

Об.2; 09

### АЗИМУТАЛЬНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В КООКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Н.А. А зар ен ко в, А.Н. К он д р а т е н ко,  
К.Н. О с т р и ко в

Слоистые полупроводниковые структуры являются объектом интенсивных исследований в связи с их различными применениями в электронике СВЧ [1-3]. Их ограниченность позволяет реализовать в системах, кроме объемных волн и волны поверхностного типа, локализованные вблизи границ и распространяющиеся вдоль них. Важными для различных приложений особенностями обладает структура, представляющая собой полупроводниковый слой, помещенный во внешнее постоянное магнитное поле и ограниченный металлическими пластинами. В ней могут существовать невзаимные поверхностные волны (ПВ), локализованные вблизи границ и распространяющиеся в противоположных направлениях поперек магнитного поля. При этом фазовые скорости ПВ не зависят от размеров слоя [4]. Если такую структуру модифицировать в коаксиальный резонатор с полупроводниковым заполнением, то она может служить эффективным фазовращающим устройством.

Исследуемая структура состоит из двух коаксиальных металлических цилиндров радиусов  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\beta > \alpha$ ). Пространство  $\alpha < r < \beta$  заполнено полупроводником  $n$ -типа, помещенным во внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$ , направленное вдоль оси цилиндров. Будем рассматривать азимутальные поверхностные волны (АПВ), распространяющиеся поперек  $\vec{H}_0$ , т.е. зависимость всех возмущений выбираем в виде  $A(\vec{r}, t) = A(r) \exp[i(m\varphi - \omega t)]$ ,  $\varphi, m$  - азимутальный угол и число,  $\omega$  - частота волны.

Дисперсионное уравнение АПВ в исследуемой структуре имеет вид:

$$\Delta_2(\alpha) \Delta_1(\beta) = \Delta_1(\alpha) \Delta_2(\beta), \quad (1)$$

где

$$\Delta_1(r) = \frac{\partial}{\partial r} [K_{m+1}(\alpha r) + K_{m-1}(\alpha r)] - \frac{m}{r} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} K_m(\alpha r), \quad (2)$$

$$\Delta_2(r) = \frac{\partial}{\partial r} [I_{m+1}(\alpha r) + I_{m-1}(\alpha r)] + \frac{m}{r} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} I_m(\alpha r),$$

$$\alpha^2 = k^2 \frac{\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2}{\varepsilon_1}, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \frac{\Omega_e^2}{\omega_e^2 - \omega^2}, \quad \varepsilon_2 = -\frac{\omega_e}{\omega} \frac{\Omega_e^2}{\omega_e^2 - \omega^2}, \quad \omega_e = \frac{eH_0}{Mc},$$

$\Omega^2 = 4\pi e^2 n_0 M^{-1}$ ,  $k = \omega c^{-1}$ ,  $I_n(x)$ ,  $K_n(x)$  - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда  $n$ -го порядка,  $e$ ,  $M$ ,  $n_0$  - заряд, эффективная масса и концентрация электронов,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника,  $c$  - скорость света. Уравнение (1) при произвольных соотношениях между параметрами задачи можно исследовать только численными методами, но качественное представление о свойствах рассматриваемых АПВ можно получить аналитически в предельных случаях. Из (1) можно получить дисперсионные уравнения волн на границах  $r=a(b)$  в отсутствие внешнего (внутреннего) металлического цилиндра. Они имеют вид

$$\Delta_1(a) = 0 \quad (r=a), \quad \Delta_2(b) = 0 \quad (r=b). \quad (3)$$

Из уравнений (2), (3) видно, что азимутальные поверхностные волны являются невзаимными и существуют в диапазонах частот

$$\omega < \min(\omega_{11} - \omega_e, \omega_e), \quad \omega_1 < \omega < \omega_{11},$$

$$\text{где } \omega_1^2 = \omega_e^2 + \Omega_e^2 \epsilon_0^{-1}, \quad \omega_{11} = \frac{\omega_e}{2} + \left[ \frac{\omega_e^2}{4} + \Omega_e^2 \epsilon_0^{-1} \right]^{1/2}.$$

В первом диапазоне их азимутальные волновые числа положительны для АПВ на внешнем цилиндре и отрицательны на внутреннем. Во втором диапазоне  $m < 0$  для АПВ на границе  $r=b$  и  $m > 0$  для АПВ на границе  $r=a$ . Полученные нами диапазоны существования волн являются обобщением результатов работ [5, 6] на случай плазмы полупроводника  $n$ -типа.

Оценим характерную глубину проникновения исследуемых волн в плотной ( $\Omega_e^2 \omega_e^{-2} \gg \epsilon_0$ ), бесстолкновительной ( $\omega \gg \nu$ ) полупроводниковой плазме. В образце  $n$ -PbTe ( $n_0 = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_0 = 400$ ,  $M = 10^{-29} \text{ г}$ ,  $\nu = 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ), помещенном в магнитное поле  $H_0 = 4 \text{ кЭ}$  для АПВ с частотой  $\omega = \frac{\omega_e}{3}$  глуби-

на проникновения составляет  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , а в кристалле  $n$ -InSb ( $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_0 = 16$ ,  $M = 1.5 \cdot 10^{-29} \text{ г}$ ,  $\nu = 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ) при  $H_0 = 5.5 \text{ кЭ}$  для АПВ с  $\omega = 1.2 \omega_e - 1.25 \times 10^{-3} \text{ см}$ . Из приведенных оценок видно, что при радиусах внутреннего цилиндра вплоть до  $a \sim 10^{-2} \text{ см}$  достаточно хорошо выполняются неравенства  $xa \gg 1$ ,  $xb \gg 1$ . При выполнении вышеуказанных неравенств и конечных  $|m|$  дисперсионное уравнение (1) принимает вид

$$\left( \chi + \frac{m}{b} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \left( \chi - \frac{m}{a} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) = \left( \chi - \frac{m}{b} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \left( \chi + \frac{m}{a} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \exp(-2\chi\delta), \quad (4)$$

где  $\delta = b - a$ . Из (4) видно, что волновые возмущения, имеющие максимальные амплитуды на границах  $r=a, b$ , оказываются связанными (параметр связи-правая часть уравнения). Решение (4) в диапазоне частот  $\omega < \omega_e$  в плотной полупроводниковой плазме

имеет вид

$$\omega = -\frac{m\omega_e}{2\chi} \frac{\delta}{ba} \gamma \left[ 1 - \frac{m}{|m|} \sqrt{1 + \frac{4ab}{\delta^2} \gamma^2} \right], \quad (5)$$

где  $\chi \approx \Omega_e c^{-1}$ ,  $\gamma = [1 + \exp(-2\chi\delta)][1 - \exp(-2\chi\delta)]^{-1}$ .  
Из (5) видна зависимость частоты волн от знака азимутального волнового числа: частота АПВ на границе  $r=a$  ( $m < 0$ ) больше частоты АПВ на границе  $r=b$  ( $m > 0$ ). Это говорит о том, что при учете связи волновых возмущений, локализованных вблизи внутренней и внешней границ резонатора, невзаимный характер распространения АПВ сохраняется. Если толщина полупроводниковой прослойки  $\delta$  такова, что выполняется неравенство  $\chi\delta \gg 1$ , то параметр связи волн экспоненциально мал и (4) преобразуется в дисперсионное уравнение для двух независимых невзаимных волн в квазиплоском случае. В этом случае (5) дает 2 решения для частот АПВ на границе  $r=a$   $\omega = -(m\omega_e)(\chi a)^{-1}$ ,  $m < 0$  и  $r=b$   $\omega = (m\omega_e)(\chi b)^{-1}$ ,  $m > 0$ , совпадающие с соответствующими выражениями работы [6]. При этом для фиксированного угла  $\varphi$  фазы АПВ с одинаковыми частотами на разных границах резонатора будут отличаться на  $2m\varphi$ . С изменением  $\varphi$  фазовращение происходит в противоположных направлениях на разных границах. Использование рассматриваемых резонаторов АПВ позволяет получать сигнал с любой необходимой фазой, а также одновременно снимать любое количество сигналов с заранее заданной фазовой расстройкой. При выполнении условия  $\chi\delta \ll 1$  волны в системе нельзя считать независимыми [7], как это было при  $\chi\delta \gg 1$ , поскольку в этом случае параметром связи волн пренебречь нельзя. При  $\chi\delta \ll 1$  решение (5) имеет вид

$$\omega = \frac{|m| \omega_e}{\chi \sqrt{ba}} \left( 1 - \frac{\text{sign } m}{\chi \sqrt{ab}} + \frac{1}{32\chi^2 ba} \right). \quad (6)$$

Из (6) видно, что реализующуюся волновую структуру нельзя разделить на волновые возмущения, локализованные на противоположных границах, т.к. в тонком слое нормальная составляющая электрического поля АПВ практически постоянна во всем слое. В этом случае в резонаторе существуют распространяющиеся по азимуту волновые возмущения с равными амплитудами на разных границах и частотами, зависящими от направления распространения (знака  $m$ ). Это позволяет снимать сигналы с необходимым фазовым и частотным сдвигами с одной границы.

Таким образом, в настоящем сообщении рассмотрены дисперсионные свойства азимутальных поверхностных волн в коаксиальном полупроводниковом резонаторе, помещенном во внешнее магнитное поле. Определены области существования АПВ по частоте и характерные глубины проникновения волн. Показана возможность получения сигналов одинаковой частоты с любой фазой и фазовым рассог-

ласованием. Указаны условия, при которых в резонаторе существуют волновые возмущения с частотами, зависящими от направления распространения.

Авторы благодарны В.И. Ткаченко и А.Я. Кириченко за полезные обсуждения.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1984. 192 с.
- [2] Пожела Ю.К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
- [3] Бразис Р.С. // Лит. физ. сборник. 1981. Т. 21. № 1. С. 73-117.
- [4] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Мельник В.Н., Олефир В.П. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 11. С. 2195-2201.
- [5] Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 5. С. 1031-1035.
- [6] Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 2. С. 296-299.
- [7] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н. В кн.: Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниками и полупроводниково-диэлектрическими структурами. Труды Ш всес. школы-семинара. Саратов, 1988. Саратов: СГУ, 1988, ч. 2, с. 67-68.

Харьковский государственный  
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15 вып. 14

26 июля 1989 г.

01; 06.3; 07

### ЛУЧЕВОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЗАТУХАНИЯ (УСИЛЕНИЯ) НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД ПЯТИСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

П.В. Адамсон

Четырех- и пятислойные плоские диэлектрические волноводные структуры нашли ряд ценных применений как в интегральной оптике, так и в полупроводниковых гетероплазерах [1, 2]. Поэтому методы расчета их характеристик, в частности затухания мод, представляют значительный интерес, тем более, что развитие в электромагнитной теории диэлектрических волноводов методы не