

07:09

## Фазовые измерения поверхностных электромагнитных волн на серебре при возбуждении сквозь подложку

© Ю.Е. Петров, Е.В. Алиева, Г.Н. Жижин, В.А. Яковлев

Институт спектроскопии РАН,  
142092 Троицк Московской области, Россия

(Поступило в Редакцию 7 октября 1996 г.)

Осуществлено возбуждение и проведены интерференционные измерения поверхностной электромагнитной волны в видимой и ближней ИК областях спектра. Возбуждение осуществлялось гелий-неоновым лазером (3.39, 1.15 и 0.63  $\mu\text{m}$ ) на границе раздела воздух–серебряная пленка (толщина пленки 100  $\mu\text{m}$ ), напыленная на подложку — призму из плавленого кварца. Ввод возбуждающего излучения осуществлялся со стороны подложки в режиме полного внутреннего отражения в призме на краю серебряной пленки. По результатам фазовых измерений определен волновой вектор исследуемой поверхностной электромагнитной волны. Исследована зависимость эффективности возбуждения поверхностной электромагнитной волны от угла падения на подложку возбуждающего излучения. Вычислена действительная часть диэлектрической проницаемости серебряной пленки.

Фазовая спектроскопия поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) развита для определения оптических постоянных металлов, диэлектрических и полупроводниковых кристаллов в средней и дальней областях ИК диапазона [1,2]. Для возбуждения поверхностной плазмон- или фонон-поляритонной моды необходимо сконцентрировать поле электромагнитной волны вблизи поверхности исследуемого образца [3]. Ввиду простоты и универсальности наиболее широко в указанных областях спектра используется апертурный ввод излучения [4]. Однако попытки перенести этот метод на ближний ИК и видимый спектральные диапазоны [5] встречают серьезные трудности, связанные со сложностью установки очень малых ( $< 1 \mu\text{m}$ ) зазоров и общей миниатюризацией эксперимента.

В ближнем ИК и видимом спектральных диапазонах оказался удобным краевой ввод излучения в условиях нарушенного полного внутреннего отражения [6], до сих пор не использовавшийся в фазовой спектроскопии ПЭВ. Он состоит в следующем (рис. 1): на часть гипотенузной поверхности прозрачной в исследуемом спектральном диапазоне призмы осаждается металлическая пленка в форме клинообразной площадки. Сфокусированный с помощью линзы луч лазера пропускается сквозь призму под таким углом, чтобы происходило его полное внутреннее отражение (ПВО) от гипотенузной поверхности призмы. Как известно [7], в процессе ПВО на границе с менее плотной средой электромагнитное поле экспоненциально убывает при удалении от поверхности раздела, а отраженный луч несколько смещен относительно падающего. Если между точками "входа" и "выхода" луча поместить границу металлической пленки, то условие ПВО нарушается и излучение частично превратится в ПЭВ и объемное излучение, распространяющееся над поверхностью металла. При этом, как и в случае апертурного возбуждения, возникшие объемная и поверхностная волны когерентны между собой. Поверхностная волна, возбуждаемая на краю металлической пленки, пройдя

по ее наружной (граничащей с воздухом) поверхности и дойдя до противоположного края клина, вновь превращается в объемное излучение, которое частично излучается в призму, и частично в пространство над призмой. Для нас представляет интерес последнее излучение, которое интерферирует с идущим над поверхностью объемным излучением и содержит в себе информацию о состоянии исследуемой поверхности. Таким образом, образец оказывается в одном из плеч двухлучевого интерферометра. Перемещая фотоприемник вдоль окружности с центром в точке срыва ПЭВ, записываем угловую зависимость результирующей интенсивности излучения, которая ввиду непрерывного изменения разности фаз между интерферирующими волнами вдоль траектории приемника дает характерную "интерференционную" зависимость, по которой определяются как амплитудные, так и фазовые соотношения между интерферирующими волнами. По ней же в настоящей работе определены зависимости коэффициента возбуждения ПЭВ от угла падения излучения на гипотенузную поверхность призмы для всех длин волн, генерируемых гелий-неоновым лазером (3.39, 1.15 и 0.63  $\mu\text{m}$ ).

Интенсивности излучения, фиксируемые в максимумах и минимумах интерферограмм, равны соответственно

$$I_{\max} = I_b + I_s + 2\sqrt{I_b I_s}, \quad (1a)$$

$$I_{\min} = I_b + I_s - 2\sqrt{I_b I_s}, \quad (1b)$$

где  $I_s$  — интенсивность объемного излучения, образовавшегося в точке срыва ПЭВ с поверхности металла;  $I_b$  — интенсивность объемного излучения, образовавшегося в точке возбуждения поверхностной волны.

В случае если пространственные распределения  $I_s$  и  $I_b$  мало меняются между соседними максимумом и минимумом интерференционной кривой, а  $I_b > I_s$ , из (1a), (1b) следует

$$I_s = \left( \sqrt{I_{\max}} - \sqrt{I_{\min}} \right)^2.$$

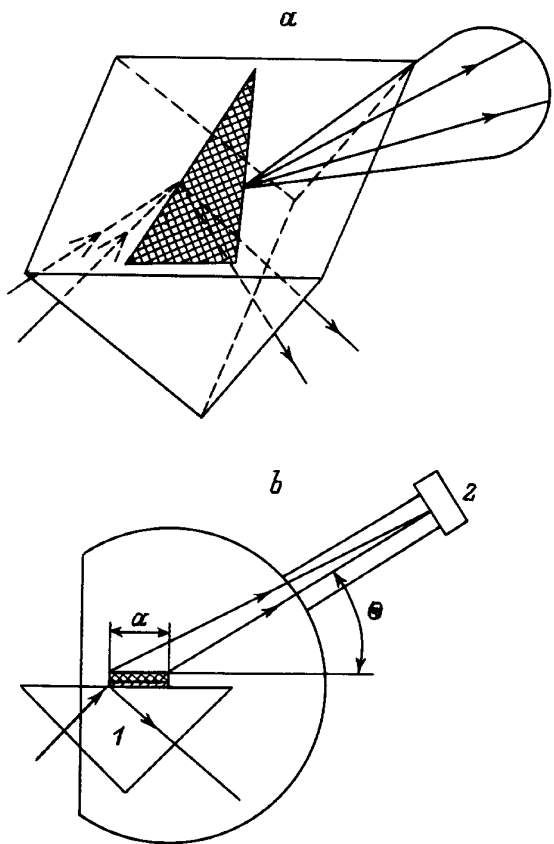


Рис. 1. Схема эксперимента. *a* — призма с напыленным металлическим клином; *b* — вид сверху: 1 — призма из плавленного кварца, 2 — детектор излучения.

Интегрируя полученную зависимость  $I_s$  по углу  $\Theta$ , получаем величину, пропорциональную коэффициенту возбуждения ПЭВ,  $\gamma = I_{s0}/I_0$ , где  $I_{s0}$  — интенсивность ПЭВ в точке возбуждения,  $I_0$  — интенсивность падающего на призму лазерного излучения.

Поворачивая призму относительно падающего пучка, получаем по описанной выше методике зависимость коэффициента возбуждения ПЭВ от угла падения излучения на рабочую (гипотенузную) поверхность призмы. Кроме того, угловая зависимость интенсивности излучения позволяет определять фазовые соотношения между интерферирующими волнами. Условие интерференционного экстремума имеет вид

$$an' + r - \sqrt{(a + r \cos \Theta)^2 + r^2 \sin^2 \Theta} = (m + \Delta m)\lambda, \quad (2)$$

где (рис. 1)  $m$  — номер экстремума, целый для максимума и полуцелый для минимума;  $\Delta m$  — суммарный дополнительный сдвиг фазы между интерферирующими волнами, возникающий в процессе возбуждения и срыва ПЭВ;  $n'$  — действительная часть эффективного показателя преломления ПЭВ;  $a$  — длина пути, проходимого ПЭВ по металлической пленке;  $r$  — расстояние между точкой срыва ПЭВ с образца и приемником;  $\Theta$  — угол между лучом, идущим от точки срыва ПЭВ до приемника, и плоскостью металлической пленки.

Получив из интерферограммы значения  $\Theta$ , соответствующие известным  $m$ , можно, используя формулу (2), определить  $n'$  и  $a$ . Данную задачу удобно решать

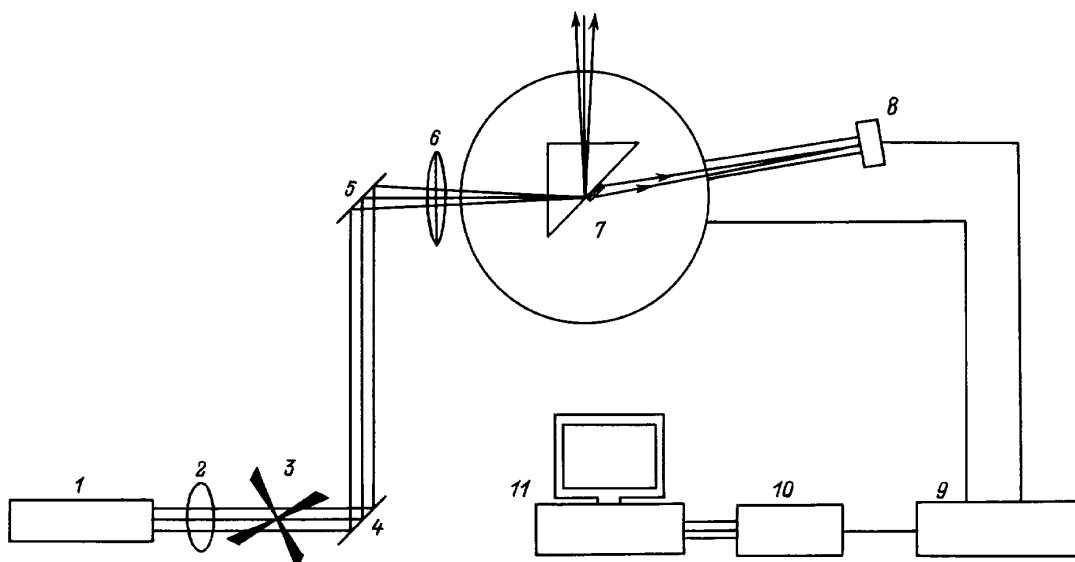


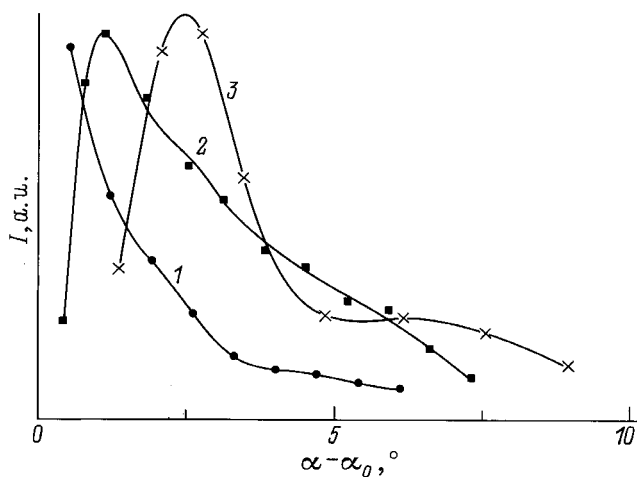
Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 — гелий-неоновый лазер; 2 — фазовращатель; 3 — модулятор 400 Hz; 4, 5 — металлические зеркала; 6 — фокусирующая линза; 7 — гониометр; 8 — детектор; 9 — селективный усилитель; 10 — аналогово-цифровой преобразователь; 11 — компьютер.

графически, построив зависимость параметра

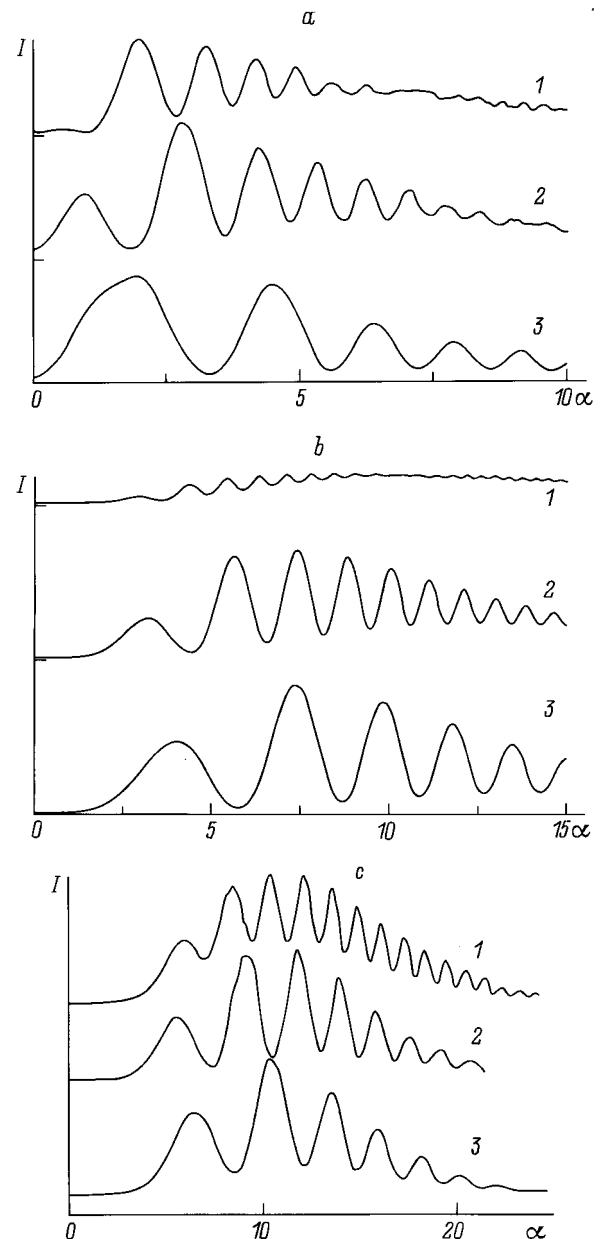
$$q = \sqrt{(a + r \cos \Theta)^2 + r^2 \sin^2 \Theta} - r$$

от  $(m + \Delta m)\lambda/a$ . Полученная прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный  $n' - 1$ , а по ее наклону можно определить  $a$ . Однако номер экстремума не всегда известен, например, в видимой области в наших экспериментах, при характерных значениях  $a = 0.1 - 0.25$  мм оптическая разность хода между интерферирующими пучками достигает 10–20 длин волн. Кроме того, неизвестной величиной является  $\Delta m$ . Для определения этих величин необходимо иметь несколько интерферограмм, записанных при разных значениях  $a$ . При этом на графике  $q(m)$  они изобразятся как семейство параллельных прямых. Подбирая  $m$  для каждой прямой и варьируя единый для всех прямых параметр  $\Delta m$  минимизируем разницу между получаемыми прямыми. Полученная таким образом прямая и определяет  $m$  и  $\Delta m$ . В нашем эксперименте интерферограммы поступали прямо на ЭВМ, где описанная выше процедура выполнялась программой, написанной на языке BASIC.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Поляризованное излучение непрерывного He-Ne лазера (длины волн 0.63, 1.15 и 3.39  $\mu\text{m}$ ) прерывается с частотой 400 Hz при помощи секторного диска, закрепленного на оси вращения гистерезисного электродвигателя. Сфокусированный с помощью линзы луч падает на призму, закрепленную на вращающемся столике гониометра таким образом, чтобы свет лазера падал на рабочую поверхность призмы под углом, превышающим угол ПВО. Приемник закреплен на подвижном плече гониометра. Точка, в которой происходит срыв ПЭВ с поверхности образца, совмещается с осью вращения приемника. Точность отсчета угла поворота приемника в нашем эксперименте составляла  $0.1^\circ$ . Интерферограммы — угловые зависимости интенсивности излучения после селективного усиления и аналого-цифрового



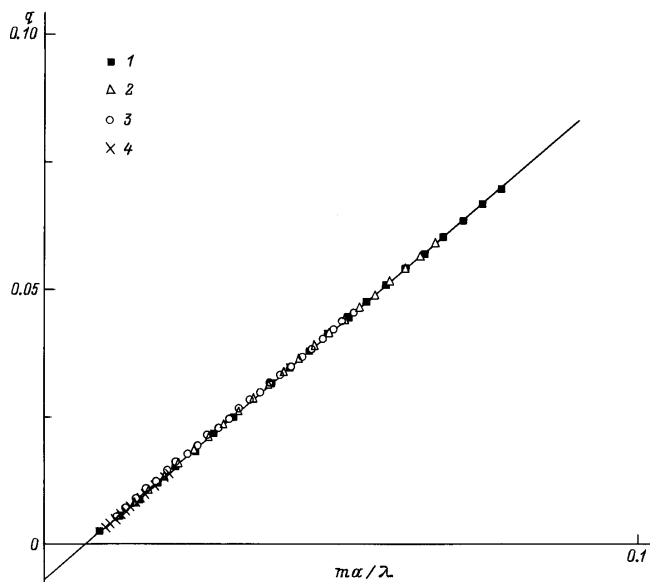
**Рис. 3.** Зависимость эффективного коэффициента возбуждения ПЭВ  $I$  от угла  $\alpha - \alpha_0$ .  $\lambda$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 3.39, 2 — 1.15, 3 — 0.63.



**Рис. 4.** Примеры интерферограмм.  $a - \lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ;  $a$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 110, 2 — 75, 3 — 55;  $b - \lambda = 1.15 \mu\text{m}$ ;  $a$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 703, 2 — 329, 3 — 179;  $c - \lambda = 3.39 \mu\text{m}$ ;  $a$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1.

преобразования поступали на компьютер, где по ним вычислялось значение  $n'$ , позволяющее для исследуемого металла (серебра) определять действительную часть диэлектрической проницаемости  $\text{Re } \epsilon$ .

Исследуемые в настоящей работе серебряные пленки напылялись методом термического испарения в вакууме при давлении  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр, скорость испарения составляла 1–2 nm/s. Массовая толщина пленки определялась с помощью кварцевого резанатора и составляла 100 nm. Напыление производилось на поверхности призм из плавленого кварца КИ. Размер рабочей поверхности  $15 \times 20$  mm.



**Рис. 5.** Графическое определение  $\Delta n$  для пленки серебра толщиной 100 нм.  $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ ;  $a, \mu\text{m}$ : 1 — 179, 2 — 227, 3 — 329, 4 — 703.

Для обеспечения записи серии интерферограмм при различных расстояниях, проходимых ПЭВ вдоль поверхности металла  $a$ , ПЭВ возбуждалась в направлении поперек клина. Сдвигая точку возбуждения ПЭВ перемещением призмы перпендикулярно падающему пучку, можно менять параметр  $a$ . Поскольку длина пробега ПЭВ по серебру резко убывает с увеличением частоты, то для экспериментов на каждой длине волны изготовлялся отдельный образец, на котором с помощью маски осаждалась пленка в форме клина шириной  $\approx 0.1\text{--}0.3 \text{ mm}$  для излучения  $0.63 \mu\text{m}$ ,  $\approx 0.3\text{--}1 \text{ mm}$  для излучения  $1.15 \mu\text{m}$  и  $\approx 2\text{--}5 \text{ mm}$  для излучения  $3.39 \mu\text{m}$ . Следует учитывать, что в случае  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  из-за малости длины пробега ПЭВ ширина металлической пленки становится меньше диаметра сфокусированного пучка излучения ( $200 \mu\text{m}$ ), вследствие чего можно ожидать появления третьего источника, дающего вклад в интерферограмму, — от луча, преломленного на второй границе металлической пленки. Для выяснения этого вопроса были записаны интерферограммы как в  $p$ -, так и в  $s$ -поляризациях. Поскольку ПЭВ возбуждается только  $p$ -поляризованным светом [3], то появление интерференции на угловой зависимости интенсивности излучения в случае  $s$ -поляризации может быть вызвано только этим третьим источником. Было установлено, что в  $s$ -поляризованном свете интерференционная картина заметна лишь при углах падения возбуждающего излучения  $\alpha$ , близких к критическому ( $\alpha_0$ ). Увеличивая этот угол на  $1\text{--}2^\circ$ , удается полностью подавить паразитный луч. При этом расходимость пучка не превышала  $0.2^\circ$ .

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента возбуждения ПЭВ от угла падения возбуждающего пучка. Как известно, преобразование объемной волны в поверхностную происходит наиболее эффективно в случае совпа-

дения импедансов возбуждающей волны и образуемой ПЭВ [8]. Значения  $\alpha - \alpha_0$ , соответствующие максимальному коэффициенту возбуждения ПЭВ, полученные нами с помощью простых расчетов с использованием диэлектрической проницаемости [3] и определенные экспериментально в настоящей работе, приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, экспериментальные значения углов, соответствующих максимальному возбуждению (в случае  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$  значение определить не удалось вследствие близости  $\alpha$  к  $\alpha_0$ ), значительно превосходят расчетные. Причиной этого, возможно, является несовершенство формы края металлической пленки, на котором происходит возбуждение поверхностной волны. ПЭВ возбуждается на краю пленки, толщина которой спадает плавно до нуля на характерной длине порядка нескольких микрон, что существенно превосходит длину возбуждающей волны. Поэтому возбуждение ПЭВ реально происходит на участке поверхности пленки малой толщины, для которой значение  $n'$ , как показывают наши расчеты, больше, чем для толстой пленки [3], что, видимо, и приводит к различию экспериментальных и расчетных значений углов, соответствующих максимальному возбуждению ПЭВ.

Характерные интерферограммы, полученные в настоящей работе, представлены на рис. 4. Соответствующая им зависимость параметра  $q$  от порядкового номера экстремума для ряда измеренных интерферограмм при  $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$  показана на рис. 5, который, как видно, подтверждает установленную формулой (1) линейную зависимость  $q$  от  $m$ . Используя описанную выше процедуру, мы получили для действительной части эффективного показателя преломления ПЭВ на серебре следующие значения (таблица 2, колонка 2).

Для проверки полученных результатов на тех же образцах была измерена зависимость коэффициента отражения от угла падения для  $p$ -поляризованного излучения при  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ . Вычисленная по полученным значениям оптических постоянных металла величина  $\Delta n(3.39 \mu\text{m}) = (8 \pm 2) \cdot 10^{-4}$  в пределах экспериментальной погрешности совпадает с полученной методом спектроскопии ПЭВ. На границе раздела воздух–металл  $n' = \sqrt{\epsilon/\epsilon + 1}$ , где  $\epsilon$  — комплексная диэлектрическая

**Таблица 1.**

$\lambda, \mu\text{m}$	$\alpha - \alpha_0^\circ$ (расчет)	$\alpha - \alpha_0^\circ$ (эксперимент)
0.63	1.7	2.6
1.15	0.45	1.2
3.39	0.05	—

**Таблица 2.**

$\lambda, \mu\text{m}$	$\Delta n = n' - 1$	$\text{Re } \epsilon$
3.39	$(8.2 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	—600
1.15	$(7.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	—70
0.63	$(3.2 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$	—16

проницаемость металла [3]. Поскольку в ближнем ИК диапазоне для серебра  $\text{Re } \varepsilon \gg \text{Im } \varepsilon$ , то можно записать

$$\text{Re } \varepsilon \approx \frac{-n'^2}{n'^2 - 1}.$$

Полученные результаты, приведенные в табл. 2 (колонка 3), близки к имеющимся литературным данным для напыленных пленок серебра [9]. Аналогично изготовленные пленки серебра были ранее изучены методом фазовой спектроскопии ПЭВ с апертурным возбуждением [5]. Приведенные в [5] параметры распространения ПЭВ хорошо согласуются с данными, полученными в настоящей работе, однако новая схема возбуждения ПЭВ в используемом нами интерферометре позволяет повысить точность измерений.

Работа проведена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 95-02-04194 и 95-02-04195.

## Список литературы

- [1] Алиева Е.В., Кузик Л.А., Пудонин Ф.А. и др. // ФТТ. 1992. Т. 34. Вып. 10. С. 3233–3337.
- [2] Вайчкаускас В., Жижин Г.Н., Яковлев В.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 6. С. 1833–1837.
- [3] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича. М.: Наука, 1980. 528 с.
- [4] Goncharov A.F., Zhizhin G.N., Kiselev S.A. et al. // Phys. Lett. A. 1988. Vol. 133. P. 163–166.
- [5] Alieva E.V., Yakovlev V.A., Silin V.I., Volkov A. // Opt. Commun. 1993. Vol. 96. P. 218–220.
- [6] Chabal Y.J., Sievers A.J. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 32. P. 90–92.
- [7] Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 335 с.
- [8] Шевченко А.В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969. 191 с.
- [9] Ordal M.A., Long L.L., Bell R.G. et al. // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. P. 1099–1119.