

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЗАТУХАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА НИКЕЛЕ

© 2010 г. В. С. Макин\*, канд. физ.-мат. наук; Ю. И. Пестов\*; П. Конс\*\*, доктор философии

\* Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

\*\* “Diospek”, Бонн, Германия

E-mail: vmak@niiki.ru

Экспериментально определена зависимость коэффициента затухания поверхностной электромагнитной волны от температуры на никеле. Возбуждение поверхностной волны осуществлялось излучением CO<sub>2</sub>-лазера на дифракционной решетке, механически нарезанной на поверхности образца. В исследованном диапазоне температур получен температурный коэффициент затухания волны. По данным этих измерений вычислен температурный коэффициент поглощательной способности никеля. Выполнены измерения углового распределения излучения в объемной приповерхностной волне, возбуждение которой наблюдалось одновременно с поверхностной волной. Показано, что возбуждение приповерхностной волны связано с расходимостью лазерного излучения, а дополнительные максимумы в распределении связаны с конечной шириной решетки.

**Ключевые слова:** поверхностная электромагнитная волна, объемная приповерхностная электромагнитная волна, коэффициент затухания, температурный коэффициент поглощательной способности поверхности.

Коды OCIS: 240.0240, 050.0050

Поступила в редакцию 30.04.2009

## Введение

Известно, что затухание поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) весьма чувствительно к изменению характеристик поверхности твердого тела – температуры, микрогеометрии поверхности, к присутствию на ней адсорбированных молекул, оксидных пленок и др. Измерение коэффициента затухания и фазовой скорости ПЭВ позволяет характеризовать микрорельеф поверхности, определять плазменные частоты и частоты столкновений электронов в металле, оценивать толщины и диэлектрические проницаемости тонких пленок на поверхности металлов [1–4].

В работе [1] было показано, что коэффициент затухания ПЭВ  $\alpha$  и поглощательная способность  $A$  поверхности металла в приближении слабо аномального скин-эффекта связаны соотношением

$$\alpha \cong \frac{A\omega^2}{2\omega_p c}, \quad (1)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота металла,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\omega$  – частота лазерного излуче-

ния. Из формулы (1) следует выражение для производной величины  $A$  по температуре  $T$

$$dA/dT \cong (2\omega_p c / \omega^2) d\alpha/dT, \quad (2)$$

полученное в приближении  $dA/dT \gg d(\ln\omega_p)/dT$ . Отметим, что определение температурной зависимости поглощательной способности или величины  $dA/dT$  благородных металлов, обладающих высоким коэффициентом отражения, является трудной экспериментальной задачей при использовании стандартных подходов (лазерного калориметрического метода, метода многократных отражений). Соотношение (2) позволяет свести указанную задачу к экспериментальному определению температурной производной коэффициента затухания ПЭВ  $d\alpha/dT$ .

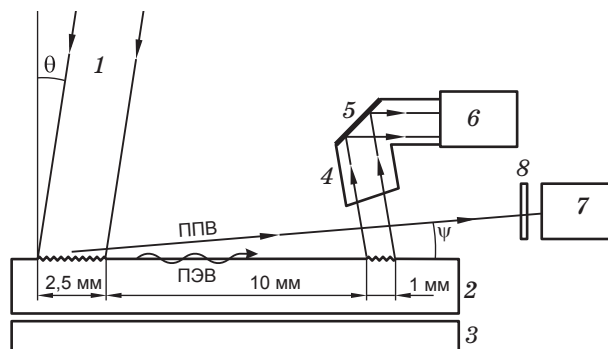
В данной работе экспериментально определена зависимость изменения коэффициента затухания ПЭВ от температуры при распространении волны вдоль границы раздела никель–воздух в диапазоне температур 20–125 °С. Аналогичные измерения были проведены ранее для золота [5] и платины [6]. Никель был выбран для исследования, как и золото с платиной в работах [5, 6], из сооб-

ражений его устойчивости к окислению и разложению газов при нагревании в атмосфере воздуха. Это свойство никеля важно при различных его применениях, включая использование в качестве катализатора и в измерительных устройствах и приборах, работающих при повышенных температурах. По данным проведенных измерений затухания ПЭВ вычислена температурная производная поглотительной способности поверхности никеля  $dA/dT$ , знание значения которой требуется при использовании никеля в оптических приборах, в том числе в проволочных болометрических измерителях энергии и мощности лазерного излучения.

В данной работе продолжено изучение объемной приповерхностной электромагнитной волны (ППВ), или прижатой волны, возбуждение которой на решетке ввода ПЭВ наблюдалось одновременно с возбуждением ПЭВ [6, 7]. Возбуждение ППВ обычно затрудняет проведение экспериментов с решеточным возбуждением ПЭВ. В настоящее время нет общепринятой точки зрения на природу ППВ [8]. Так, в работе [9] появление ППВ связывалось с конечной шириной дифракционной решетки ввода. В работе [6] возбуждение ППВ объяснялось расходимостью возбуждающего ПЭВ лазерного излучения. В данной работе были проведены измерения угловой зависимости силы излучения ППВ вдали от решетки ввода ПЭВ. Экспериментально и теоретически показано, что причиной возбуждения ППВ на дифракционной решетке является конечная величина расходимости пучка возбуждающего ПЭВ лазерного излучения. Кроме того, показано, что появление дополнительных локальных максимумов в угловом распределении силы излучения ППВ связано с тем, что ширина решетки ввода ПЭВ сравнима с диаметром пучка падающего лазерного излучения.

## Эксперимент

Схема проведения эксперимента представлена на рис. 1. Измерения проводились в воздушной атмосфере лабораторного помещения. Исследуемый образец 2 представлял собой плоское полированное зеркало из суперинвара диаметром 80 мм и толщиной 14 мм, на поверхность которого методом вакуумного напыления был нанесен слой никеля толщиной 150 нм. До проведения экспериментов образец с пленкой никеля в течение 6 месяцев хранился в атмосфере воздуха. Для возбуждения ПЭВ и ее обратного преобразования в объемную волну на



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – лазерный пучок, 2 – зеркало с дифракционными решетками, 3 – электронагреватель, 4 – световод, 5 – поворотное зеркало, 6 и 7 – фотоприемники, 8 – ослабляющий фильтр.

поверхности зеркала были механически нарезаны алмазным резцом две дифракционные решетки с периодом штрихов  $d = 10$  мкм и шириной, соответственно, 2,5 мм и 1 мм. Штрихи решеток имели глубину 0,25 мкм и длину 20 мм. Расстояние между решетками  $L = 10$  мм было выбрано исходя из теоретического и экспериментального значений длины затухания ПЭВ на никеле, равных 7,3 мм и 3,5 мм [10] соответственно. Возбуждение ПЭВ осуществлялось на решетке ввода лучом одномодового и одночастотного  $\text{CO}_2$ -лазера ЛГ-74 ( $\lambda = 10,6$  мкм) мощностью 2 Вт с расходимостью излучения  $\delta = 3 \times 10^{-3}$  рад при диаметре луча лазера  $D = 4,0$  мм на поверхности образца. Излучение лазера было линейно поляризовано в плоскости падения. Штрихи решеток были перпендикулярны плоскости падения. Максимум интенсивности ПЭВ, резонансно возбуждаемой на решетке ввода, наблюдался при угле падения  $\theta_r \approx 3,4^\circ$ . На решетке вывода шириной 1 мм происходило обратное преобразование ПЭВ в объемную волну, которая по световоду 4 с поворотным зеркалом 5 направлялась на пироэлектрический фотоприемник 6 типа МГ-30А. Для регистрации объемной волны фотоприемником осуществлялась модуляция интенсивности лазерного излучения на частоте 350 Гц. Во избежание нежелательной дифракции ППВ на краю световода последний располагался на расстоянии 2 мм от поверхности зеркала. Для изменения температуры образца использовался электронагреватель 3, расположенный вблизи его тыльной поверхности.

Перед экспериментом образец очищался от пыли и выдерживался несколько часов при

температуре 125 °С для удаления воды и органических веществ, адсорбированных на его поверхности в период хранения. Отметим, что результатом измерения затухания, проведенного до указанной очистки, было уменьшение затухания с ростом температуры, что на самом деле соответствовало уменьшению слоя воды и органических веществ на поверхности при нагревании вследствие их испарения.

После очистки и нескольких циклов нагревания от 20 до 125 °С не было обнаружено необратимых изменений характеристик затухания ПЭВ, которые могли бы быть обнаружены в случае, например, роста на поверхности никеля оксидной пленки. В эксперименте измерялся сигнал фотоприемника  $S = S(T)$ , пропорциональный интенсивности ПЭВ. Можно показать, что справедливо соотношение  $\Delta\alpha(T) = \alpha(T) - \alpha(T_0) = (1/L)\ln(S(T_0)/S(T))$ , где  $T_0$  – комнатная температура. Для компенсации термодформаций узла крепления зеркала при нагревании проводилась подстройка угла падения  $\theta$  в пределах 0,01° для достижения максимума сигнала  $S$ . Изменение мощности излучения лазера во время проведения эксперимента контролировалось и не превышало 1,5%.

Одновременно с возбуждением ПЭВ в эксперименте наблюдалась объемная ППВ, распространявшаяся от решетки ввода под скользящим углом  $\psi$  к поверхности зеркала. Направление распространения ППВ схематически показано на рис. 1. Измерение углового распределения силы излучения ППВ в условиях резонансного возбуждения ПЭВ проводилось путем сканирования положения фотоприемника 7 типа МГ-30А с приемной апертурой диаметром 1 мм в направлении, ортогональном к поверхности зеркала.

### Результаты экспериментов и их обсуждение

Экспериментальная зависимость изменения коэффициента затухания ПЭВ от температуры  $\Delta\alpha = \Delta\alpha(T)$  приведена на рис. 2. Она хорошо описывается линейной температурной зависимостью вида  $\Delta\alpha = \beta(T - T_0)$ , где  $\beta = d\alpha/dT = (24 \pm 3) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  – температурный коэффициент затухания ПЭВ для никеля. Используя соотношение (1) и экспериментально определенное значение  $\beta$ , можно рассчитать значение температурного коэффициента поглощательной способности поверхности никеля для длины волны  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$

$$\frac{dA}{dT} = \beta \frac{2\omega_p c}{\omega^2} = 3,4 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}, \quad (3)$$

где  $\omega_p = 0,74 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$  – плазменная частота для никеля [11]. Подставляя значение поглощательной способности никеля  $A = 1,9 \times 10^{-2}$ , полученное с использованием значения комплексного показателя преломления для никеля на  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$   $n = 6,9 + 37,3i$  [11], имеем для относительного изменения температурного коэффициента поглощательной способности значение  $(1/A)(dA/dT) = 1,8 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Отметим, что полученное в данной работе значение  $\beta = (24 \pm 3) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  для никеля ( $A = 1,9 \times 10^{-2}$ ) больше значения  $\beta = (18 \pm 2) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  для платины ( $A = 2,6 \times 10^{-2}$ ) [6].

Одновременно с возбуждением ПЭВ наблюдалось возбуждение ППВ. В экспериментах первый дифракционный порядок возбуждающего лазерного излучения преобразовывался в ППВ при уменьшении угла падения излучения  $\theta$  и его приближении к значению  $\theta_r$ . Экспериментально определенная зависимость распределения силы излучения в ППВ  $I_{\text{ППВ}}$  приведена на рис. 3 и имеет максимум при  $\psi = 2,93^\circ$  и еще два локальных максимума в пределах области измерения.

Покажем, что распределение силы излучения в ППВ, наблюдаемое одновременно с возбуждением ПЭВ на дифракционной решетке ввода, обусловлено расхождением лазерного излучения и конечной шириной решетки ввода. Будем полагать, что волновой фронт пучка лазерного излучения цилиндрический с радиусом кривизны  $R$  и зависимость силы излучения  $I$  от угла  $\gamma$  (рис. 4) гауссова

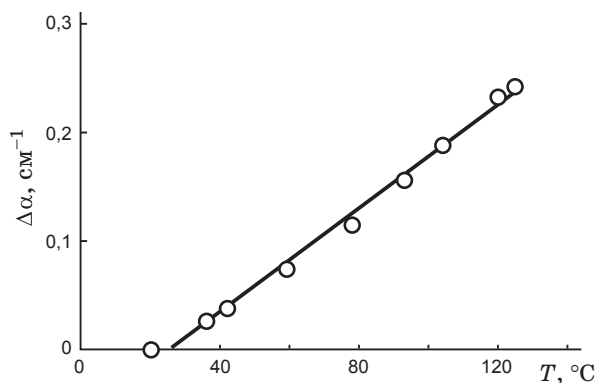


Рис. 2. Зависимость изменения коэффициента затухания ПЭВ  $\Delta\alpha$  от температуры  $T$  поверхности никеля.

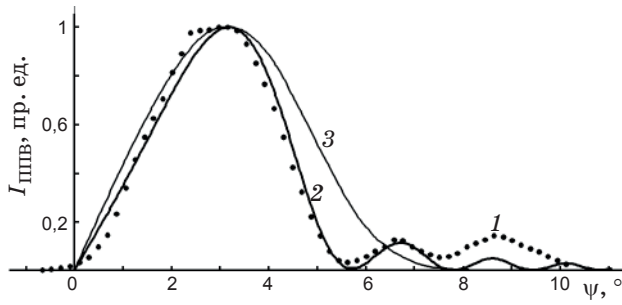


Рис. 3. Зависимости  $I_{\text{ППВ}}$  от  $\psi$ . 1 – полученная экспериментально, 2 – расчетная для случая  $(N_1 + N_2 + 1)d < 2R\delta$ , 3 – расчетная для случая  $2R\delta \ll (N_1 + N_2 + 1)d$ .

$$I(\gamma) = I_0 \exp\left(-\frac{\gamma^2}{\delta^2}\right), \quad (4)$$

где  $\delta$  – расходимость пучка лазерного излучения. Амплитуда электромагнитной волны  $A(x, y)$  в точке с координатами  $(x, y)$  является суммой амплитуд волн, приходящих со всех штрихов решетки ввода с периодом  $d$  и общим числом штрихов  $N_1 + N_2 + 1$ , где  $N_1$  и  $N_2$  – числа штрихов слева и справа, соответственно, от нулевого

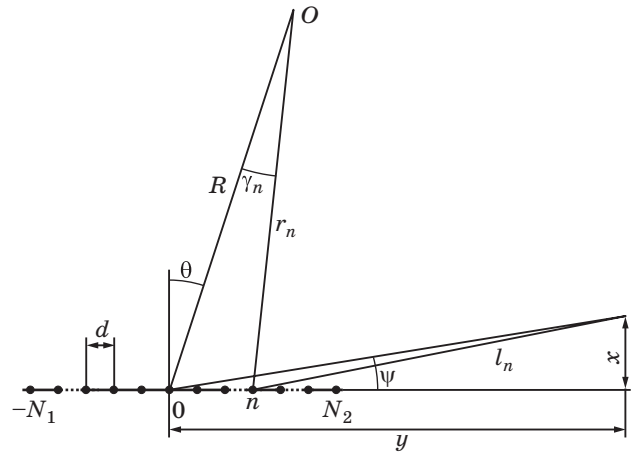


Рис. 4. Геометрическая схема для расчета  $I_{\text{ППВ}}$  при дифракции электромагнитной волны с цилиндрическим фронтом на решетке конечной ширины.

штриха, который пересекается осью симметрии лазерного пучка. Полагая, что штрихи решетки являются косинусными излучателями, получим для амплитуды дифрагированной волны выражение

$$A(x, y) \propto \sum_{n=-N_1}^{N_2} \exp\left(-\frac{\gamma_n^2}{2\delta^2}\right) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}(r_n + l_n)\right] \frac{x^{1/2}}{l_n^{3/2}}, \quad (5)$$

где

$$r_n = \sqrt{R^2 + d^2 n^2 - 2Rdn \sin \theta}, \quad l_n = \sqrt{x^2 + (y - nd)^2}, \quad \gamma_n = \arcsin\left(\frac{nd \cos \theta}{r_n}\right).$$

Из соотношения (5) при фиксированном  $y \gg x$  получаем выражение для силы излучения дифрагированной на решетке волны  $I_{\text{ППВ}}$  как функции  $\psi$

$$I_{\text{ППВ}}(\psi) \propto |A(\text{tg}(\psi)y, y)|^2, \quad (6)$$

где  $\psi = \arctg(x/y)$ .

На рис. 3 (кривая 2) представлена вычисленная с помощью соотношения (6) угловая зависимость  $I_{\text{ППВ}}(\psi)$  для  $\theta = \theta_r = 3,4244^\circ$  (расчетный резонансный угол возбуждения ПЭВ на решетке ввода в приближении равенства фазовых скоростей ПЭВ на решетке и на гладкой поверхности металла) для следующих параметров:  $R = 100$  см,  $d = 10$  мкм,  $y = 15$  см,  $N_1 = 245$ ,  $N_2 = 5$ ,

$\delta = 3,5 \times 10^{-3}$ ,  $\lambda = 10,61$  мкм. Как видно из рис. 3, рассчитанные положения главного и двух побочных максимумов силы излучения находятся в хорошем согласии с полученными экспериментальными данными. Расчет для большого числа штрихов  $N_1 = N_2 = 1000$ , когда пятно облучения много меньше ширины решетки, дает только один локальный максимум для  $I_{\text{ППВ}}$  (кривая 3 на рис. 3) при  $\psi = 3,12^\circ$ . Положение этого максимума согласуется с полученным ранее в работе [6] приближенным выражением для угла  $\psi_{\text{max}}$  максимальной силы излучения ППВ в условиях генерации ПЭВ при дифракции расходящегося пучка лазерного излучения на неограниченной решетке

$$\psi_{\max} \cong \sqrt{1 - \lambda/d - \sin \theta_r} + \sqrt{(1 - \lambda/d - \sin \theta_r)^2 + a\delta^2}, \quad (7)$$

где  $a = 2\lambda/d - (\lambda/d)^2$ . Подставляя в выражение (7)  $\sin \theta_r = c/v_{\text{phg}} - \lambda/d$ , где  $c$  – скорость света,  $v_{\text{phg}}$  – фазовая скорость ПЭВ на решетке, получим

$$\psi_{\max} \cong \sqrt{1 - c/v_{\text{phg}} + \sqrt{(1 - c/v_{\text{phg}})^2 + a\delta^2}}. \quad (8)$$

Если

$$\sqrt{a\delta^2} \gg |1 - c/v_{\text{phg}}|,$$

что справедливо для благородных металлов в средней инфракрасной области спектра, то из соотношения (8) можно получить более простое приближенное выражение для угла  $\psi_{\max}$

$$\psi_{\max} \cong \sqrt[4]{a\delta^2} \left( 1 + \frac{1 - c/v_{\text{phg}}}{2\sqrt{a\delta^2}} \right). \quad (9)$$

Отметим, что фазовая скорость ПЭВ на решетке  $v_{\text{phg}}$  меньше фазовой скорости ПЭВ на гладкой поверхности  $v_{\text{ph}}$  и зависит от профиля штрихов решетки. Оценка  $\psi_{\max}$  по формуле (8) для никеля дает значение  $\psi_{\max} = 3,11^\circ$ , а по формуле (9)  $\psi_{\max} = 3,10^\circ$ .

Согласно выражению (8), угол  $\psi_{\max}$ , под которым распространяется ППВ, больше для металлов с выраженными металлическими свойствами (благородные металлы), но не превышает  $\sqrt[4]{a\delta^2}$ .

Обращает на себя внимание несовпадение рассчитанного по формуле (8) значения с экспериментально полученным значением угла  $\psi_{\max} = 2,93^\circ$ . Это несоответствие может быть связано с тем, что в формулу (8) подставлялось значение фазовой скорости ПЭВ для гладкой границы раздела, так как значение фазовой скорости  $v_{\text{phg}}$  на решетке не известно. Используя соотношение (8) и экспериментально полученное значение угла  $\psi_{\max} = 2,93^\circ$ , получаем  $v_{\text{phg}} = 0,99897c$ . Таким образом, угол  $\psi_{\max}$  максимума силы излучения ППВ может быть использован для определения фазовой скорости ПЭВ на решетках. Такой подход для экспериментального определения фазовой скорости ПЭВ на металлической решетке может быть применен в случае использования качественных пучков лазерного излучения с известной расходимостью.

Таким образом, можно заключить, что возбуждаемая на решетке конечной ширины объемная приповерхностная волна представляет собой остаток первого порядка дифракции на решетке реального расходящегося пучка лазер-

ного излучения в условиях, когда распространяющаяся вдоль оси пучка плоская волна дифрагирует вдоль границы раздела металл–воздух или, в случае резонансного возбуждения ПЭВ, в металл.

## Заключение

Из экспериментального определения зависимости затухания поверхностной электромагнитной волны от температуры на границе раздела никель–воздух на длине волны 10,6 мкм получен температурный коэффициент затухания ПЭВ  $\beta = d\alpha/dT = (24 \pm 3) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  и вычислено значение температурного коэффициента поглощательной способности поверхности никеля  $dA/dT = 3,4 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Обнаружено, что угловое распределение силы излучения в объемной приповерхностной волне, наблюдаемой одновременно с возбуждением ПЭВ, помимо главного максимума имеет дополнительные локальные максимумы. Показано, что возникновение ППВ вызвано конечностью угла расходимости возбуждающего ПЭВ пучка лазерного излучения. Наличие дополнительных локальных максимумов в угловом распределении силы излучения приповерхностной волны обусловлено конечной шириной решетки ввода ПЭВ. Измеренное положение максимума силы излучения ППВ может быть использовано для определения фазовой скорости ПЭВ на решетке.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ИНТАС, проект № 03-51-4924, и РФФИ, проект № 09-02-00932а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич А.М., Дорофеев В.Г., Кареева В.А., Коченгина М.К., Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д. Связь между длиной затухания ПЭВ и оптическими характеристиками металла // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1984. Т. 45. № 3. С. 647–650.
2. Поверхностные поляритоны / Под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. 525 с.
3. Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Measurement of SEW phase velocity by optical heterodyning method // Proc. SPIE. 1990. V. 1440. P. 354–356.
4. Либенсон М.Н., Макин В.С., Трубаев В.В. Измерение фазовой скорости ПЭВ методом оптического



- гетеродинамирования // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1991. Т. 55. № 7. С. 1435–1437.
5. Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д., Трубаев В.В. Температурная зависимость затухания поверхностных электромагнитных волн // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 4. С. 193–197.
6. Макин В.С., Пестов Ю.И., Конс П. Изучение температурной зависимости поглотительной способности платины методом измерения затухания ПЭВ и природы прижатой волны // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 6. С. 56–59.
7. Bonch-Bruevich A.M., Gagarin A.P., Libenson M.N., Pudkov S.D., Trubaev V.V. The surface and near surface bulk electromagnetic waves on metals in infrared: interference and scattering // Proc. of Intern. Symp. "Surface waves in solids and layered structures". Novosibirsk, 1986. P. 34–37.
8. Gay G., Alloschery O., de Lesegno B.V., Weiner J., Lezec H.J. Surface wave generation and propagation on metallic subwavelength structures // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 213901.
9. Либенсон М.Н., Макин В.С., Трубаев В.В. Генерация прижатых волн в условиях возбуждения ПЭВ в среднем ИК диапазоне // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 1. С. 76–78.
10. Begley D.L., Alexander R.W., Ward C.A., Miller R., Bell R.J. Propagation distances of surface electromagnetic waves in the far infrared // Surface Science. 1979. V. 81. P. 245–251.
11. Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Jr., Ward C.A. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti and W in the infrared and far infrared // Appl. Opt. 1983. V. 22. № 7. P. 1099–1119.
-