

НАРУШЕННОЕ ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ  $p$ -ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВЛ. С. АСЛАНЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, А. Г. ГРИГОРЯН, А. А. ПЕТРОСЯН,  
Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 апреля 1987 г.)

Обсуждаются условия возбуждения поверхностной электромагнитной волны на границе металл-неоднородный диэлектрик. Показано, что наличие неоднородности приводит к смещению резонансной кривой возбуждения поверхностной электромагнитной волны.

1. В последнее время широко обсуждается распространение нелинейных поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) вдоль границы раздела двух сред, для одной из которых диэлектрическая проницаемость зависит от интенсивности [1—3].

Особенностью указанной нелинейной задачи является то, что первоначально однородная изотропная среда превращается в слоисто-неоднородную, что приводит не только к изменению резонансных условий возбуждения поверхностных электромагнитных волн [2], но и к сильной деформации структуры поля в нелинейной среде [3, 4]. Очевидно, что аналогичные явления возможны и в линейной оптике поверхностных электромагнитных волн при условии, что одна из граничащих сред является пространственно-неоднородной.

В работах [5—8] рассматривался вопрос возбуждения ПЭВ в среде с неоднородностью, связанной с наличием свободных зарядов в металлах и полупроводниках. Однако основное внимание там уделялось дисперсионным характеристикам, а волновые характеристики, в частности амплитудный профиль ПЭВ, в неоднородной среде практически не обсуждались.

В настоящей работе исследуется структура поля в пространственно-неоднородной среде с линейным законом изменения диэлектрической проницаемости и приводятся результаты теоретического анализа условий возбуждения  $p$ -поляризованных поверхностных плазмонов в схеме Кретчмана [9].

2. Рассмотрим возбуждение  $p$ -поляризованных поверхностных плазмонов на границе металл (с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1 = -\epsilon_r + i\epsilon_i$ ) — неоднородная среда (с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0 = a + bz$ ) (см. рис. 1). Призма с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  служит в качестве элемента, преобразующего объемное излучение в поверхностное. Координатная система выбрана следующим образом: область  $z > 0$  занимает пространственно-неоднородный диэлектрик,  $0 > z > -d$  — металл, а  $z < -d$  — призма.

Для нахождения коэффициента отражения системы, изображенной на рис. 1, с учетом возбуждения  $p$ -поляризованных поверхностных плазмонов необходимо выяснить структуру поля поверхностной волны в неоднородном диэлектрике. В случае  $p$ -поляризованных волн удобнее решать волновое уравнение для магнитной компоненты поля, имеющее вид [10]

$$\frac{d^2 H}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{d\epsilon_0}{dz} \frac{dH}{dz} - \left[ k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \right] H = 0. \quad (1)$$

Здесь  $H = H_y$ , а  $H_x = H_z = 0$ .

Предположим, что изменение свойств второй среды происходит медленно, т.е. параметр неоднородности  $b$  является малой величиной,  $b \ll a$ . Это позволяет для решения поставленной задачи применить теорию возмущений [4]. В результате для магнитной компоненты поверхностной волны находим\*

$$H_0(z) = C |1 + \beta_1 z + \beta_2 z^2| \exp\{-k_0 z\}, \quad (2)$$

где

$$\beta_1 = \frac{b}{2a} \left( 1 + \frac{\omega^2 a}{c^2 2k_0^2} \right), \quad \beta_2 = \frac{\omega^2 b}{c^2 4k_0},$$

$$k_0^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} a.$$

С помощью уравнений Максвелла

$$E_x = \frac{c}{\omega \epsilon} i \frac{\partial H}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{c}{\omega \epsilon} i \frac{\partial H}{\partial x}$$

найдем  $x$ - и  $z$ -компоненты электрического поля.

Полное выражение для  $x$ -компоненты, например, имеет вид

$$E_{0x} = \frac{c}{\omega \epsilon_0} \frac{iC}{\epsilon_0(z)} \{ (\beta_1 - k_0) + (2\beta_2 - k_0\beta_1)z - k_0\beta_2 z^2 \} \exp\{-k_0 z\}. \quad (3)$$

Неизвестная амплитуда  $C$  определяется из граничных условий.

Для нахождения коэффициента отражения  $R$  от такой трехслойной системы воспользуемся граничными условиями на поверхностях раздела  $z = -d$  и  $z = 0$ :

$$H_2^+ e^{ik_{2z}d} + H_2^- e^{-ik_{2z}d} = H_1^+ e^{ik_{1z}d} + H_1^- e^{-ik_{1z}d}, \quad z = -d,$$

$$H_2^+ e^{ik_{2z}d} - H_2^- e^{-ik_{2z}d} = \frac{u_2}{u_1} (H_1^+ e^{ik_{1z}d} - H_1^- e^{-ik_{1z}d}),$$

\* Более подробный вывод этого выражения приводится в [11].

$$H_1^+ + H_1^- = H_0^+, \quad z=0.$$

$$H_1^+ - H_1^- = \frac{u_1}{u_0} H_0^+,$$

Здесь

$$u_1 = \frac{\epsilon_1}{k_{1z}}, \quad u_2 = \frac{\epsilon_2}{k_{2z}}, \quad u_0 = \frac{a}{k_{0z} - i\beta_1}.$$

Для коэффициента отражения получаем

$$R = |r_{210}|^2 = \left| \frac{r_{21} + r_{10} e^{2ik_{1z}d}}{1 + r_{21}r_{10} e^{2ik_{1z}d}} \right|^2,$$

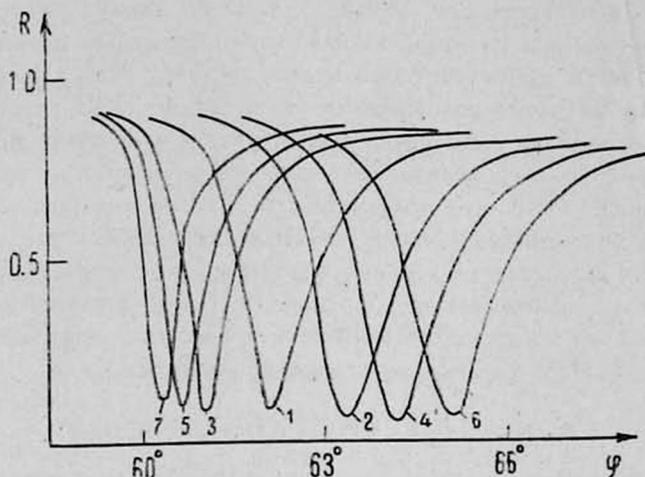


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от угла падения возбуждающего излучения ( $a=2,44$ ,  $\epsilon_r=50,5$ ,  $\lambda=1,06$ ) при разных значениях  $b$ : 1—0; 2— $-0,2$ ; 3— $(-0,2)$ ; 4— $0,3$ ; 5— $(-0,3)$ ; 6— $0,4$ ; 7— $(-0,7)$ .

где  $r_{ij} = (u_i - u_j)/(u_i + u_j)$  — обычный френелевский коэффициент отражения.

Аналогично можно найти выражение для эффективности преобразования

$$\eta = \frac{\epsilon_2}{a_1} \frac{|H_2^+|^2}{|H_0^+|^2} = \left| \frac{t_{21} t_{10} e^{ik_{1z}d}}{1 + r_{21}r_{10} e^{2ik_{1z}d}} \right|^2,$$

где

$$t_{ij} = (\epsilon_i \epsilon_j)^{1/2} \frac{2u_i}{u_i + u_j}.$$

В случае возбуждения ПЭВ методом Кретчмана  $k_{1z} = ia_1$ ,  $k_{0z} = ia_2$ , а  $k_{2z}$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  — вещественные величины:

$$k_{2z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2} \sin \varphi,$$

$$a_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 \sin^2 \varphi - \epsilon_1},$$

$$x_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 \sin^2 \varphi - \alpha}$$

При возбуждении поверхностных плазмонов  $R$  и  $\eta$  имеют резонансный знаменатель, и как следствие, в зависимости  $R$  (или  $\eta$ ) от  $\varphi$  появляется провал (или пик). На рис. 2 приведены рассчитанные кривые зависимости коэффициента отражения от угла падения  $\varphi$  возбуждающего излучения при различных величинах и знаках параметра неоднородности. Как показывают вычисления, сильная деформация структуры поля приводит к смещению и уширению резонансных кривых возбуждения ПЭВ в схеме Кретчмана. Нетрудно показать, что это является следствием изменения как вещественной, так и мнимой частей волнового вектора поверхностной электромагнитной волны из-за неоднородности (см., например, [11]).

Наличие неоднородности изменяет также длину распространения ПЭВ вдоль границы раздела, однако, как показывают несложные расчеты, это является эффектом более малого порядка. Как уже отмечалось во введении, в случае возбуждения нелинейных ПЭВ первоначально пространственно однородная среда превращается в неоднородную. Такая индуцированная неоднородность приводит к возможности возбуждения  $S$ -поляризованных ПЭВ, что невозможно в рамках линейной оптики. Из приведенного в настоящей работе анализа следует, что неоднородность одной из сред деформирует условия возбуждения и структуру ПЭВ так же, как и «индуцированная» неоднородность. Следовательно, можно ожидать, что наличие неоднородности может привести к существованию  $S$ -поляризованных ПЭВ уже в рамках линейной оптики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М., Бабиченко В. С., Черняк В. Я. Письма в ЖЭТФ, 32, 532 (1980).
2. Chen Y. J., Carter G. M. Sol. St. Comm., 45, 277 (1983).
3. Leung K. M. Phys. Rev., B32, 5093 (1985).
4. Agranovitch V. M., Chernyak V. Ya. Sol. St. Comm., 44, 1309 (1982).
5. Guidotti D., Rice S. Q., Lemberg H. L. Sol. St. Comm., 15, 113 (1974).
6. Conwell E. M., Koo C. C. Sol. St. Comm., 18, 1123 (1976).
7. Cunningham S. L., Maradudin Q. O., Wallis R. F. Phys. Rev., B10, 3342 (1974).
8. Conwell E. M. Phys. Rev., B11, 1508 (1975).
9. Krefschman E. Z. Phys., 241, 313 (1971).
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.
11. Асланян Л. С. и др. Опт. и спектр., 63, 1080 (1987).

ՇԵՐՏԱՎՈՐ-ԱՆՀԱՄԱՍՆԵՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻՑ ԽԱՆՏՎԱՍԾ ԼՐԻՎ ՆՆԻՔԻՆ  
ԱՆԿՐԱԿԱՐՁՈՒՄԸ  $P$ -ՔԵՎԵՆԱՑՄԱՄԲ ՄԱԿՆԻՔՎՈՒՅԹԱՅԻՆ  
ՊԼԱՋՄՈՆՆԵՐԻ ԳՐԳՈՄԱՆ ՂԵՊՔՈՒՄ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ե. Ն. ԲԱԳՎԱՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,  
Ա. Հ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ԶԻԼԻԿԱՐՅԱՆ

Քննարկված են մետաղ-անհամասեռ դիէլեկտրիկ միջավայր բաժանման սահմանում մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների գրգռման պայմանները Ցույց է տրված, որ անհամասեռության առկայությունը բերում է մակերևութային ալիքի գրգռման ռեզոնանսային կորի տեղաշարժին:

# THE ATTENUATED TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM LAMINARLY INHOMOGENEOUS MEDIUM AT THE EXCITATION OF P-POLARIZED SURFACE PLASMONS

L. S. ASIANYAN, N. N. BADALYAN, A. G. GRIGORYAN,  
A. A. PETROSYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

Conditions of the excitation of a surface electromagnetic wave on the boundary between a metal and an inhomogeneous dielectric are discussed. The presence of inhomogeneity is shown to lead to the displacement of the resonance curve of surface electromagnetic wave excitation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 269—274 (1988)

УДК 548.35;530.145

## О ВАКАНСИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ДЕФЕКТОНА В 2D-КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. З. АРУТЮНЯН, Г. А. ВАРДАНЯН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 октября 1987 г.)

На основе уравнения Лифшица построена теория неупругого рассеяния вакансии на дефектоне (примесь  $He^3$  в твердом  $He^4$ , перевернутый спин в спин-поляризованном твердом  $He^3$ ) в квантовых кристаллах. С помощью этой теории исследована температурная зависимость коэффициента диффузии дефектонов в двумерных квантовых кристаллах. Рассмотрен случай термоактивированных вакансий.

### 1. Введение

Известно, что сильная ангармоничность квантовых кристаллов обуславливает их уникальные свойства, в частности, возможность принципиально нового вида движения в них атомных частиц и дефектов—квантовую диффузию [1,2].

Наличие в квантовых кристаллах делокализованных вакансий-вакансионнов—обуславливает существование весьма своеобразного канала диффузии, механизмом которого служит неупругое рассеяние вакансии на дефектоне (вакансионная диффузия) [2, 3]. Ширина энергетической зоны вакансии значительно превосходит ширину энергетической зоны других дефектонов (например, для примесона  $He^3$  в твердом  $He^4$   $\Delta_p \sim 10^{-4}$  К, в то время как для вакансии  $\Delta_v \sim 1$  К). Вследствие этого за время взаимодействия дефектон успевает переместиться лишь на расстояние порядка решетки. Таким образом, рассеяние вакансии на дефек-