac{d\Gamma_s}{d\alpha} = - \frac{\partial F}{\partial \alpha} / \frac{\partial F}{\partial \Gamma_s} \quad (10)$$

и последующим интегрированием этого уравнения методом Рунге - Кутта аналогично тому, как это предложено, например, в работах [5, 6]. Здесь  $F(\Gamma_s, \alpha)$  представляет левую часть уравнения (4),  $\Gamma_s$  - подлежащий определению корень уравнения,  $\alpha$  - один из параметров, от которых зависит  $\Gamma_s$ .

Использовалась следующая схема расчета постоянных распространения  $\Gamma_s$ . Сначала параметр  $\alpha$ , в качестве которого была выбрана проводимость полупроводника  $\sigma$ , принимался равным нулю, что соответствует частичному заполнению волновода двумя прилегающими друг к другу слоями с проницаемостями  $\epsilon_{pd}$  и  $\epsilon_{pl}$ . В этом случае уравнение (4) решалось численно с использованием алгоритма, сочетающего метод бисекции с методом секущих [7]. Найденные корни уравнения использовались в качестве начальных приближений при интегрировании уравнения (10). Отметим, что достоинством описываемой процедуры поиска корней трансцендентного уравнения (4) при  $\sigma = 0$  является решение проблемы выбора начальных значений искомых корней, а также возможность слежения за изменением постоянных распространения отдельных мод в процессе перехода от структуры диэлектрик - диэлектрик к структуре полупроводник - диэлектрик и определения того, какие моды дают основной вклад при описании характеристик распространения волны на участке с неоднородностью. Пример эволюции трансформации мод при изменении проводимости полупроводника показан на рис. 2. Расчет проводился для случая, когда полупроводниковый образец из  $p$ -InSb располагался симметрично относительно середины широкой стенки волновода (сечением  $7,2 \times 3,4 \text{ mm}^2$ ), относительная проницаемость диэлектрика полагалась равной  $\epsilon_{pd} = 30$ , значения  $c/a$ ,  $L/a$ ,  $t/a$ ,  $\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  полагались равными соответственно  $0,45; 0,499; 0,501; 5,2$ .

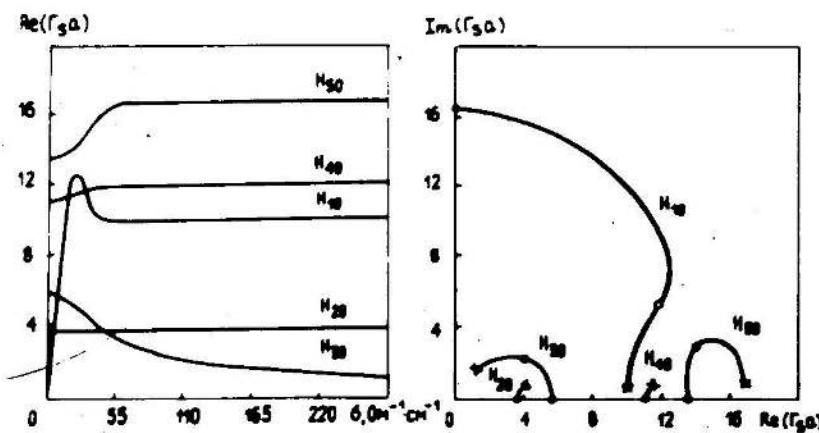


Рис 2

Точки  $\sigma = 0$ , кружки -  $\sigma = 2,75 \text{ Oм}^{-1}\text{см}^{-1}$ ,  
крестики -  $\sigma = 275 \text{ Oм}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

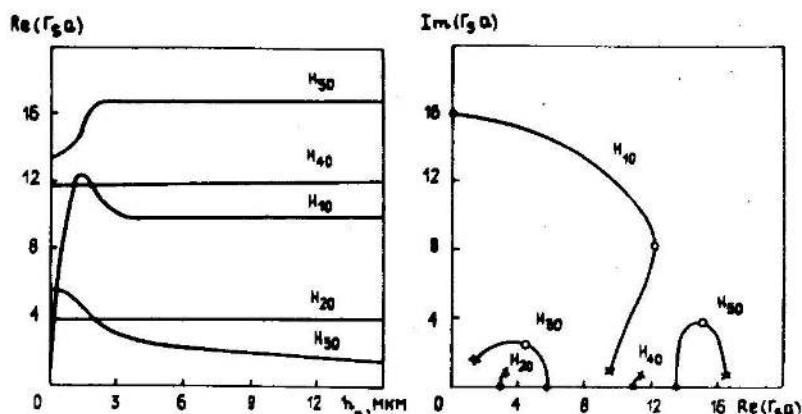


Рис. 3.

Точки  $h_{\Pi} = 0$ , кружки -  $h_{\Pi} = 1,44$  мкм, крестики -  $h_{\Pi} = 14,4$  мкм.

Для того чтобы выяснить поведение характеристик распространения волны в зависимости от толщины полупроводника  $h_{\Pi} = f - d$ , она задавалась в качестве параметра  $\alpha$  с выбором, аналогично предыдущему случаю, в качестве исходного пункта расчета значения  $\alpha = 0$  и последующим интегрированием уравнения (10) при неизменной толщине диэлектрика и сохранении симметрии расположения полупроводника относительно середины широкой стенки волновода. Результаты расчета для этого случая приведены на рис. 3. Полученные таким образом значения  $\Gamma_s$  использовались для определения с помощью приведенных выше соотношений зависимости ослабления волны от проводимости (рис. 4, 9) и толщины (рис. 5) полупроводника. Расчет проводился для случая, когда  $l/a = 0,56$ . При расчете, кроме волны основного типа, учитывались десять высших типов волн. Достаточность выбора указанного количества учитываемых типов волн для получения графической точности подтверждается результатами исследования внутренней сходимости алгоритма. На рис. 6 изображены рассчитанные зависимости коэффициентов прохождения  $K_{\text{прох}}$  и отражения  $K_{\text{отр}}$  (по мощности) от количества учитываемых типов волн  $N_s$ . Анализ сходимости проводился в случае двухслойной структуры, для которой результаты расчета зависимости ослабления от проводимости приведены на рис. 4. Рис. 6а иллюстрирует внутреннюю сходимость для  $\sigma = 0$ ; результаты, приведенные на рис. 6б, соответствуют значению  $\sigma$ , при котором наблюдается максимальное затухание (кривая 1, рис. 4).

Тестирование используемой в статье программы было проведено путем сравнения результатов проведенных с ее помощью расчетов характеристик взаимодействия СВЧ волны с полупроводниковым стержнем в волноводе с аналогичными характеристиками, определенными теоретически и экспериментально авторами работ [4, 8 - 10]. При этом

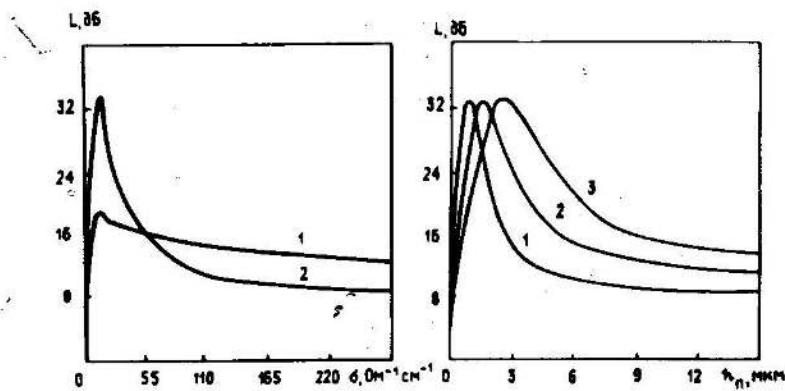


Рис. 4.

Рис. 4.  $h_p = 14.4 \mu\text{мм}$ ; 1 -  $h_g = 0$ ; 2 -  $h_g = 352.8 \mu\text{мм}$ .

Рис. 5.  $h_g = 352.8 \mu\text{мм}$ ; 1 -  $\sigma = 275 \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$ ;  
2 -  $\sigma = 140 \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$ ; 3 -  $\sigma = 83 \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$ .

диэлектрическая проницаемость одного из слоев двухслойной структуры принималась равной 1. На рис. 7 приводятся результаты проведенных расчетов продольного распределения поля в плоскости, проходящей через середину стержня для двух его положений в волноводе. Сравнение с приведенными на этих же рисунках результатами расчета и эксперимента, полученными авторами работ [8; 10], свидетельствуют об их хорошем совпадении. Отклонение результатов расчета от эксперимента не превышает погрешности измерений на СВЧ.

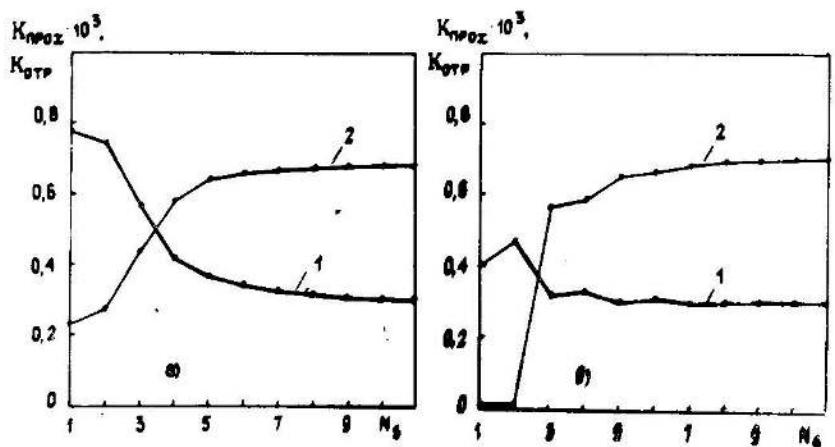


Рис. 6.

1 -  $K_{\text{отр}}$ ; 2 -  $K_{\text{прок}}$ .

Как следует из результатов, приведенных на рис. 4, наложение диэлектрика на боковую сторону тонкого полупроводникового образца приводит к сдвигу максимума зависимости ослабления  $L$  от проводимости полупроводника  $\sigma$  в сторону больших значений  $\sigma$  с одновременным увеличением крутизны  $dL/d\sigma$  в области немонотонной зависимости  $L$  от  $\sigma$ . При этом наблюдается также заметное увеличение максимального

достижимого ослабления. Наряду с расчетом ослабления волны рассчитывалось также распределение СВЧ-поля в плоскости  $z = 1/2$  для различных значений проводимости полупроводника. Из результатов расчета распределения поля, приведенных на рис. 8, следует, что при наличии диэлектрика СВЧ-поле концентрируется вблизи поверхности полупроводника. Следствием этого является повышение эффективности взаимодействия электромагнитной волны с полупроводником.

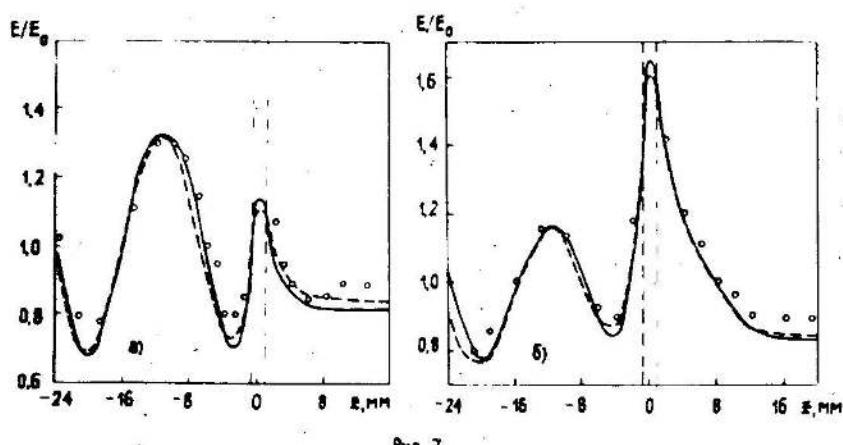


Рис. 7.

- а) Стержень расположен в центре волновода;  
б) Стержень расположен на расстоянии  $a/4$  от узкой стенки.  
Сплошные кривые - расчет по изложенной в статье методике;  
пунктирные кривые - расчет [10]; кружки - эксперимент [8].  
Положение стержня отмечено пунктиром.

На рис. 9 приведены также результаты расчета, иллюстрирующие влияние диэлектрика на характеристики волны в волноводе, содержащем полупроводник повышенной толщины.

Из результатов следует, что в отсутствие диэлектрика (кривая 1) при изменении  $\sigma$  в широком интервале значений ослабление практически не изменяется. При использовании же структур полупроводник - диэлектрик зависимость  $L$  от  $\sigma$  становится ярко выраженной при той же толщине полупроводника. Отметим также, что при приведенных результатах расчета следует, что при неизменной толщине полупроводника максимальное ослабление уменьшается с увеличением толщины диэлектрика, что объясняется смещением максимума распределения электрической компоненты поля при этом от границ полупроводника вглубь диэлектрика и уменьшением эффективности взаимодействия с ним волны.

Таким образом показано, что использование структуры полупроводник - диэлектрик позволяет обеспечить возможность увеличения диапазона изменения затухания при модуляции проводимости

полупроводника, в том числе при использовании полупроводниковых образцов повышенной толщины.

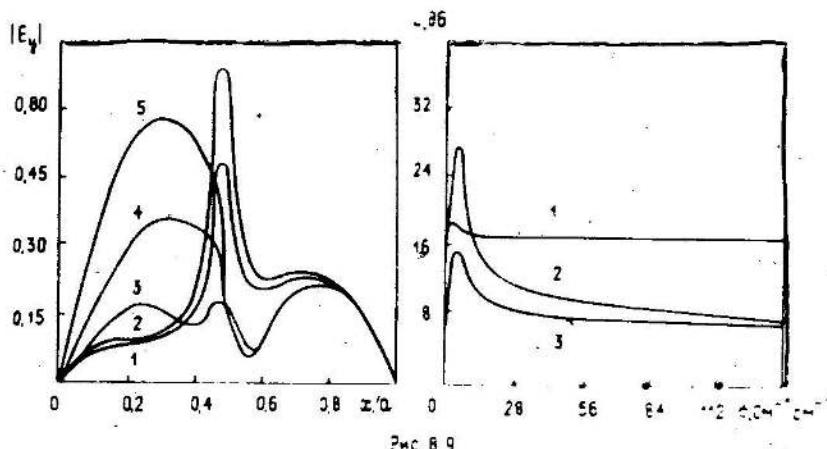


Рис. 8.  $h_{\Pi} = 14,4 \text{ мкм}$ ,  $h_g = 352,8 \text{ мкм}$ ; 1 -  $\sigma = 0$ .

2 -  $\sigma = 2,75 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , 3 -  $\sigma = 13,75 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

4 -  $\sigma = 30,25 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , 5 -  $\sigma = 52,25 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

Рис. 9.  $h_{\Pi} = 72 \text{ мкм}$ ; 1 -  $h_g = 0$ , 2 -  $h_g = 576 \text{ мкм}$ , 3 -  $h_g = 684 \text{ мкм}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Усанов Д. А., Вагарин А. Ю. //Радиотехника и электроника. 1975. Т.20. № 6. С.1264.
2. Герштейн Г. М., Усанов Д. А., Усов Н. Ю. //Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т.27. № 5. С.9.
3. Герштейн Г. М., Усанов Д. А., Усов Н. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т.31. № 12. С.1531.
4. Никишов В. Н., Яровой Г. П. //Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 11. С.2133.
5. Будагян И. Ф., Мировицкий Д. И., Пономаренко В. Н. //Радиотехника. 1983. № 2. С.66.
6. Зайцев В. В., Занин В. И., Тяпухин П. В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. Вып. 3. С. 27.
7. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машины методы математических вычислений. - М.:Мир, 1980. - 279 с.
8. Денис В. И., Каружа Я. А., Книшевская Л. В., Ярмалис М. М. //Радиотехника и электроника. 1975. Т.20. № 2. С. 360.
9. Усанов Д. А., Буренин П. В., Безменов А. А. //Радиотехника и электроника. 1977. Т.22. № 10. С. 2199.
10. Книшевская Л. В., Котов М. Н., Ярмалис М. М. //Радиотехника и электроника. 1980. Т.25. № 1. С. 197.