

ской области модели соответственно — выбираются из условия требуемой точности расчета, которая оценивается по степени выполнения закона сохранения энергии.

$$\Gamma + T = 1,$$

где  $\Gamma$  и  $T$  — соответственно коэффициенты отражения и пропускания по мощности сечения  $z=0$ .

Исследование сходимости решения показывает, что для типичных размеров датчиков, приведенных на рис. 2а и рис. 2б, при  $L=40$  и  $N=100$  закон сохранения выполняется с погрешностью, не превышающей  $10^{-4}$  %.

Решение системы (6) позволяет определить амплитуды пространственных гармоник падающей и отраженной волн в любой частичной области модели, т. е. решить задачу о распределении полей в электродинамической системе и рассчитать все реально измеряемые характеристики датчиков, описываемых данной моделью, как функции электрофизических параметров исследуемой многослойной структуры.

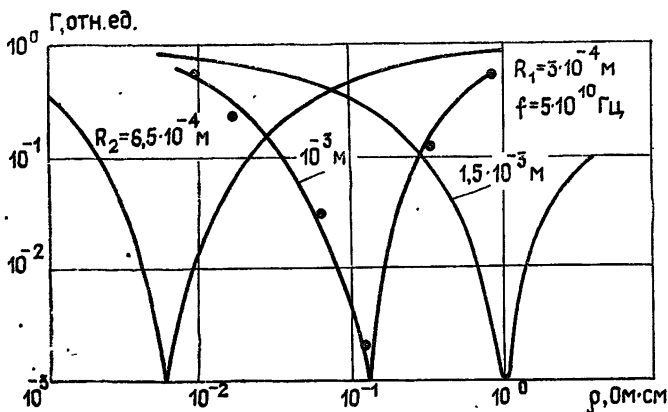


Рис. 3.

В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены графики зависимости коэффициента отражения по мощности от величины удельного сопротивления исследуемых полупроводниковых образцов из кремния для накладного датчика коаксиального типа, приведенного на рис. 2а. Из графиков видно, что подбором размеров датчика можно регулировать диапазон измеряемых значений удельного сопротивления исследуемых образцов. Кроме того, теоретические зависимости на рис. 3 нашли хорошее экспериментальное подтверждение при измерении эталонных образцов из кремния (набор К—14—80) датчиком с размерами  $R_1 = 3 \cdot 10^{-4}$  м,  $R_2 = 10^{-3}$  м.

Заметим в заключение, что приведенный в настоящей работе расчет может служить основой как для разработки методики измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов, так и для синтеза интерференционных элементов для коаксиально-волноводных переходов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974, с. 83.
2. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — Электронная техника. Сер. I, 1981, вып. 4, с. 48.
3. Ягудин Г. Х. — Электронная техника. Сер. II, 1967, вып. 2, с. 129.
4. Парватов Г. Н. Волноводно-резонаторный метод измерения параметров диэлектриков и полупроводников. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. — Томск: Гос. ун-т, 1982, с. 62.
5. Калиткин А. А. Численные методы. — М.: Наука, 1978, с. 127.

Сибирский физико-технический институт  
при Томском университете

Поступила в редакцию  
23 июля 1985 г.

УДК 533.9.01:621.315.59

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ РЕШЕТКИ

А. В. Семенов

Осуществление неустойчивостей объемных оптических колебаний решетки, обусловленных дрейфом носителей заряда в полярных полупроводниках [1], связано со значительными трудностями, которые во многом определяются ограничением дрейфо-

вой скорости в твердом теле значениями порядка  $c \cdot 10^{-3}$ . Поэтому представляет интерес взаимодействие поверхностных оптических колебаний в ограниченных твердых телах с электронными потоками в вакууме. Аналогичный механизм усиления поверхностных плазменных колебаний рассмотрен в работе [2].

Пусть электронный поток в вакууме ( $x > 0$ ) и внешнее магнитное поле направлены параллельно поверхности твердого тела ( $x < 0$ ) вдоль оси  $Z$ . Рассмотрим поверхностные ТМ-волны вида  $\exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)]$ , для которых переменное магнитное поле при  $k_z \gg \omega/c$  пренебрежимо мало по сравнению с электрическим (квазипотенциальные колебания). Предполагая поток нерелятивистским ( $v_0 \ll c \cdot 10^{-1}$ ) и учитывая, что неустойчивость имеет место для волновых чисел  $k_z \gg \omega/v_0$ , условие квазистатического приближения будем считать выполняющимся.

Выражение для поперечных волновых чисел поверхностной волны на границе анизотропных сред с тензорами диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}^{(1)}$  и  $\hat{\epsilon}^{(2)}$  в квазистатическом приближении следует из уравнения

$$(k_x^{(m)})^2 \epsilon_{xx}^{(m)} + k_z^2 \epsilon_{zz} = 0 \quad (1)$$

( $\nabla D = 0$ , где  $D = \hat{\epsilon} E$  — индукция) в каждой из сред ( $m = 1, 2$ ) и имеет вид

$$k_x^{(m)} = \pm i k_z (\epsilon_{zz}^{(m)} / \epsilon_{xx}^{(m)})^{1/2}. \quad (1a)$$

Граничное условие непрерывности нормальной составляющей индукции приводит к уравнению

$$k_x^{(1)} \epsilon_{xx}^{(1)} = k_x^{(2)} \epsilon_{xx}^{(2)}. \quad (2)$$

Система трех уравнений ((1) при  $m = 1, 2$  и (2)) относительно  $\omega$ ,  $k_z$ ,  $k_x^{(1)}$  и  $k_x^{(2)}$  имеет решения как с убывающими, так и с нарастающими при удалении от границы амплитудами полей. Истинные (убывающие) поверхностные волны находятся из условий

$$\text{Im } k_x^{(1)} < 0, \quad \text{Im } k_x^{(2)} > 0, \quad (3)$$

остальные же решения должны быть отброшены, как не отвечающие физической реальности [3]. Исключая  $k_x^{(1,2)}$  из системы (1), (2), получаем дисперсионное уравнение

$$\epsilon_{xx}^{(1)} \epsilon_{zz}^{(1)} = \epsilon_{xx}^{(2)} \epsilon_{zz}^{(2)}, \quad (4)$$

также содержащее лишние корни, отделить которые от истинных поверхностных волн аналитически (без использования дополнительного условия (3), либо его следствий) в общем случае невозможно. Это удается сделать лишь в случае границы двух изотропных сред, когда (4) сводится к виду

$$\epsilon^{(1)} = \pm \epsilon^{(2)}, \quad (4a)$$

где истинным решениям соответствует знак « $\rightarrow$ » [3].

Поперечная и продольная проницаемости электронного пучка равны

$$\epsilon_{xx}^{(1)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_z v_0)^2 - \omega_c^2}, \quad \epsilon_{zz}^{(1)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_z v_0)^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_p$  и  $\omega_c$  — соответственно плазменная и циклотронная частоты пучка. Если частота оптических колебаний  $\omega_0$  много больше плазменной частоты свободных носителей в твердом теле, влиянием последних на рассматриваемую неустойчивость можно пренебречь и учитывать лишь скалярную решеточную проницаемость  $\epsilon_{xx}^{(2)} = \epsilon_{zz}^{(2)} = \epsilon_L(\omega)$  в виде [3]

$$\epsilon_L(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + i\Gamma\omega/\omega_0^2}, \quad (6)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_\infty$  — диэлектрические проницаемости решетки соответственно при  $\omega \ll \omega_0$  и  $\omega \gg \omega_0$ , а  $\Gamma$  — параметр собственного затухания оптических колебаний.

В безразмерных переменных  $\Omega = \omega/\omega_0$ ,  $q = k_z v_0/\omega_0$ ,  $\alpha = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty)/\epsilon_\infty$ ,  $\sigma = \omega_p/\omega_0 \epsilon_\infty^{1/2}$ ,  $u = \omega_c/\omega_0$ ,  $\gamma = \Gamma/\omega_0$  уравнение (4) с учетом (5), (6) запишется (при  $\gamma = 0$ ) в виде

$$\left(1 + \frac{\alpha}{1 - \Omega^2}\right)^2 = \left[\epsilon_\infty^{-1} - \frac{\sigma^2}{(\Omega - q)^2 - u^2}\right] \left[\epsilon_\infty^{-1} - \frac{\sigma^2}{(\Omega - q)^2}\right]. \quad (7)$$

Представим уравнение (7) в форме связанных волн. Для этого следует найти несвязанные волны, поддерживаемые твердым телом и электронным потоком. Устремляя  $\alpha$  и  $\sigma$  в (7) по отдельности к нулю, получаем уравнения для несвязанных решений типа поверхностных оптических колебаний  $\Omega^2 = \Omega_{1,2}^2$  и поверхностных гибридных пучковых волн  $(\Omega - q)^2 = h_{1,2}^2$ , где

$$l_{1,2}^2 = 1 + \frac{\alpha}{1 \pm \epsilon_{\infty}^{-1}}, \quad h_{1,2}^2 = \frac{u^2}{2} - \frac{\sigma^2}{\epsilon_{\infty} - \epsilon_{\infty}^{-1}} \pm \sqrt{\frac{u^4}{4} + \frac{\sigma^4}{(1 - \epsilon_{\infty}^{-2})^2}}.$$

Неустойчивые решения будем рассматривать в области синхронизма несвязанных истинных поверхностных волн, определяемых на основании условия (3). В случае чисто действительных корней (3) сводится к условию

$$\operatorname{sgn} [\epsilon_{xx}^{(1)}] = \operatorname{sgn} [\epsilon_{zz}^{(1)}] = -\operatorname{sgn} [\epsilon_L(\omega)], \quad (8)$$

которому из несвязанных решений удовлетворяют лишь  $\Omega^2 = l_1^2$  (может быть получено также, благодаря изотропности  $\epsilon_L(\omega)$ , непосредственно из (4а) [3]), а при

$$u^2 < \sigma^2 \epsilon_{\infty} \quad (9)$$

также  $(\Omega - q)^2 - h_1^2 = 0$ .

При выполнении (9) имеет место неустойчивость, обусловленная активным взаимодействием поверхностных оптических колебаний  $\Omega = l_1$  с медленной поверхностной гибридной волной электронного потока  $\Omega - q + h_1 = 0$ . Инкремент неустойчивости достигает максимума в точке синхронизма и находится из уравнения (7) как коэффициент связи двух волн в этой точке

$$A_0 = [h_1(l_1^2 - 1)/4l_1]^{1/2}. \quad (10)$$

С учетом собственного затухания оптических колебаний (декремент равен  $\gamma/2$ ) инкремент имеет вид [4]

$$A = (A_0^2 + \gamma^2/4)^{1/2} - \gamma/4. \quad (11)$$

Наиболее подходящими для осуществления неустойчивости являются материалы с частотами  $\omega_0$  в диапазоне от  $5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup> (Sn Te) до  $5 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> (Ga As) [3], поскольку на более низких частотах становится существенным вклад в диссипацию свободных носителей, а на более высоких чрезмерно жесткими оказываются требования к качеству поверхности и к параметрам электронного пучка. Для Sn Te и пучка со скоростью  $v_0 = 3 \cdot 10^9$  см/с, плотностью  $n_0 = 1,2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в магнитном поле  $H_0 = 1$  кЭ при собственном затухании  $\gamma = 10^{-3}$  инкремент неустойчивости  $A = 5 \cdot 10^{-3}$ . Поскольку глубина проникновения волны (находится с помощью (1а)) оказывается порядка  $5 \cdot 10^{-3}$  см, то характерный размер неоднородности поверхности не должен превышать  $10^{-4}$  см, а зазор между пучком и поверхностью —  $5 \cdot 10^{-4}$  см.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Спектор Н. — Phys. Rev., 1965, 137 А, № 1, р. 311.
2. Бородкин А. И., Яковенко В. М., Левин Г. Я., Майстренко Ю. В. — ФТТ, 1970, 12, № 5, с. 1515.
3. Бразис Р. С. — Литовск. физич. сб., 1981, 21, № 4, с. 73.
4. Семенов А. В. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 7769-84. Деп. от 5 декабря 1984 г.

Киевский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
26 ноября 1985 г.