


индекс 3624



Препринт ЕФИ-1020(70)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. БЕГЛОЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
(ОБЗОР)

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Գ.Ա. ԱՊՐԵՆԼՅԱՆ, Է.Ա. ԲԻՎԼՈՅԱՆ, Է.Մ. ԼԱՋԻՆԿ

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱԹԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ԱԼԻԲՆԵՐԻ ԳՐԳՈՒՄԸ

Տրվում է մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների /ՄԷԱ/ զրգումանը վերաբերող փորձառական աշխատանքների տեսությունը: Քննարկվում են ՄԷԱ զրգուման եղանակները, այն հիմնական բնութագրերի օպտիմալացման պայմանները, որոնք բերում են հարթ ալիքներից ՄԷԱ ստացման արդյունավետության բարձրացմանը: ՄԷԱ զրգուման և նրանց զրանցման եղանակների դիտարկումը հանգեցնում է այն եզրակացության, որ մետաղական մակերևույթների վրա ՄԷԱ զրգուման արդյունավետության բարձրացման հիմնական ուղղություններն են. ՄԷԱ մուտքի դիֆրակցիոն ցանցի կտրվածքի ձևի կառուցվածքի փոփոխումը, հարթ մակերևույթից ալիքավորին անցման սահունության ապահովումը և կորուստների նվազեցումը հարթ մակերևույթի վրա:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1987

Интерес к исследованию свойств поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) обусловлен широким спектром областей их применения: изучение свойств поверхностей твердых тел, влияние тонких диэлектрических покрытий на характеристики поверхностей тел, ускорение заряженных частиц в полях ПЭВ. С помощью ПЭВ определяются оптические константы массивных образцов и напыленных металлических и полупроводниковых пленок, параметры шероховатости поверхности проводящих сред, поглощающие способности различных диэлектрических покрытий и т.д. Большая часть энергии ПЭВ концентрируется на границе раздела двух сред, что и определяет высокую чувствительность ПЭВ к состоянию поверхности и возможности проведения безконтактных измерений.

Рассмотрим границу раздела двух полубесконечных изотропных сред с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1(\omega) = \epsilon_1' + i\epsilon_1''$ и $\epsilon_2(\omega) = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$ (рис. I), на которую под углом θ к нормали падает P - поляризованная электромагнитная волна с частотой ω .

Наличие электрического поля на границе раздела двух сред приводит к появлению поверхностных зарядов (поляритонов), унося

доченное распространение колебаний которых по поверхности и представляет собой ПЭВ.

Если в качестве векторов-потенциалов выбрать E_z и H_z -составляющие электромагнитного поля, то при этом решении уравнений Максвелла с учетом граничных условий дает следующие дисперсионные уравнения (1):

$$\begin{cases} K_{z1} E_z + K_{z2} E_1 = 0 & \text{при } E_z \neq 0 \\ K_{z1} + K_{z2} = 0 & \text{при } H_z \neq 0 \end{cases} \quad (1)$$

Вексы K_{z1} и K_{z2} являются z -компонентами волнового вектора ПЭВ, которые имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} K_{z1} &= (K_x^2 - \epsilon_1 \omega^2 / c^2)^{1/2}, \\ K_{z2} &= (K_x^2 - \epsilon_2 \omega^2 / c^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где K_x - компонента волнового вектора ПЭВ вдоль границы раздела; c - скорость света в вакууме.

Первое уравнение в (1) может иметь решение только в том случае, когда $\epsilon_1 < 0$ или $\epsilon_2 < 0$, т.е. для возбуждения ПЭВ на границе раздела двух сред необходимо, чтобы одна из граничащих сред была поверхностно-активной (например, металлы в ИК-области длин волн).

Второе уравнение в (1) не имеет решений, следовательно, поверхностные волны, у которых $H_z \neq 0$, существовать не могут.

С учетом (2) дисперсионное уравнение (1) можно записать в виде:

$$K_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1(\omega) \epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)}} \quad (3)$$

Таким образом, решениями уравнений Максвелла на границе раздела двух сред может быть волна, которая распространяется вдоль поверхности раздела и экспоненциально убывает при удалении от нее [2].

Затухание ПЭВ обусловлено не только диссипацией энергии в граничащих средах, но и рассеянием на шероховатостях поверхности. Длина пробега ПЭВ, т.е., расстояние, на котором ПЭВ убывает в e раз, определяется мнимой частью волнового вектора K_x [3]:

$$L = 1/2 K_x'' \quad (4)$$

В случае нормального скин-эффекта, по модели Друде-Зинера, длину пробега ПЭВ по поверхности металла можно описывать выражением [4]

$$L \approx \nu_p^2 / 2\pi \nu_e \nu^2, \quad (5)$$

где $\nu_p = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{n_0}{m_e \epsilon_0}}$ - плазменная частота металла, e и m_e - заряд и масса электрона, n_0 - число электронов проводимости, ν_e - частота соударений электронов с фотонами, электронами и примесями, ϵ_0 - электрическая постоянная.

В ИК-области спектра выражение для длины пробега ПЭВ по поверхности металла упрощается [4,5]:

$$L = \sigma_0 / \pi \nu^2, \quad (6)$$

где σ_0 - проводимость металла. Отсюда следует обратная квадратичная зависимость L от частоты ν возбуждающего ПЭВ излучения и целесообразность работы в ИК-области спектра, так как уже в видимой области спектра длина пробега ПЭВ становит-

ся очень малой (несколько микро).

Диэлектрическая пленка с проницаемостью ϵ и толщиной d , нанесенная на поверхность раздела двух сред приводит к уменьшению длины пробега ПЭВ [6] и к усложнению дисперсионного уравнения (3). По измеренным длинам пробега ПЭВ по поверхности металла с диэлектрической пленкой (L) и без нее (L_0) можно определять оптические постоянные металла. В случае тонкой непоглощающей пленки ($d \ll 1/2\pi\sqrt{\epsilon}$), нанесенной на поверхность металла, для ν_p и ν_c имеем следующие выражения [7,8]

$$\nu_p = \frac{L_0/L - 1}{2\pi d(1-1/\epsilon)}, \quad \nu_c = \nu_p^2 / 2\pi L_0 \nu^2, \quad (7)$$

а оптические постоянные металла n (показатель преломления) и κ (коэффициент поглощения) определяются по следующим формулам

$$n = \frac{4AB^2}{A^4 + 4B^2}, \quad \kappa = \frac{2A^3B}{A^4 + 4B^2}, \quad (8)$$

где

$$A = \frac{6\pi\nu^2 d(1-1/\epsilon)}{1/L - 1/L_0}, \quad B = \frac{2\pi\nu}{1/L_0}.$$

Способы возбуждения ПЭВ

Если сравнить волновой вектор ПЭВ и плоской волны той же частоты, то оказывается, что $K_x^{пэв} > \omega/c$, т.е. $V_{ф}^{пэв} < c$. ПЭВ являются медленными волнами и для их возбуждения при помощи плоской волны необходимо применять устройства, которые поз-

волят замедлять плоскую волну и преобразовывать ее в ПЭВ [9]. Ниже рассмотрим несколько вариантов таких преобразователей.

1. Метод дифракционной решетки

Как известно, дифракционная решетка является замедляющей структурой, поэтому если на поверхности раздела двух сред имеется такая структура (рис.2), то наблюдается взаимное преобразование плоских и поверхностных электромагнитных волн. Варьируя углом падения θ возбуждающей ПЭВ плоской волны и периода решетки a можно добиться согласования фазовых скоростей волны, распространяющейся вдоль решетки и ПЭВ. Взаимодействие волны с решеткой приводит к увеличению импульса падающих фотонов и соответственно к увеличению волнового вектора на величину $\Delta K = 2\pi/a$ [10,11]. При этом дисперсионное уравнение для ПЭВ принимает следующий вид

$$K_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2} \sin \theta + \frac{2\pi p}{a}, \quad (9)$$

где $n = \sqrt{\epsilon_2}$ - показатель преломления поверхностно-неактивной среды, p - целое число.

2. Призмный метод

В этом методе используются призмы, диэлектрическая проницаемость которых больше, чем диэлектрическая проницаемость воздуха. Известны две схемы взаимного расположения призмы и проводящей поверхности.

А. Схема Отто

Призма расположена на расстоянии $d \approx \lambda$ (λ - длина волны излучения) от проводящей поверхности [1,12 - 14] (рис.3).

Плоская волна направляется на основание призмы под углом $\theta > \theta_{кр} = \arcsin 1/n_{пр}$ ($n_{пр}$ - показатель преломления призмы; $\theta_{кр}$ - критический угол полного внутреннего отражения призмы). При этом в зазоре между призмой и поверхностью возникает экспоненциально затухающее поле, которое распространяется вдоль проводящей поверхности с фазовой скоростью

$$V_{\varphi} = c/n_{пр} \sin \theta \quad (10)$$

и волновым вектором

$$K_x = \frac{\omega}{c} n_{пр} \sin \theta \quad (11)$$

Подбором угла θ можно достичь равенства $V_{\varphi} = V_{\varphi}^{пэв}$. К этому можно прийти и с помощью частотной модуляции плоской волны.

Оптимальное возбуждение ПЭВ определяется по минимуму коэффициента отражения в призме. Это приводит к ослаблению (нарушению) полного внутреннего отражения плоских волн, поэтому этот метод называют призмным преобразованием ПЭВ, использующим явление нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО).

Б. Схема Кретчмана

Здесь пленка проводящего материала с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1(\omega)$ и толщиной d_1 наносится на основание призмы [15,16] (рис.4), образовав трехслойную систему. Толщина пленки будет оптимальной, если коэффициент отражения этой

системы минимален. В этом случае поле волны, падающей на призму под углом $\theta > \theta_{кр}$, достигает внешней поверхности пленки и подбором угла θ можно добиться согласования фазовых скоростей V_{φ} и $V_{\varphi}^{пэв}$ на границе "проводящая пленка-воздух".

3. Метод с диафрагмой

Исследования показали, что для возбуждения ПЭВ на границе раздела двух сред необходимо только нарушить трансляционную симметрию на пути возбуждающего ПЭВ света.

Так, если на пути света вместо призмы или решетки ввода ПЭВ находится щель между поверхностью металла и диафрагмой, то на краю щели происходит дифракция плоской волны, которая приводит к изменению фазовой скорости этой волны [17] (рис.5). Плоская волна фокусируется на щель, где за счет нарушения трансляционной симметрии при определенных углах θ возбуждается ПЭВ на поверхности металла. Вывод ПЭВ осуществляется с помощью призмы, перед которой обычно ставится шлем с целью устранения фоновых лучей.

4. Метод краевого ввода

Если с пути распространения ПЭВ убрать призму вывода (см. рис.5), то ПЭВ дойдя до границы металла будет переизлучаться в виде плоских волн. Легко реализуем и обратный процесс, т.е. возбуждение ПЭВ при скользющем падении плоской волны на острый край образца. Такой метод возбуждения ПЭВ, называемый краевым вводом, детально исследован в работах [18,19]. Дифракция плоской волны на край поверхности приводит к достижению синхро-

низа между V_{ϕ} и $V_{\phi}^{пэв}$.

Экспериментальные исследования ПЭВ

Первые экспериментальные исследования по возбуждению ПЭВ в ИК-области спектра на границе раздела металл-воздух проводились в начале 70-х годов.

В 1973 г. в работах [3,12] было сообщение о том, что ПЭВ ИК-области могут распространяться на расстояния порядка нескольких сантиметров. Эти ПЭВ реализовывались по схеме Отто (рис.3) с использованием непрерывного CO_2 - лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм) мощностью 250 мВт в качестве источника возбуждающего ПЭВ излучения. Исследован также вариант двух призм [12] ввода и вывода ПЭВ (рис.6). Призмы изготовлены из $NaCl$ ($n_{пр} = 1,49$ и $\theta_{кр} = 42^\circ$). Эффективному возбуждению ПЭВ соответствовали угол падения луча на основание призмы (рис.3)

$\theta \approx \theta_{кр}$ и $d \approx 15$ мкм. Получена длина пробега ПЭВ $L \approx 1,6$ см для образца пленки меди толщиной $\sim 3000\text{Å}$, что много больше глубины проникновения поверхностных поляритонов в металл на длине волны 10,6 мкм.

В работе [20] сделана попытка повторить работу [12] методом двух призм НРВО. На поверхности пленки меди, напыленной на стеклянной подложке в вакууме 10^{-6} Тор, длина пробега поверхностной волны с $\lambda_0 = 10,6$ мкм составляла всего 5 мм. Авторы считают, что это связано в основном с худшим качеством пленки. Эффективный вывод ПЭВ с помощью второй призмы соответствовал зазору между призмами и поверхностью пленки меди, равной 10 мкм.

Дальнейшие исследования ПЭВ в ИК-области спектра показали [21,22], что для эффективного возбуждения ПЭВ необходимо опти-

мизировать угол $\Phi_{вв}$ призм (рис.6). В работе [22] в качестве образцов были использованы пленки Pt, Ni и Cu, а также фольга W. ПЭВ возбуждались с помощью перестраиваемого CO_2 - лазера мощностью 20 Вт и с механической модуляцией излучения на частоте 100 Гц. Призмы ввода и вывода ПЭВ изготовлены из BaF_2 , причем угол $\Phi_{вв}$ призмы ввода варьировался от $59,5^\circ$ до $95,5^\circ$, при постоянстве угла $\Phi_{выв}$ призмы вывода, равной 89° . Образцы пленок были получены напылением на подложку в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ Тор. Для пленки меди толщиной 6000Å максимальная эффективность возбуждения ПЭВ (3,4%) достигается при угле $\Phi_{вв}$, равном $66,8^\circ$ на длине волны возбуждающего излучения $\lambda_0 = 9,54$ мкм. При значении угла $\Phi = 90^\circ$ эффективность возбуждения ПЭВ составляла всего 1%. Оптимальный зазор между призмами и металлом составлял 25 мкм, а расстояние между призмами 3,3 мм. Из графика зависимости эффективности ввода ПЭВ от угла θ падения луча на основание призмы (рис.7) видно, что полуширина пика на графике равна угловой расходимости используемого CO_2 - лазера ($0,2^\circ$). В этой работе оптимальное значение угла падения луча $\theta_{опт.}$ в призме не измерялось, но было определено, что эффективность ввода ПЭВ уменьшается на 40% при увеличении угла падения на $0,1^\circ$ от $\theta_{опт.}$ и уменьшается на 50% при уменьшении угла падения на $0,1^\circ$ от $\theta_{опт.}$. Предполагалось, что угол $\theta_{опт.} > \theta_{кр.}$ угла полного внутреннего отражения призмы.

Для достижения максимальной эффективности преобразования ПЭВ [23] необходимо выяснить влияние следующих параметров (рис.8): угла падения луча θ_1 в призме на плоскость, обращенную к металлу, величины зазоров d_1 и d_2 между призмами

и металлом, места выхода луча S из-под призмы. ПЭВ возбуждались плоской волной ($\lambda_0 = 10,6$ мкм), модулированной с частотой 400 Гц.

На образце пленки меди толщиной 0,3 - 0,5 мкм и с длиной пробега ПЭВ $L = 1,8$ см измерялась зависимость эффективности ввода ПЭВ η_1 от угла падения луча θ_1 . Расстояние R между призмами при этом оставалось неизменным и равным 4 см. Результаты измерений совпадали с данными, полученными в работе [22] (см.рис.7). В отличие от работы [22] измерялось оптимальное значение угла падения $\theta_{\text{опт}}$ в призме и выяснилось, что в случае призмы из KBr $\theta_{\text{опт}}$ меньше критического угла полного внутреннего отражения призмы на величину $0,2 \pm 0,1^\circ$. Значит ПЭВ возбуждались в отсутствии полного внутреннего отражения.

Из графика зависимости эффективности ввода ПЭВ от места выхода луча S из-под призмы (рис.9) видно, что для оптимального возбуждения ПЭВ луч лазера должен падать на призму примерно на расстоянии 2 мм от ее края.

Эффективности ввода и вывода ПЭВ в зависимости от величин зазоров между призмой и поверхностью образца максимальны при $d_{1\text{опт}} = 38$ мкм и $d_{2\text{опт}} = 18$ мкм, что хорошо согласуется с результатами работ [13,22,24] $d_{1\text{опт}} \approx 2 - 4$; $d_{2\text{опт}} \approx 1 - 3 \lambda_0$ (λ_0 - длина волны излучения). Исследования показали, что для каждого угла θ_1 можно подобрать соответствующий зазор d_1 , при котором возможно возбуждение ПЭВ. Однако эффективность возбуждения при этом будет меньше, чем при $\theta_1 = \theta_{\text{опт}}$ и $d_1 = d_{\text{опт}}$.

Измеряя интенсивность излучения выходящего из второй призмы (I), и интенсивность падающего на первую призму излучения (I_0), можно вычислять коэффициент преобразования плоской волны в ПЭВ

η , который равен произведению эффективности ввода η_1 и вывода η_2 ; $\eta = \eta_1 \eta_2$.

В качестве образца использовалась пленка меди, для которой длина пробега ПЭВ $L = 2,4$ см. Расстояние между призмами $R = 6$ см, а оптимальные зазоры $d_{1\text{опт}} = 45$ мкм и $d_{2\text{опт}} = 25$ мкм. Для полного коэффициента преобразования ПЭВ при этом получено значение $\eta = 3,5 \pm 0,3\%$.

Как отмечалось выше, на поверхности металла можно возбудить ПЭВ с помощью диафрагмы [17] (см.рис.5). С использованием линзы из $NaCl$, с фокусным расстоянием $F \approx 10$ см, излучение CO_2 - лазера фокусировалось на поверхность пленки алюминия толщиной 0,3 мкм, что много больше глубины проникновения ПЭВ в металл. Диафрагма, представляющая собой лезвие бритвы, располагалась в фокусе линзы. Максимальная эффективность возбуждения ПЭВ достигается при угле падения луча на щель диафрагмы с поверхностью металла $\theta = 88^\circ$, которая как и в работе [23] несколько меньше критического угла полного внутреннего отражения. Оптимальный зазор между диафрагмой и поверхностью образца примерно совпадал с оптимальным зазором призма-металл [23]. Эффективность преобразования излучения в ПЭВ при этом способе возбуждения достигла 1%.

Диаграмма направленности переизлучения ПЭВ в виде плоской волны с края металла приведена на рис.10. Для устранения фоновых лучей над образцом на расстоянии 0,5 мм помещались три диафрагмы (шлема), разделенные промежутками в 1 см. Наблюдалось несколько пиков излучения, высоты которых относятся как 20:5:2:1 при соответствующих значениях углов 0; 2,4; 3,8; 5,1⁰ (углы измерялись относительно положения главного максимума).

В работах [4,6] было установлено, что нанесение на металлы тонких диэлектрических пленок приводит к увеличению коэффициента поглощения ПЭВ $\alpha = 1/L$, причем поглощение тем больше, чем ближе частота ПЭВ к частоте собственных колебаний пленки. Наибольшее ослабление ПЭВ должно происходить на частоте продольных колебаний диэлектрика.

Экспериментальные исследования этого явления проводились в сериях работ [21,25-28] с использованием перестраиваемого CO_2 - лазера, призмным методом возбуждения и регистрации ПЭВ (см.рис.8). Диэлектрические пленки были выбраны из материалов, обладающих интенсивными полосами поглощения в области перестройки CO_2 - лазера (10,64 - 9,3 мкм). В работе [24] пленка апатита толщиной 200 Å с собственной частотой продольного колебания $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Гц была нанесена на поверхность серебра. Зависимость интенсивности выходного излучения от расстояния R между призмами приведена на рис.11. Прямая 1 соответствует случаю серебряной поверхности без апатитовой пленки, а прямые 2 - 5 - с апатитовой пленкой. Длину распространения ПЭВ можно определять по наклону прямых, приведенных на рис.11. Если частота ПЭВ приближается к продольной частоте колебания апатита (прямая 5), длина пробега ПЭВ уменьшается. Это связано с тем, что продольная составляющая электрического вектора ПЭВ направлена вдоль поверхности пленки, взаимодействие с которой и оказывает существенное влияние на длину пробега ПЭВ.

В работе [29] приведено экспериментальное исследование рассеяния ПЭВ на металлических поверхностях с разными высотами шероховатостей. При среднеквадратичной высоте шероховатостей менее 25 Å наблюдалось интенсивное рассеяние ПЭВ с $\lambda_0 = 10,6$ мкм.

На рис.12 изображена схема эксперимента, в котором ПЭВ возбуждался методом дифракционной решетки (1). Излучение, возникающее при рассеянии ПЭВ на шероховатостях поверхности, проходя через световод (2), регистрировалось пироэлектрическим приемником типа МГ-30(3). Параметры дифракционной решетки, как элемента ввода ПЭВ, следующие: период - 11 мкм, глубина штриха - 0,15 - 0,20 мкм и число штрихов - 300. Исследуемыми образцами служили массивные полированные пластины меди, а также пленки золота и меди. Если образец покрыть тонкой пленкой воды или масла, можно убедиться в том, что сигнал на МГ-30 резко уменьшается. Это связано с увеличением джоулевых потерь энергии ПЭВ в воде (масле), которое приводит к уменьшению энергии рассеянного излучения ПЭВ.

График зависимости углового распределения интенсивности рассеянного излучения ПЭВ (от массивного медного образца) в области углов $\varphi = 35 - 90^\circ$, отсчитываемых от направления распространения ПЭВ, приведен на рис.13. Диаграмма направленности рассеянного излучения вытянута в направлении распространения ПЭВ.

Исследования показали, что коэффициент преобразования ПЭВ в объемное излучение был порядка единицы, в то время как обратное преобразование на решетке ввода ПЭВ составляло всего $\sim 10^{-3}$.

Одним из важных вопросов использования ПЭВ является повышение эффективности преобразования плоских волн в ПЭВ. Как было отмечено выше, возбуждение ПЭВ с помощью метода НРВО не дает эффективного решения этой проблемы. Исследования в этом направлении показали, что наиболее практичным решением является ис-

пользование дифракционных решеток, позволяющих повысить эффективность преобразования ПЭВ до 66% [30,31].

Еще в начале 40-х годов были обнаружены аномалии в спектре отражения света от металлических дифракционных решеток, которые объяснялись преобразованием части спектра плоских волн в ПЭВ [32]. Вопрос эффективности преобразования ПЭВ в зависимости от элемента возбуждения хорошо изучен в сантиметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 3,55$ см) с использованием дифракционных решеток [33,34]. В этих работах максимальный коэффициент преобразования (92%) достигается, когда элементом возбуждения служит прямоугольный волновод. При призмичном способе возбуждения коэффициент преобразования ПЭВ составлял 60%.

В настоящее время известно много экспериментальных работ, посвященных вопросам возбуждения ПЭВ при отражении света от металлических дифракционных решеток [35-38] или гофрированных поверхностей [39-42] в различных диапазонах длин волн. Но использованные в этих работах дифракционные решетки и гофры на поверхности металла не обеспечили высоких эффективностей преобразования плоских волн в ПЭВ, что стимулировало дальнейшее исследование в этой области.

В работах [30,31] обсуждаются возможности повышения эффективности преобразования ПЭВ на гофрированной поверхности меди в 10 мкм диапазоне длин волн до 66%, путем использования решеток синусоидальной формы с периодом $\Lambda = 5,92$ мкм и глубиной $2\sigma = 0,66$ мкм.

ПЭВ возбуждались CO_2 - лазером ($\lambda_0 = 10,6$ мкм), в качестве приемников излучения служили Ge-Au детектор и радиовизор, который позволял визуализировать 10 мкм излучение.

Решетки были изготовлены на стеклянных подложках фотолитографическим методом и покрыты слоем меди толщиной 0,3 мкм. Край решетки и самой подложки в эксперименте совпадали. Схема экспериментальной установки представлена на рис.14.

Изучение зависимости затухания ПЭВ (α) от периода Λ гофра и его глубины 2σ , а также от диаметра возбуждающего ПЭВ пучка привели к условиям оптимального возбуждения ПЭВ:

$$2\alpha X_0 = 1 \quad \text{и} \quad 2\alpha W = 1,36 \cos \theta; \quad (12)$$

где X_0 - координата края решетки, W - диаметр пучка гауссовой формы, θ - угол падения пучка на решетку.

При исследовании характеристики переизлучения ПЭВ в дальней зоне в результате срыва ее с края решетки, на экране радиовизора было обнаружено два пятна. Одно из них появляется из-за преобразования ПЭВ в плоскую волну на краю решетки, наличие второго пятна авторы объясняют "приповерхностным" излучением ПЭВ на решетке, что представляет собой не что иное, как рассеяние ПЭВ на гофрированной поверхности [43]. Направление его распространения в воздухе составляет 5° с поверхностью металла. Удаление фокуса F , возбуждающего излучение от края решетки, приводит к уменьшению интенсивности ПЭВ и к увеличению интенсивности "приповерхностного" излучения. Это излучение и является основным фактором, ограничивающим увеличение эффективности преобразования плоской волны в ПЭВ в вышеуказанных работах [38-42].

В случае решеток прямоугольного профиля уменьшение интенсивности ПЭВ из-за "приповерхностного" излучения может достичь 50% от общего коэффициента затухания. Применение решеток синусоидального профиля приводит к уменьшению потерь интенсивности

ПЭВ на "приповерхностное" излучение до 12% от общего коэффициента затухания.

В работе [31] исследована зависимость интенсивности дифракционного излучения нулевого порядка от расстояния фокуса F до края решетки (величины X). Минимальное значение интенсивности, соответствующее максимальному преобразованию плоской волны в ПЭВ, наблюдалось при $X \approx 1,5$ мм. На основе этой зависимости численные оценки эффективностей преобразования падающей волны в ПЭВ (η) и обратного преобразования ($\bar{\eta}$) с помощью соответствующих выражений из [30] дали следующие значения:

$$\eta_{\text{эксп}} = 66 \pm 5\% \quad \text{и} \quad \bar{\eta}_{\text{эксп}} = 83 \pm 5\%.$$

Выяснилось, что несинусоидальность решетки (например, на решетке с $\Lambda = 11,4$ мкм и $2\sigma = 0,4$ мкм) приводит к резкому уменьшению эффективности возбуждения ПЭВ до 28%.

"Приповерхностные" волны, которые обычно генерируются на элементах ввода ПЭВ, приводили к значительному отличию в измеренных значениях коэффициента затухания ПЭВ (α) [43,44]. Оказалось, что экспериментально измеренные значения α заметно превышают теоретически рассчитанное значение этой величины при комнатной температуре T_0 . Например, для золота $\alpha_{\text{теор}}(T_0) = 0,23 \text{ см}^{-1}$ [44], тогда как на $\lambda_0 = 10,6$ мкм $\alpha_{\text{эксп.}} = 3,3 \text{ см}^{-1}$; 2 см^{-1} ; $0,6 \text{ см}^{-1}$ у разных авторов.

В этой связи представляет интерес результат исследования температурной зависимости коэффициента затухания ПЭВ (α) при ее распространении вдоль металлической поверхности [45].

С целью устранения генерации "приповерхностных" волн, были

использованы дифракционные решетки ввода и вывода ПЭВ с очень малой глубиной штриха (менее 0,1 мкм). Схема эксперимента аналогична работе [29] и приведена на рис.12, где две идентичные дифракционные решетки, с периодом 11 мкм, были нанесены на пленку золота (толщиной 0,15 мкм) на расстоянии 60 мм друг от друга. Оптимальный угол ввода и вывода ПЭВ был близок к 0° . В эксперименте температура образца изменялась от 20 до 150°C .

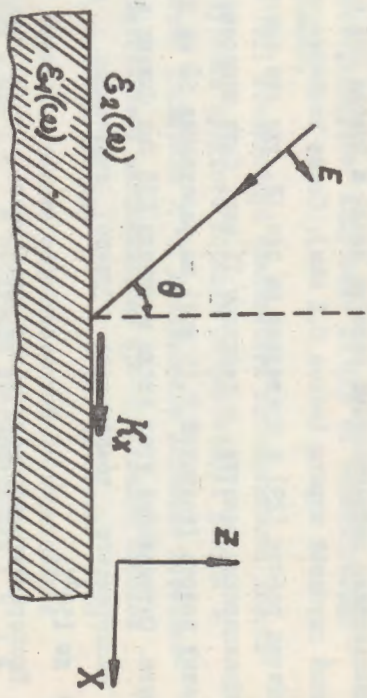
Экспериментально полученная зависимость $\Delta\alpha(T)$ имеет вид прямой $\Delta\alpha(T) = \beta(T - T_0)$, тангенс угла наклона которой равен температурному коэффициенту затухания ПЭВ:

$$\beta = d\alpha/dT = 7,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1} \text{ град}^{-1}.$$

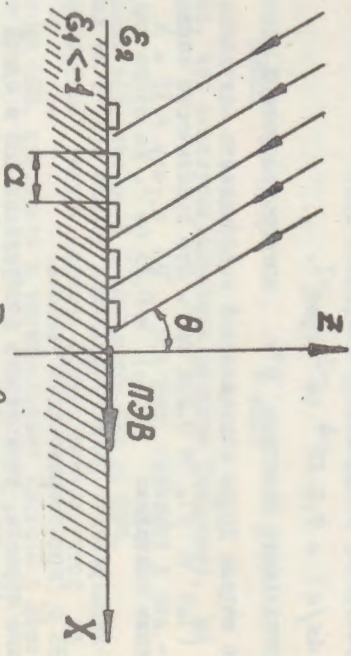
В результате величина βT_0 получается равной рассчитанной по модели Друде составляющей коэффициента затухания ПЭВ: $\alpha_{\text{эф}}(T_0) = \beta T_0 \approx 0,228 \text{ см}^{-1}$. Это практически совпадает с расчетным значением $\alpha(T_0) = 0,23 \text{ см}^{-1}$. Из этого следует, что в эксперименте регистрировалась только ПЭВ, а не комбинация ПЭВ с "приповерхностной" волной.

Таким образом, возможность возбуждения ПЭВ в одной точке поверхности и ее измерение в другой точке на расстоянии в несколько сантиметров, в совокупности с ее свойством концентрации у поверхности раздела, делают ПЭВ хорошим инструментом для исследования характеристик твердого тела вблизи поверхности.

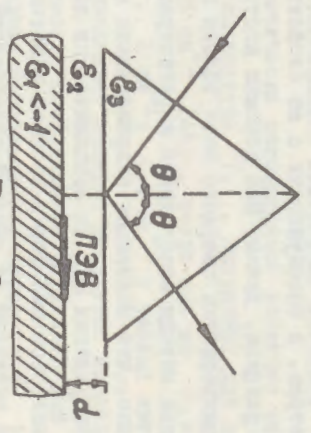
Рассмотренные методы возбуждения и регистрации ПЭВ приводят к заключению, что основными направлениями повышения эффективности возбуждения ПЭВ на металлических поверхностях являются: совершенствование формы профиля решеток ввода ПЭВ, создание плавного перехода от гладкой поверхности к гофрированной и понижение потерь на гладкой поверхности.



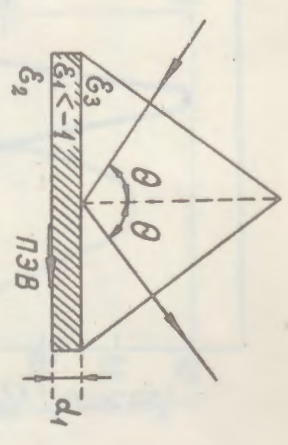
Puc. 1.



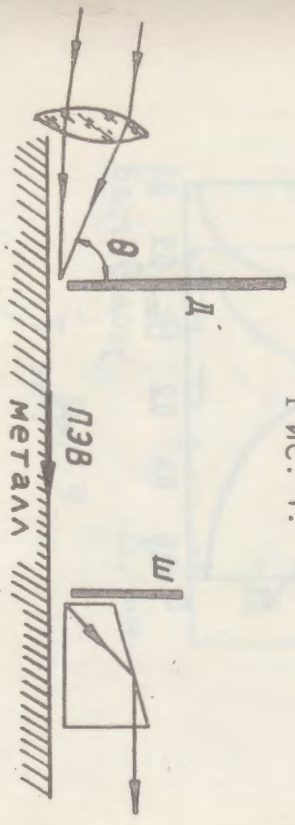
Puc. 2.



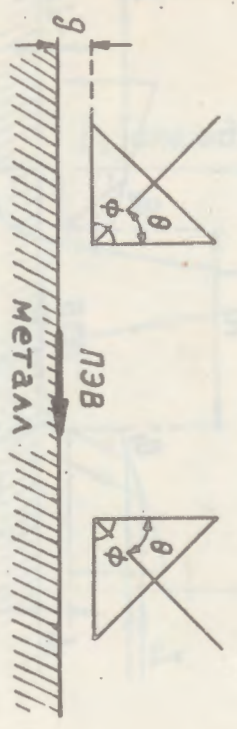
Puc. 3.



Puc. 4.



Puc. 5.



Puc. 6.

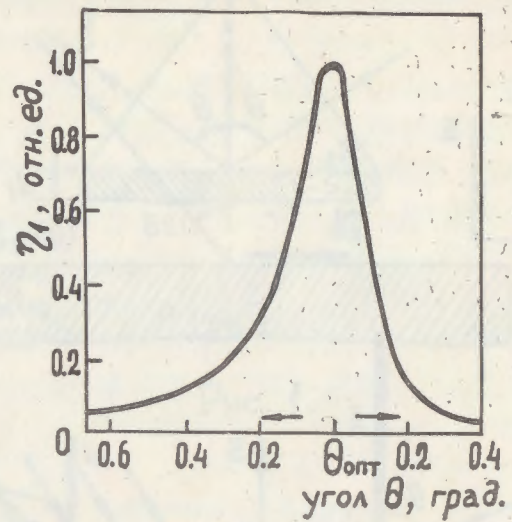


Рис. 7.

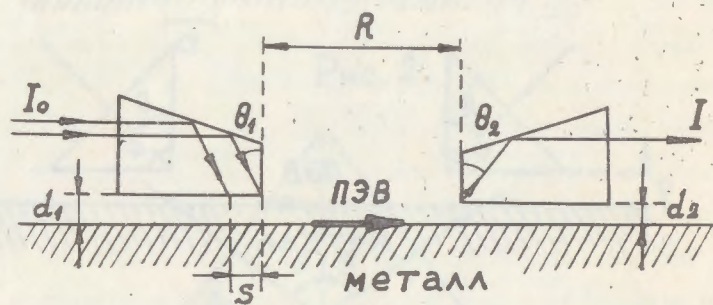


Рис. 8.

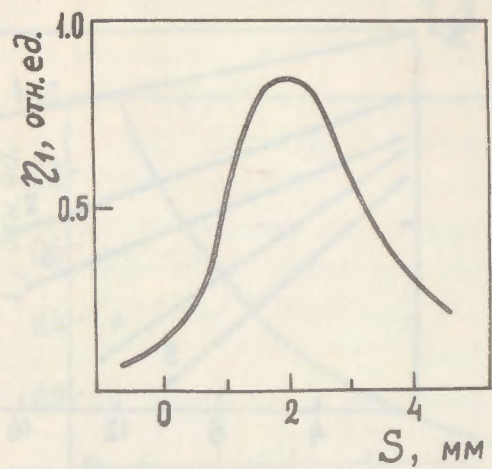


Рис. 9.

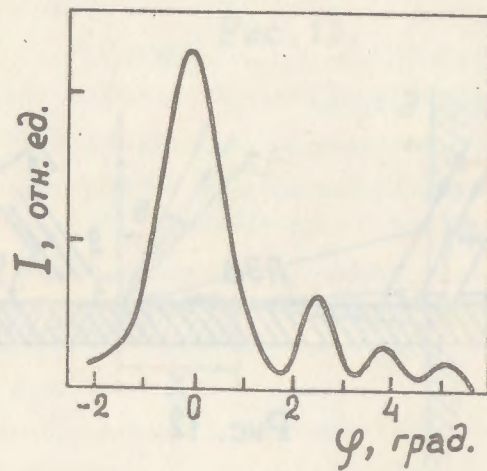


Рис. 10.

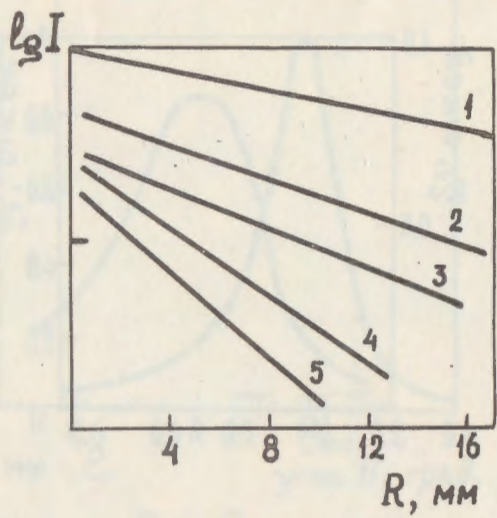


Рис. 11.

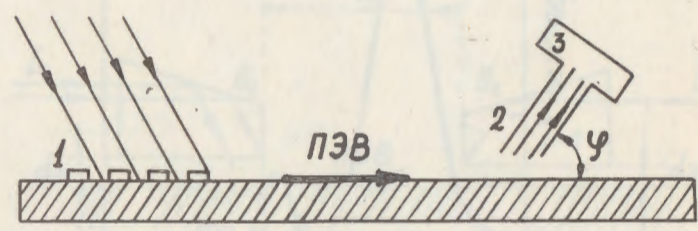


Рис. 12.

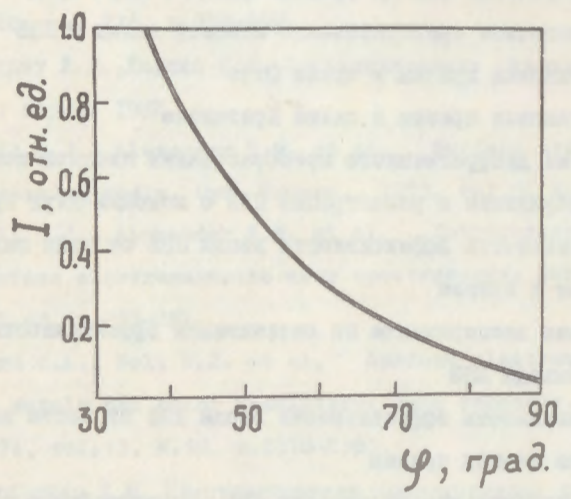


Рис. 13.

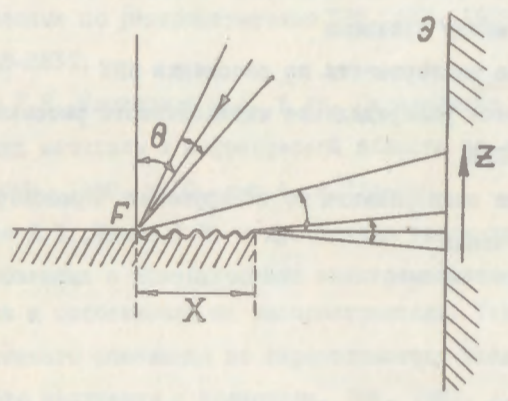


Рис. 14.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Возбуждение ПЭВ на границе раздела двух сред
Рис.2 Решеточное преобразование плоской волны в ПЭВ
Рис.3 Установка призмы в схеме Отто
Рис.4 Установка призмы в схеме Кретчмана
Рис.5 Схема диафрагменного преобразования плоской волны в ПЭВ
Рис.6 Возбуждение и регистрация ПЭВ с помощью двух призм
Рис.7 Зависимость эффективности ввода ПЭВ от угла падения луча в призме
Рис.8 Схема эксперимента по оптимизации эффективности ввода и вывода ПЭВ
Рис.9 Зависимость эффективности ввода ПЭВ от места выхода луча из-под призмы
Рис.10 Диаграмма направленности ПЭВ, срывающейся с края металла
Рис.11 Зависимость интенсивности выходного сигнала от расстояния между призмами
Рис.12 Схема эксперимента по рассеянию ПЭВ
Рис.13 Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения ПЭВ
Рис.14 Схема эксперимента по обнаружению "приповерхностного" излучения

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z.Phys.* 1968, vol.216, p.398-410.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
3. Bell R.J., Alexander R.W. et al. Surface excitations in absorbing media. *Opt. Commun.*, 1973, vol.8, N.2, p.147-150.
4. Bell R.J., Alexander R.W. et al. Introductory theory for surface electromagnetic wave spectroscopy. *Surf. Sci.*, 1975, vol.48, p.253-287.
5. Ward C.A., Bell R.J. et al. Surface electromagnetic waves on metals and polar insulators: Some comments. *Appl. Opt.*, 1974, vol.13, N.10, p.2378-2381.
6. Агранович В.М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности. *УФН*, 1975, т.115, с.199-237.
7. Жижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Оптические постоянные меди, полученные по распространению ПЭВ. *ФТТ*, 1979, т.21, вып.9, с.2828-2831.
8. Жижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Определение оптических постоянных металлов в инфракрасной области по распространению ПЭВ. *ФММ*, 1980, т.50, вып.4, с.734-740.
9. Алиева Е.В., Жижин Г.Н. и др. Методы взаимного преобразования объемных и поверхностных электромагнитных волн ИК диапазона и особенности их распространения. Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. *ГСМ*, 1981, с.370-380.

10. Ye-Yung Teng, Stern E.A. Plasma radiation from metal grating surfaces. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, vol.19, N.9, p.511-514.
11. Raether H. Surface plasma oscillations and their applications. *Phys.Thin Films*, 1977, vol.9, p.145-148.
12. Schoenwald J., Burstein E., Elsen J.M. Propagation of surface polaritons over macroscopic distances at optical frequencies. *Solid State Commun.*, 1973, vol.12, p.185-189.
13. Hjort berg A., Chen W.P., Burstein E. Infrared surface EM-wave prism spectroscopy of Langmuir-Blodgett Mn-stearate layers on Ag. *Opt.Commun.*, 1978, vol.25, N.1, p.65-68.
14. Kitajima H., Nieda K., Suematsu Y. Optimum conditions in the attenuated total reflection technique. *Appl.Opt.*, 1981; vol.20, N.6, p.1005-1010.
15. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen. *Z.Phys.*, 1971, vol.241, N.4, p.313-324.
16. Ferguson P., Wallis R.P. et al, Surface plasma waves in silver and gold. *Surf.Sci.*, 1978, vol.76, p.483-498.
17. Хижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Краевые эффекты при распространении ПЭВ ИК диапазона вдоль поверхности металла. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, вып.9, с.533-536.
18. Chabal Y.J., Sievers A.J. Surface electromagnetic wave launching at the edge of a metal film. *Appl.Phys.Lett.*, 1978, vol.32, N.2, p.90-92.
19. Wallis R.P., Moradudin A.A., Stegeman G.J. Surface polariton reflection and radiation at end faces. *Appl.Phys.Lett.*, 1983, vol.42, N.9, p.764-766.
20. Хижин Г.Н., Капустина О.И. и др. Спектроскопия поверхностных волн и свойства поверхности. УФН, 1975, т.117, с.573-574.
21. Bryan D.A., Begley D.L. et al. Propagation distance of SEW on two metal-oxide-air systems. *Surf.Sci.*, 1976, vol.57, p.53-62.
22. Begley D.L., Bryan D.A. et al. Optimization of prism coupling efficiency for SEW excitation in the infrared. *Appl.Opt.*, 1977, vol.16, N.6, p.1549-1552.
23. Хижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Поиски оптимальных условий призмного преобразования ПЭВ ИК диапазона. Оптика и спектроскопия, 1980, т.49, вып.6, с.1086-1093.
24. Miller R., Begley D.L. et al. SEW coupling efficiency dependence on prism gap height. *Appl.Opt.*, 1977, vol.16, N.12, p.3077-3079.
25. Хижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Селективное поглощение ПЭВ, распространяющейся по металлу в присутствии тонкой диэлектрической пленки. Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, вып. 4, с.221-225.
26. Хижин Г.Н., Москалева М.А. и др. Поглощение ПЭВ тонкими пленками окислов на поверхности металлов. ЖЭТФ, 1980, т.79, вып.2(8), с.561-574.
27. Begley D.L., Bryan D.A. et al. Propagation distances of SEW on Ni, Pd, Pt and W metal surfaces. *Surf.Sci.*, 1976, vol.60, p.99-106.
28. Begley D.L., Alexander R.W. et al. Propagation distances of SEW in the far infrared. *Surf.Sci.*, 1979, vol.81, p.245-251.

29. Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. и др. Рассеяние ПЭВ среднего ИК диапазона на оптически гладких металлических поверхностях. Письма в ЖТФ, 1985, т. II, вып. I7, с. I039-I043.
30. Суров С.П., Сычугов В.А., Тищенко А.В. Исследование процесса возбуждения ПЭВ на гофрированной поверхности металла. Препринт ФИАН, 1984, № I3.
31. Суров С.П., Сычугов В.А. Высокоэффективное возбуждение ПЭВ на гофрированной поверхности металла. ЖТФ, 1985, т. 55, вып. 6, с. II36-II4I.
32. Fano V. The theory of anomalous diffraction grating and of quasi-stationary waves on metallic surfaces. J. Opt. Soc. Am., 1941, vol. 31, p. 213-222.
33. Bell R.J., Davarpanah M. et al. Measurements of standing waves and the absorption coefficients of various materials with SEW on Al. Appl. Opt., 1975, vol. 14, N. 7, p. 1579-1584.
34. Davarpanah M., Goben C.A. et al. SEW coupling efficiencies for several excitation techniques. Appl. Opt., 1976, vol. 15, N. 12, p. 3066-3072.
35. Ritchie R.H., Arakawa E.T. et al. Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction. Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 21, N. 22, p. 1530-1533.
36. Beaglehole D. Coherent and incoherent radiation from optically excited surface plasmons on a metal grating. Phys. Rev. Lett., 1969, vol. 22, N. 14, p. 708-711.
37. Болтарь К.О., Сурис Р.А., Федирко В.А. Возбуждение ПЭВ с помощью дифракционной решетки. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. I, с. I4-I9.

38. Болтарь К.О., Федирко В.А. Преобразование ПЭВ дифракционной решеткой на диэлектрической пленке. ЖТФ, 1986, т. 56, № 5, с. 917-918.
39. Rockrand I., Reflection on light from periodically corrugated silver films near the plasma frequency. Phys. Lett., 1974, vol. 49A, N. 3, p. 259-260.
40. Хижин Г.Н., Сигарев А.А. и др. Резонансные преобразования ПЭВ на гофрированной поверхности металла. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 8, с. 492-496.
41. Сычугов В.А., Тищенко А.В. Распространение ПЭВ по гофрированной границе раздела двух сред. Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 10, с. 2248-2251.
42. Raether H. Dispersion relation of surface plasmons on gold and silver gratings. Opt. Commun., 1982, vol. 42, N. 4, p. 217-222.
43. Schlesinger Z., Sievers A.J. IR surface plasmon attenuation coefficients for Ag and Au films. Solid State Comm., 1982, vol. 43, N. 9, p. 671-673.
44. Sparks M.J., Loh E.Jr. Temperature dependence of absorbance in Laser damage of metallic mirrors. J. Opt. Soc. Am., 1979, vol. 69, N. 6, p. 847-858.
45. Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К. и др. Температурная зависимость затухания ПЭВ. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, вып. 4, с. 193-197.

Рукопись поступила 22 сентября 1987 г.

Г. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. БЕГЛОЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН (ОБЗОР)

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 17/XI-87г. ВФ-09510 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,5 Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак. тип. 69I

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском финансовом институте
Ереван 36, Маркарян 2