

01; 06

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЭВ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА
С УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

А. Н. Сударкин, П. А. Демкович

Теоретически изучено возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на границе металла с усиливающей средой. Обсуждается возможность наблюдения эффекта суперлюминесценции ПЭВ.

Исследование поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [1] на границе раздела металл—диэлектрик в видимой области спектра часто затруднено вследствие их малой длины пробега L . Поэтому представляет интерес разработка способов увеличения значения L , одним из которых является создание инверсии населенностей приповерхностных слоев диэлектрика. Вопрос о возбуждении ПЭВ на границе металлической пленки с усиливающей средой методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) [1, 2] рассматривался ранее в [3]. Расчет коэффициента отражения R излучения от пленки по формулам Френеля показал, что создание инверсной населенности в диэлектрике приводит к увеличению R . При больших значениях инверсии результаты [3] дают бесконечное возрастание величины R . В настоящей работе показано, что создание инверсного распределения населенностей в приповерхностных слоях диэлектрика может приводить как к возрастанию, так и к уменьшению R в зависимости от угла падения излучения на металлическую пленку и ее толщины. При больших значениях инверсии населенностей использование формул Френеля для расчета R является неправомерным. В работе также рассмотрена возможность создания оптического квантового генератора поверхностных электромагнитных волн.

Длина волнового вектора свободной ПЭВ, распространяющейся вдоль единственной поверхности раздела, определяется известным дисперсионным соотношением [1]

$$K = K' + iK'' = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где ω — частота ПЭВ; $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$, $\epsilon_d = \epsilon'_d + i\epsilon''_d$ — диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика на частоте ω .

Длина пробега ПЭВ определяется величиной мнимой части ее волнового вектора $L = 1/2K''$, которая при малых значениях ϵ''_m , ϵ''_d может быть найдена из следующего выражения:

$$K'' \cong \frac{1}{2} \left(\frac{c}{\omega} \right) K'^3 \left(\frac{\epsilon''_m}{\epsilon_m} + \frac{\epsilon''_d}{\epsilon_d} \right), \quad (2)$$

где $K' = \omega/c (\epsilon'_m \epsilon'_d / \epsilon'_m + \epsilon'_d)$.

В реальном эксперименте в качестве усиливающей среды удобно использовать растворы лазерных органических красителей. Так, система металл—диэлектрик, состоящая из серебряной пленки в контакте с этанольным раствором родамина 6G, имеет следующие характерные значения диэлектрических проницаемостей: $\epsilon_m = -12.5 + i0.4$, $\epsilon_d = n_d^2 = (1.36)^2$, которые отвечают длине волны света в вакууме $\lambda = 580$ нм. В этом случае длина пробега ПЭВ на соот-

ветствующей частоте составляет $L=30$ мкм. Поскольку наличие мнимой части диэлектрической проницаемости металла неизбежно, то единственный путь увеличения связан с созданием инверсии населенностей приповерхностных слоев диэлектрика, что соответствует отрицательным значениям ϵ''_n . Можно видеть, что это во многом эквивалентно уменьшению ϵ''_m . Введем вслед за авторами [3] параметр $\gamma = (\epsilon''_d i \epsilon''_m) (\epsilon''_m / \epsilon''_d)$, характеризующий степень инверсионной населенности диэлектрика. Как будет показано, случаи $\gamma < 1$ и $\gamma > 1$ существенно отличаются друг от друга.

Наиболее распространенным методом возбуждения ПЭВ в видимой области спектра является метод НПВО (схема Кретчмана) [2]. При этом поверхностная электромагнитная волна возбуждается объемным p -поляризованным излучением, падающим под углом θ на границу металлической пленки толщиной l со стороны вспомогательной среды с $\epsilon = n^2 > \epsilon_d$, которая обычно представляет собой призму или полужилиндр. Возбуждение ПЭВ происходит при углах падения θ , когда проекция волнового вектора объемного излучения на поверхность k близка к длине волнового вектора ПЭВ $k = (\omega/c) \sqrt{\epsilon} \sin \theta \cong K'$. Об эффективности возбуждения ПЭВ обычно судят по глубине провала в угловой зависимости коэффициента отражения R , который может быть вычислен по формулам Френеля [4] $R = |r|^2$, где

$$r(\omega, k) = \frac{(1+\alpha)(1+\beta) \exp(Q_m l) + (1-\alpha)(1-\beta) \exp(-Q_m l)}{(1+\alpha)(1-\beta) \exp(Q_m l) + (1-\alpha)(1+\beta) \exp(-Q_m l)},$$

$$\alpha = \frac{\epsilon_m Q_d}{\epsilon_d Q_m}, \quad \beta = \frac{\epsilon Q_m}{i k_{\perp} \epsilon_m}, \quad Q_m, d = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{m,d}\right)^{1/2},$$

$$k_{\perp} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2\right)^{1/2}. \quad (3)$$

При эффективном возбуждении поверхностной волны на границе металла с диэлектриком резко возрастает интенсивность электромагнитного поля на той же границе. Это возрастание характеризуется отношением интенсивности ПЭВ на поверхности раздела к интенсивности падающей на пленку объемной волны

$$T = \frac{\epsilon^2}{\epsilon_d^2} \frac{k^2 + |Q_d|^2}{k^2 + k_{\perp}^2} |\tau|^2,$$

где

$$\tau(\omega, k) = \frac{4}{(1+\alpha)(1-\beta) \exp(Q_m l) + (1-\alpha)(1+\beta) \exp(-Q_m l)}. \quad (4)$$

Значения R , T определяются параметрами сред, углом падения θ и толщиной пленки l . В частности, для заданных диэлектрических проницаемостей каждой среды существует оптимальное значение толщины l_{opt} , при котором достигается максимальная величина $T = T_{\text{max}}$. С уменьшением ϵ''_m значение l_{opt} увеличивается [4]. Разумно ожидать, что рост γ также приведет к увеличению оптимальной толщины пленки, что и подтверждается при расчетах.

Ниже приведены результаты численного расчета l_{opt} , T_{max} при различных значениях $\gamma < 1$ для ПЭВ, возбуждаемой на границе серебра с этанолом при $n=1.81$ ($\lambda=580$ нм). При вычислениях использовались выражения (3), (4). Как уже отмечалось, случаи $\gamma > 1$ требует отдельного рассмотрения.

γ	0	0.3	0.6	0.9
$l_{\text{opt}}, \text{ \AA}$	555	610	665	830
T_{max}	135	195	340	1290

Можно видеть, что с увеличением γ от 0 до 0.9 оптимальная толщина возрастает в 1.5 раза. При этом значение T_{max} может быть увеличено почти на порядок. Таким образом, создание инверсии населенностей в приповерхностном слое диэлектрика позволяет заметно увеличить эффективность нелинейных оптических процессов с участием ПЭВ, которая резко возрастает с величиной T (см., например, [5]).

Численно рассчитывалась также угловая зависимость коэффициента отражения $R(\theta)$ при указанных выше значениях диэлектрических проницаемостей сред ($\lambda = 580$ нм). Было выяснено, что поведение кривых $R(\theta)$ при возрастании γ существенно зависит от толщины пленки. На рис. 1 приведены графики зависимостей $R(\theta)$ для различных значений l и γ . При малых толщинах пленки с ростом γ происходит увеличение R при всех значениях угла падения (рис. 1, а, б), что соответствует результатам [3]. Однако в случае больших l картина усложняется. Для углов θ , близких к резонансному, по мере возрастания γ происходит уменьшение R (рис. 1, в). Коэффициент отражения начинает возрастать вновь при достижении некоторого значения γ , для которого данная толщина пленки близка к оптимальной. Поскольку при возбуждении ПЭВ методом НПВО большая величина T соответствует малым значениям коэффициента отражения, то становится понятным такое поведение угловой зависимости $R(\theta)$. Отметим, что ширина кривых на рис. 1 уменьшается с ростом γ , что происходило бы и при уменьшении ϵ_m'' . Помимо коэффициента отражения,

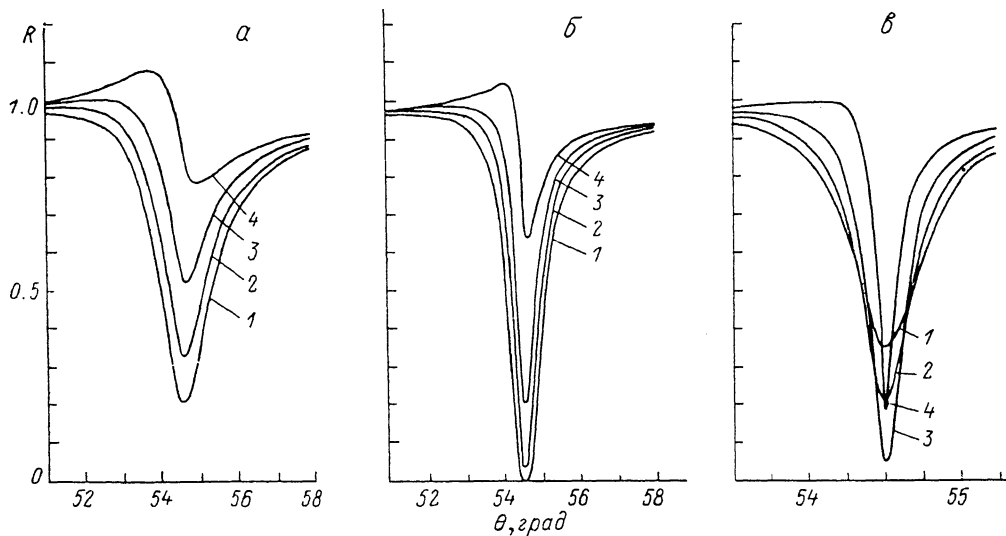


Рис. 1. Угловая зависимость коэффициента отражения R при различных значениях толщины пленки l и параметра γ .

l , Å: а — 450, б — 565, в — 730; γ : 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.6, 4 — 0.9.

рассчитывались угловые зависимости $T(\theta)$, приведенные на рис. 2. Можно видеть, что интенсивность электромагнитного поля при возбуждении ПЭВ на границе металла с усиливающей средой монотонно увеличивается с ростом γ для всех углов θ и толщин l , независимо от поведения коэффициента отражения. Отметим, что в эксперименте о наличии инверсии населенностей в диэлектрике удобно судить по изменению вида кривых $R(\theta)$. Однако при этом необходимо учитывать указанные выше особенности поведения коэффициента отражения в зависимости от толщины пленки.

Формулы Френеля, справедливые для плоской неограниченной в пространстве волны, могут приводить к ошибочным результатам при рассмотрении реального лазерного пучка с конечными поперечными размерами d . Как показано в [6], установление амплитуды отраженной волны при возбуждении ПЭВ методом НПВО происходит на расстоянии, сравнимом с длиной пробега ПЭВ. Таким образом, использование формул Френеля справедливо лишь в случае $d \gg L$, что обычно выполняется в реальных схемах возбуждения ПЭВ в видимом спектральном диапазоне. Однако при стремлении γ к единице длина пробега поверхностной волны сильно возрастает (см. (2)), поэтому случай больших γ требует более строгого рассмотрения. Поскольку нас интересуют не свободные поверхностные волны, а ПЭВ, возбуждаемые методом НПВО, то следует сделать некоторые уточнения. Для изучаемой системы с двумя границами раз-

дела длина волнового вектора K собственной моды определяется из следующего уравнения:

$$\tau^{-1}(\omega, K) = 0, \quad K = K' + iK''. \quad (5)$$

В случае $K'' \ll K'$ выражение (5) позволяет найти мнимую часть волнового вектора

$$K'' \cong \left[\frac{i}{\tau(K')} \frac{\partial \tau(K')}{\partial K'} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Вследствие дополнительных энергопотерь на излучение во вспомогательную среду длина пробега указанной моды $1/2K''$ несколько меньше, чем величина L свободной ПЭВ. Однако для пленок достаточно большой толщины (несколько сотен ангстрем), оптимальных при больших γ , это расхождение незначительно.

Пусть металлическая пленка ограничена плоскостями $z=0, z=l$. Рассмотрим p -поляризованный лазерный пучок, освещающий ограниченную зону

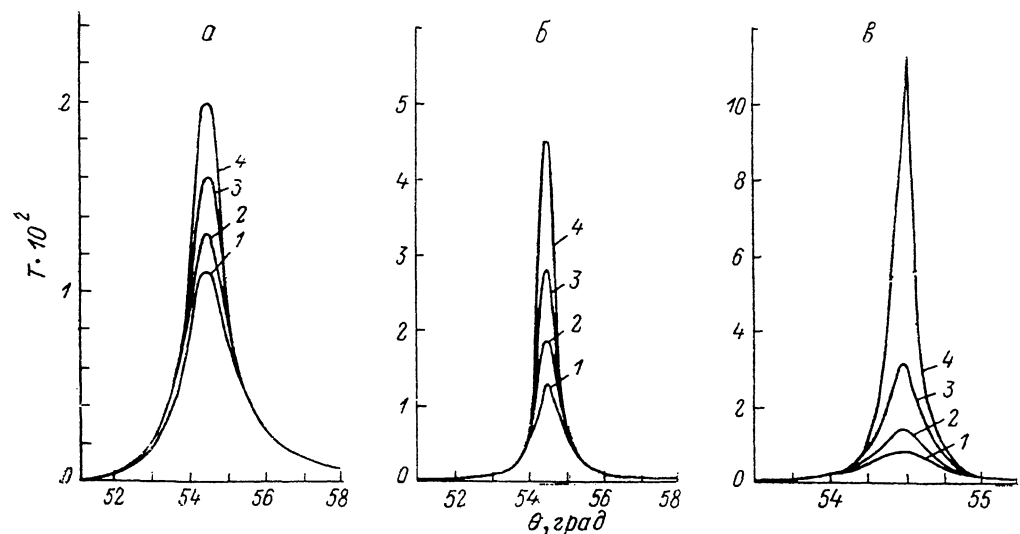


Рис. 2. Угловая зависимость фактора T при различных значениях толщины пленки l и параметра γ .

Параметры l и γ те же, что и на рис. 1.

пленки $0 < x < d$. Магнитное поле падающей на пленку объемной волны представим в виде $H_0 \exp[-i\omega t + ikx - ik_{\perp}(z-l)]$. Поле отраженной волны ищем в виде $h(x, z) \exp[-i\omega t + ikx + ik_{\perp}(z-l)]$, а поле поверхностной волны в диэлектрике — в виде $\mathcal{H}(x, z) \exp[-i\omega t + ikx + Q_d z]$. Амплитуды h, \mathcal{H} будем считать медленно меняющимися, что справедливо, если длина пробега ПЭВ намного превышает ее длину волны, а величина k близка к K' . Решая уравнения Максвелла во всех трех средах с учетом граничных условий при $z=0, z=l$ и пренебрегая вторыми производными медленно меняющихся амплитуд, получим следующие дифференциальные уравнения:

$$\frac{1}{k''} \frac{d\mathcal{H}_0}{dx} + \mathcal{H}_0 = \tau H_0, \quad \frac{1}{k''} \frac{dh_0}{dx} + h_0 = r H_0, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0(x) &= \mathcal{H}(x, 0), \quad h_0(x) = h(x, l), \\ \frac{1}{k''} &= \frac{i}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial k} + ik \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{Q_m^2} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

В случае $k=K'$ при больших $|\tau|$ можно пренебречь вторым членом в правой части (8), тогда (8) совпадает с (6). Считая, что при $x=0$ амплитуда ПЭВ $\mathcal{H}_0(0)=0$, получим

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0(x) &= \tau H_0 (1 - e^{-k''x}), \\ h_0(x) &= (r - \tau\xi) H_0 + \xi \mathcal{H}_0(x), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\xi = \frac{2\beta}{(1 + \beta) \exp(-Q_m l) - (1 - \beta) \exp(Q_m l)}.$$

Полученные выражения для связи амплитуд указывают на то, что при размерах пучка d , сравнимых с длиной пробега ПЭВ, формулы Френеля неприменимы, а коэффициент отражения $R = |h_0|^2 / |H_0|^2$ зависит от координаты x .

Такой подход позволяет описать рассматриваемую систему и при γ , превышающем единицу. Подчеркнем, что в этом случае присутствие объемной волны для возбуждения ПЭВ не обязательно. Действительно, при $\gamma > 1$ мнимая часть волнового вектора свободной ПЭВ становится отрицательной (см. (2)). Аналогично при некотором $\gamma > 1$ становится также отрицательной и величина K'' собственной моды рассматриваемой системы с двумя границами раздела (см. 6)). При этом любая затравочная ПЭВ ненулевой амплитуды при $x=0$ будет экспоненциально нарастать с координатой x . Амплитуда объемной волны $h_0 = \xi \mathcal{H}_0$ ($H_0=0$) также будет усиливаться по экспоненциальному закону. Таким образом, при $\gamma > 1$ возможно наблюдение эффекта суперлюминесценции поверхностных электромагнитных волн. При наличии резонатора, которым может являться, например, узкая металлическая полоска, напыленная на диэлектрическую подложку, становится возможным создание оптического квантового генератора поверхностных электромагнитных волн.

Проблема экспериментальной реализации ОКГ поверхностных волн и других двумерных оптических систем, а также увеличения интенсивности электромагнитной волны на границе металла с усиливающей средой представляется достаточно важной. Как уже упоминалось, является удобным использование в качестве усиливающей среды растворов красителей, которые применялись ранее при наблюдении эффектов суперлюминесценции и генерации излучения в условиях внутреннего отражения [7]. Накачка приповерхностных слоев красителя может производиться при этом поверхностной электромагнитной волной соответствующей частоты (из полосы поглощения красителя), возбуждаемой методом НПВО. Однако, как показывают численные оценки, при наносекундной длительности лазерных импульсов накачки разрушение металлической пленки происходит раньше, чем достигается порог суперлюминесценции. С другой стороны, адекватная регистрация инверсии населенностей при $\gamma < 1$, связанная с наблюдением деформации кривых $R(\theta)$, затруднена из-за теплового нагрева пленки и раствора красителя, который также вызывает заметное изменение формы кривых $R(\theta)$. Тем не менее есть основания ожидать, что использование коротких импульсов накачки пикосекундной длительности и красителей, люминесцирующих в более длинноволновой области спектра, позволит экспериментально реализовать описанные эффекты.

Авторы выражают благодарность Э. А. Акимову и Д. В. Серову за помощь при проведении численных расчетов.

Литература

- [1] Поверхностные поляритоны // Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Kretschmann E. Z. // Phys. 1971. Bd 241. N 4. S. 313—324.
- [3] Plotz G. A., Simon H. J., Tucciarone J. M. // J. Opt. Soc. Am. 1979. Vol. 69. N 3. P. 419—422.
- [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 855 с.
- [5] Пилипчук Н. Ф., Сударкин А. Н., Ушаков К. Н. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 1 (7). С. 118—126.
- [6] Chen W. P., Ritchie G., Burstein E. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. N 15. P. 993—997.
- [7] Козан Б. Я., Волков В. М., Лебедев С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. Вып. 3. С. 144—147.