

Плазмон-поляритон с уникально большим пробегом

В. И. Альшиц¹⁾, В. Н. Любимов

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова

Федерального научно-исследовательского центра “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2020 г.

После переработки 15 июня 2020 г.

Принята к публикации 16 июня 2020 г.

Предложен метод резкого увеличения (до нескольких порядков) длины пробега плазмон-поляритона вдоль интерфейса между металлом и кристаллом специальной ориентации, обеспечивающей полную де-локализацию поляритона. В качестве примера развита теория для конфигурации контакта двух полу-бесконечных сред: металл–одноосный кристалл с оптической осью, параллельной интерфейсу.

DOI: 10.31857/S1234567820140128

Введение. Поверхностные электромагнитные волны в оптике твердых тел давно привлекают к себе внимание исследователей [1–5]. В последние годы большой интерес вызывает гибридная суперпозиция – плазмон-поляритон, локализованный у интерфейса металла с диэлектриком [6, 7] (плазмон в металле и поляритон в диэлектрике). Плазмонная компонента этой моды оказалась весьма востребованным активным элементом в приборах, используемых в спектроскопии [8], нанофотонике [9], биосенсорике [10, 11] и при обработке изображений [12, 13]. Собственные возбуждения этого типа порой становятся основой интерпретации природных явлений [14].

На границе диэлектрика, экранированного идеальным металлом, реализуется ситуация, похожая на случай рэлеевской волны в акустике твердых тел: поверхностный поляритон не выходит за пределы диэлектрической среды. Но на этом сходство и заканчивается. Волна Рэля всегда существует в изотропной среде и почти всегда – в кристалле, а поверхностный поляритон запрещен в изотропной среде, а в кристалле может распространяться лишь при специальных условиях на диэлектрические константы вблизи некой резонансной частоты [15]. На границе двух разных изотропных диэлектриков решение для локализованного поляритона тоже существует лишь в резонансных условиях [1]. Но если заменить одну из сред кристаллом, то никакого резонанса не требуется: достаточно сориентировать его определенным образом относительно интерфейса. Дьяконов показал [16] на примере одноосного кристалла с оптической осью c , параллельной границе с изотропным диэлектриком, что поляритон существует в очень уз-

ком диапазоне направлений распространения и только если диэлектрические проницаемости кристалла ($\varepsilon_o, \varepsilon_e$) и изотропной среды (ε) удовлетворяют условиям $\varepsilon_o < \varepsilon < \varepsilon_e$. Последующее обобщение [17] теории Дьяконова на случай произвольной ориентации оптической оси подтвердило универсальность этих неравенств, а также узость сектора существования поляритона при всех направлениях c .

В отличие от весьма жестких условий существования поляритонов, плазмон-поляритон у границы диэлектрика с нормальным металлом почти не имеет ограничений для своего распространения. Плазмон в металле как бы “тащит” за собой поляритон в любом направлении. Формально это происходит, благодаря отрицательности диэлектрической проницаемости ε_m металла (точнее, ее вещественной части ε'_m). Как уже говорилось, в идеальном металле, где эта величина считается бесконечной, глубина проникновения плазмона в металл равнялась бы нулю. Плазмоны существуют только в реальных металлах при длинах волн, когда величина ε'_m велика по модулю и отрицательна.

К сожалению, за снятие ограничений на существование приходится платить малостью длины пробега плазмон-поляритона из-за интенсивной диссипации энергии в металле. Мнимая компонента диэлектрической проницаемости ε_m обычно на несколько порядков превышает аналогичные компоненты в диэлектрике. Так что плазмон скорее тормозит поляритон, чем “тащит” за собой. Без плазмона в прозрачном диэлектрике пробег поляритона может значительно превышать сантиметры, а типичные пробеги плазмон-поляритона составляют ~ 10 – 100 мкм.

Существуют разные подходы к проблеме повышения длины пробега плазмон-поляритона [18–22]. В частности, в работе [21] предложено влиять на

¹⁾e-mail: valshits@mail.ru

этот пробег через анизотропию кристалла и показано, что, используя супер-анизотропный фотонный кристалл с отношением $\varepsilon_e/\varepsilon_o = 7.5/2$, можно найти волновую геометрию, позволяющую увеличить пробег плазмон-поляритона примерно втрое. Ниже мы покажем, что предлагаемая в [21] геометрия отнюдь не оптимальна. В качестве примера для того же фотонного кристалла, а также обычного кристалла каломели будут найдены ориентации, в которых пробег можно повысить на несколько порядков, благодаря весьма нетривиальному эффекту.

1. Физическая идея. Рассмотрим металлический слой толщиной d_m на диэлектрической подложке, которую мы будем считать полубесконечной. Длину пробега плазмон-поляритона L принято определять как расстояние, на котором интенсивность волны ослабляется в e раз, $L = 1/\delta$, где δ – стандартный коэффициент поглощения. Как известно [22], так определенная величина пробега равна $L = P/D$, где P – поток энергии, а D – диссипация энергии в волне. Как обычно, мы будем считать, что пробег L в основном лимитируется диссипативными потерями в металле, т.е. $D \approx D_m$, а поток энергии равен сумме потоков в диэлектрике и металле: $P = P_d + P_m$. Обычно глубина локализации плазмона в металле ($1/\kappa_m$) в несколько раз меньше глубины ($1/\kappa_d$) проникновения поляритона в диэлектрик. Поэтому даже при толстом слое металла, $\kappa_m d_m \gg 1$, поток в металле P_m должен быть заметно меньше, чем в диэлектрике P_d . А сильное уменьшение толщины, $\kappa_m d_m \ll 1$, должно снижать диссипацию D_m , что может существенно увеличить пробег L , несмотря на некоторое понижение P . Этим часто пользуются на практике.

Но наша идея состоит в модификации не плазмона в металле, а поляритона в диэлектрике. Мы будем увеличивать поток энергии P_d путем делокализации поляритона. Очевидно, что $P_d \propto \kappa_d^{-1}$, так что, по мере уменьшения параметра локализации κ_d , пробег $L \approx P_d/D_m$ должен расти. Конечно, это возможно только в кристалле. Как известно [23, 24], в кристаллах есть специальные ориентации, которые допускают распространение объемного поляритона ($\kappa_d = 0$), гибридного с обычным локализованным плазмоном. Эту моду мы будем называть объемным поляритон-плазмоном (ОПП). Пробег такой волны, отвечающий пределу $\kappa_d \rightarrow 0$, должен многократно превышать значения L для обычного плазмон-поляритона, достигая оптических длин пробега в прозрачных диэлектриках.

Подчеркнем, что обсуждаемая идея повышения пробега L относится к кристаллам любой анизотро-

пии и металлическим слоям любой толщины. Ниже мы приведем конкретный расчет на примере простой структуры: одноосный диэлектрик – изотропный металл, которые будут считаться полубесконечными в направлениях, ортогональных интерфейсу.

2. Пример объемного поляритон-плазмона в плоскости Дьяконова. В работе [21] выбиралась плоскость распространения (сагиттальная плоскость), параллельная оптической оси \mathbf{c} кристалла. При этом сравнивались решения для двух ориентаций \mathbf{c} : вдоль интерфейса или ортогонально ему. Ранее нами было показано [25], что в такой геометрии не существует решений для ОПП. Зато объемное решение заведомо существует [23, 24] в упомянутой выше геометрии Дьяконова [16], когда интерфейс параллелен оптической оси \mathbf{c} , а сагиттальная плоскость xy составляет с ней угол φ (рис. 1). Мы выбираем систему координат с осями x вдоль направления распространения \mathbf{m} и y вдоль нормали \mathbf{n} к интерфейсу. Напомним, что материальные параметры, определяющие свойства плазмон-поляритона, уже обсуждались во Введении: это диэлектрические проницаемости металла ε_m и кристалла ε_o и ε_e – обыкновенная и необыкновенная компоненты соответственно.

Электромагнитное поле плоской волны плазмон-поляритона имеет структуру

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = \exp[i(kx - \omega t)] \times \begin{cases} \sum_{\alpha=o,e} C_{\alpha} \begin{pmatrix} \mathbf{H}_{\alpha} \\ \mathbf{E}_{\alpha} \end{pmatrix} e^{-\kappa_{\alpha} y}, & y > 0, \\ C_m \begin{pmatrix} \mathbf{H}_m \\ \mathbf{E}_m \end{pmatrix} e^{\kappa_m y}, & y < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ω – частота, $k = k_x = n\omega/c$ – волновое число, n – индекс рефракции, c – скорость света в вакууме. Эта суперпозиция описывает поляритон в кристалле ($y > 0$), состоящий из обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волн, и плазмон в металле ($y < 0$). Их векторные амплитуды ($\mathbf{H}_{\alpha,m}$, $\mathbf{E}_{\alpha,m}$) и параметры локализации $\kappa_{\alpha,m}$ находятся из уравнений Максвелла. Скалярные амплитуды волн $C_{\alpha,m}$ определяются из условий непрерывности на интерфейсе тангенциальных компонент полей.

Параметры локализации $\kappa_{\alpha,m} \equiv kq_{\alpha,m}$ частичных волн могут быть представлены в следующей форме:

$$\begin{aligned} q_o &= \sqrt{1-s}, & q_e &= \sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}(1-\Delta_e \sin^2 \varphi - s)}, \\ q_m &= \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_o} s}, \end{aligned} \quad (2)$$

где вместо индекса рефракции n введена подстановка $s = \varepsilon_o/n^2$, и обозначено $\Delta_e = (\varepsilon_e - \varepsilon_o)/\varepsilon_e$. Незвестный параметр s , через который вычисляются все волновые характеристики плазмон-поляритона (n и $q_{o,e,m}$), определяется из дисперсионного уравнения Дьяконова [16], которое в наших терминах имеет вид

$$(\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_e)(q_m + q_e)(q_m + q_o) = q_o(\varepsilon_e - \varepsilon_m)(\varepsilon_m - \varepsilon_o)/n^2. \quad (3)$$

Впрочем, для наших целей будет удобней предварительно преобразовать это уравнение к более компактному виду, воспользовавшись двумя тождествами

$$(\varepsilon_m - \varepsilon_o)/n^2 \equiv q_o^2 - q_m^2, \quad \varepsilon_e q_o^2 - \varepsilon_o q_e^2 \equiv (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \sin^2 \varphi. \quad (4)$$

В результате получаем

$$\varepsilon_m q_o^2 + q_e(\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_m) + \varepsilon_e q_o q_m = (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \sin^2 \varphi. \quad (5)$$

Согласно [23], в положительных кристаллах ($\varepsilon_e > \varepsilon_o$) в рассматриваемой ориентации (рис. 1). Параметр q_e может обратиться в нуль при опре-

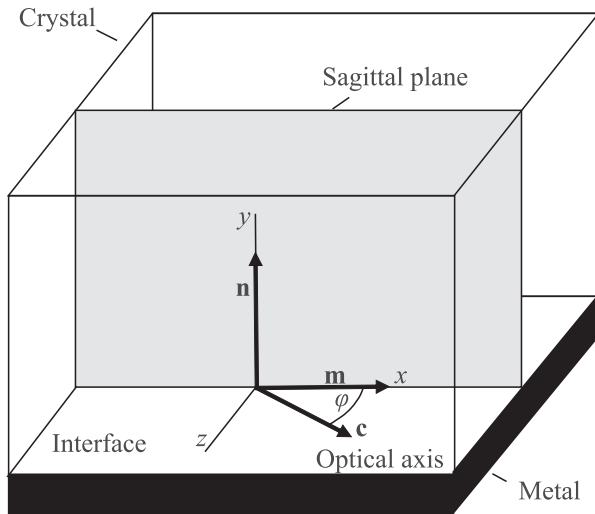


Рис. 1. Геометрические характеристики рассматриваемой системы

деленном выборе направления распространения. Подставляя значение $q_e = 0$ в (5), нетрудно найти такую ориентацию $\varphi = \varphi_c^0$:

$$\sin \varphi_c^0 = 1/\sqrt{\Delta_e \left(1 - \frac{\varepsilon_m \varepsilon_o (2\varepsilon_e - \varepsilon_m)}{\varepsilon_e^2 (\varepsilon_o - \varepsilon_m)} \right)}, \quad (6)$$

где мы пока не учитываем существование мнимой добавки в ε_m . Найденное значение угла φ_c^0 , отвечающее искомой объемной моде для поляритона, одновременно задает границу существования плазмон-поляритона $\varphi \leq \varphi_c^0$. При переходе через эту границу

поляритон становится оттекающим [24], уносящим энергию вглубь кристалла. Конечно, найденное объемное решение имеет смысл лишь при условии, что правая часть в (6) не превышает единицу. Это обеспечивается неравенством

$$\varepsilon_m \leq \varepsilon_m^0 \equiv -\frac{\varepsilon_o \varepsilon_e}{\varepsilon_e - \varepsilon_o}. \quad (7)$$

Однако по абсолютной величине параметр ε_m быстро увеличивается с ростом длины волны. Согласно [26], повышение вакуумной длины волны λ_{vac} от 0.75 до 1.25 мкм приводит к изменению модуля $|\varepsilon_m|$ примерно от 20 до 70. Таким образом, условие (7) может быть реализовано в любом положительном кристалле уходом в инфракрасную область.

3. Решение для ОПП при учете поглощения в металле. Перейдем теперь к учету поглощения плазмона в металле, принимая во внимание при решении дисперсионного уравнения (5) комплексность параметров $n = n' + in''$, $s = s' - is''$ и $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$, где все добавки n'' , s'' и ε''_m положительны. При таком учете экспонента в правой части (1) трансформируется следующим образом:

$$\begin{aligned} \exp\left(i\frac{\omega}{c}nx\right) &= \exp\left(i\frac{\omega}{c}n'x\right) \exp\left(-\frac{\omega}{c}n''x\right) \equiv \\ &\equiv \exp\left(i\frac{\omega}{c}n'x\right) \exp\left(-\frac{1}{2}\delta x\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Это дает коэффициент поглощения

$$\delta = \frac{2\omega}{c}n'' = \frac{4\pi n''}{\lambda n'} \equiv \frac{1}{L}, \quad (9)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega n'$ – длина волны в данной среде. Соответственно, для относительного пробега плазмон-поляритона имеем

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{n'}{4\pi n''} = \frac{s'}{2\pi s''}. \quad (10)$$

При замене $s \rightarrow s' - is''$ параметры локализации (2) становятся комплексными. В частности, при этом $q_e = q'_e + iq''_e$. Нас будут интересовать условия, обеспечивающие полную делокализацию параметра q_e , т.е. такие ориентации $\varphi = \varphi_c$, для которых $q'_e = 0$. В этом случае должно быть $q_e(\varphi_c) = iq''_e$, так что в соответствии с (2) имеем

$$\begin{aligned} q_e^2(\varphi_c) &= \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o} (1 - \Delta_e \sin^2 \varphi_c - s'_c + is''_c) = \\ &= -[q''_e(\varphi_c)]^2 \equiv -\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o} Q^2 < 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Из этого соотношения немедленно следует принципиально важный и ожидаемый результат

$$n''_c = s''_c = 0, \quad (12)$$

отвечающий ОПП и бесконечному пробегу L (10) (в условиях пренебрежения диссипацией энергии в кристалле — см. разделы 1 и 6). Введенный в (11) неизвестный параметр Q подлежит определению из дисперсионного уравнения (5), наряду с критическим азимутом φ_c (формула (6) дает лишь оценку этого угла). Выразим основные волновые параметры ОПП через Q , используя (2), (11), (12):

$$s'_c = 1 - \Delta_e \sin^2 \varphi_c + Q^2, \quad (13)$$

$$q_e(\varphi_c) = iQ \sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}}, \quad q_o(\varphi_c) = \sqrt{\Delta_e \sin^2 \varphi_c - Q^2},$$

$$q_m(\varphi_c) = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_m + i\varepsilon''_m}{\varepsilon_o} s'_c}. \quad (14)$$

Подчеркнем, что это точные соотношения, как и уравнение (5).

Нетрудно убедиться, что рассматриваемая объемная парциальная волна e -поляризации, отвечающая параметрам $\varphi = \varphi_c$, $q'_e = 0$ и $n'' = s'' = 0$, характеризуется вещественным волновым вектором

$$\mathbf{k}_e = \frac{\omega}{c} n' (\mathbf{m} - q''_e \mathbf{n}), \quad (15)$$

который слегка наклонен по отношению к интерфейсу — в меру малости компоненты q''_e , т.е. параметра Q (при этом, очевидно, $\mathbf{k}_o \parallel \mathbf{m}$, поскольку $q''_o = 0$). Отвечающая вектору (15) лучевая скорость \mathbf{v}_r , параллельная потоку энергии \mathbf{P}_e волны, имеет следующую проекцию на нормаль \mathbf{n} [27]:

$$\mathbf{v}_r \cdot \mathbf{n} = -q''_e \frac{cn'}{\varepsilon_e}. \quad (16)$$

Учет поглощения волны в терминах мнимой добавки in'' в индексе рефракции (в предположении вещественности частоты ω) отвечает стационарной картине гармонических осцилляций с амплитудами, монотонно убывающими вдоль направления распространения — см. (8). При $n'' = 0$ стационарный поток энергии \mathbf{P}_e в непоглощающем кристалле, очевидно, должен иметь компоненту в сторону интерфейса, чтобы компенсировать потери энергии плазмона в поглощающем металле (рис. 2). В рассматриваемом модельном случае полуограниченного кристалла такая компенсация происходит из бесконечного резервуара энергии объемной волны, так что это не требует внешней подкачки и не ограничивает пробег ОПП. В разделе 6 мы вернемся к обсуждению этой проблемы применительно к более реалистическим условиям поглощающего кристалла конечной толщины.

Таким образом, с учетом сказанного, выражение (16) указывает на универсальное свойство положительности параметра q'' , т.е. $Q > 0$. Как мы увидим,

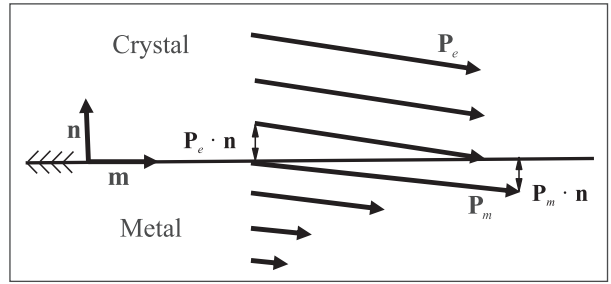


Рис. 2. Волновые потоки энергии у границы прозрачного кристалла с поглощающим металлом при $\varphi = \varphi_c$ и условиях (9)–(13). В построениях учтено требование непрерывности на интерфейсе нормальной компоненты потока энергии $\mathbf{P}_m \cdot \mathbf{n} = \mathbf{P}_e \cdot \mathbf{n}$

величина Q довольно мала ($\sim 10^{-2}$). Опуская Q^2 в выражениях (13), (14) для s'_c и $q_{o,m}^2(\varphi_c)$, подставим их в уравнение (5). В таком нулевом порядке угол φ_c дается соотношением (6) при замене в нем $\varepsilon_m \rightarrow \varepsilon'_m$. А сам параметр Q в том же порядке легко находится из дисперсионного уравнения (5):

$$Q^0 \approx -\sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e}} \left(\frac{\varepsilon''_m q_o (2\varepsilon_o q_o q'_m - \varepsilon_e s_c)}{2\varepsilon_o q'_m (\varepsilon_o q'_m + \varepsilon'_m q_o)} \right)_0, \quad (17)$$

где индекс “0” означает пренебрежение при расчетах поправками $\sim Q^2$ по сравнению с Q .

4. Описание плазмон-поляритона в окрестности ОПП. Теперь представляет интерес оценить поведение ключевых параметров $s''(\varphi)$ и $q'_e(\varphi)$ в окрестности φ_c , где они теперь отличны от нуля, а пробег плазмон-поляритона, соответственно, конечен. Перепишем дисперсионное уравнение (5) в виде

$$q_e(s, \varphi) = \frac{(\varepsilon_e - \varepsilon_o)(\sin^2 \varphi - q_o q_m)}{\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_m} - q_o \equiv F(s, \varphi; \varepsilon_m). \quad (18)$$

Введем новую переменную в виде малого параметра $\delta\varphi \equiv \varphi_c - \varphi \ll \varphi_c$. В этой узкой области ориентаций из уравнения (18) нетрудно получить

$$q'_e \approx F(s', \varphi; \varepsilon'_m) \approx - \left(\frac{dF}{d\varphi} \right)_{\varphi_c} \delta\varphi, \quad (19)$$

где принято во внимание, что по определению $q'_e(\varphi_c) = F(\varphi_c) = 0$. Для избавления от иррациональности в левой части уравнения (18) возведем его в квадрат

$$q_e^2 = F^2(s' + is'', \varphi; \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m). \quad (20)$$

Мнимая часть этого уравнения, разложенного по малым добавкам $i\varepsilon''_m/\varepsilon'_m$ и is'' , с учетом (2) дает:

$$s'' = -2 \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} F(s', \varphi; \varepsilon'_m) \left[\varepsilon''_m \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon'_m} \right)_{\varphi_c} + s'' \left(\frac{\partial F}{\partial s'} \right)_{\varphi_c} \right]. \quad (21)$$

Таблица 1. Материальные, ориентационные и волновые параметры для двух кристаллов

Кристалл	ε_o	ε_e	φ_c^0 , рад	φ_c , рад	Q^0	Q
Hg ₂ Cl ₂	3.771	6.566	0.7193	0.7179	0.03383	0.03217
PhCr	2	7.5	0.7509	0.7494	0.01373	0.01372

С учетом малости в (21) множителя $F = q'_e \ll 1$, член, отвечающий второму слагаемому в квадратных скобках, много меньше величины s'' в левой части и может быть опущен. В результате, с учетом (19), получаем простую оценку

$$s'' \approx K\delta\varphi, \quad (22)$$

где

$$K = 2\varepsilon_m'' \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \left(\frac{dF}{d\varphi} \frac{dF}{d\varepsilon_m'} \right)_{\varphi_c}. \quad (23)$$

Найденная линейная связь (22) между s'' и $\delta\varphi$ дает в рассматриваемом малом интервале ориентаций следующую зависимость длины пробега $L(\varphi)$ (10):

$$\frac{L}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{\varphi_c - \varphi}, \quad \Lambda = \frac{s'_c}{2\pi K}. \quad (24)$$

Таким образом, как и ожидалось, мы опять пришли к неограниченному нарастанию пробега плазмон-поляритона по мере приближения волновой ориентации (угла φ) к критическому значению φ_c , отвечающему собственному решению для ОПП. Ниже приближенная зависимость (24) будет подтверждена точным компьютерным решением дисперсионного уравнения (5) для двух конкретных кристаллов.

5. Численная иллюстрация эффекта для двух кристаллов. Приведем теперь примеры численного решения рассматриваемой задачи для кристалла каломели (Hg₂Cl₂) и фотонного кристалла (PhCr), рассматривавшегося в [21, 22]. Материальные параметры $\varepsilon_{o,e}$ для этих кристаллов приведены в табл. 1 по данным из [21, 28]. В качестве металла было выбрано золото при длине волны в вакууме $\lambda_{vac} = 1$ мкм, когда $\varepsilon_m = -41.849 + i \cdot 2.90$ [26].

Численная процедура заключалась в нахождении из дисперсионного уравнения (5) зависимостей вещественной и мнимой частей индекса рефракции $n = n' + in''$ от азимута φ и построения на этой основе функций $L(\varphi)$ (10) для обоих кристаллов (рис. 3). Видно, что на большей части интервала изменения угла φ длина пробега L плазмон-поляритона в обоих случаях очень медленно возрастает, но вблизи соответствующих критических углов φ_c рост резко ускоряется, так что при $\varphi \rightarrow \varphi_c$ зависимости $L(\varphi)$ стремятся к бесконечности, как это и предсказывалось.

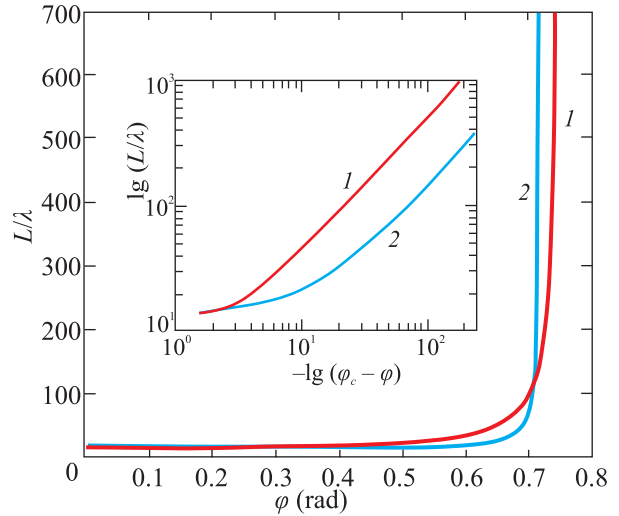


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость относительного пробега L/λ плазмон-поляритона от азимута φ направления распространения \mathbf{m} (рис. 1) на интерфейсе между золотом и кристаллом PhCr (1) или Hg₂Cl₂ (2)

В случае супер-анизотропного фотонного кристалла кривая $L(\varphi)$ более плавная: она раньше начинает резкий подъем, а ее асимптота правее. Интересно, что перестроение полученных кривых в двойных логарифмических координатах (см. вставку на рис. 3) дает вблизи φ_c их спрямление с одинаковым наклоном $\alpha \approx \pi/4$, что отвечает приближенной зависимости (24).

Приведенное в табл. 1 сопоставление численно найденных значений критических углов φ_c с рассчитанными по приближенной формуле (6) (после замены там $\varepsilon_m \rightarrow \varepsilon'_m$) дает очень близкие значения, что указывает на малость соответствующих параметров Q^2 , которые определяют разницу (см. замечание выше формулы (17)). Это подтверждается сравнением в той же табл. 1 приближенных значений Q^0 , найденных по формуле (17), с параметрами Q , полученными из численного счета. Для каждого из кристаллов эти параметры, во-первых, действительно малы, а во-вторых, близки друг к другу. Последнее по-прежнему связано с малостью значений Q^2 .

6. Заключение. Представленная теория касается только положительных кристаллов ($\varepsilon_e > \varepsilon_o$). Для простоты мы ограничились также рассмотрением лишь геометрии Дьяконова, когда интерфейс струк-

туры выбирается параллельным оптической оси кристалла. В этом случае в любом кристалле может быть реализована объемная необыкновенная волна при условии (7), которое всегда может быть обеспечено повышением длины волны. Но, конечно, обсуждаемый эффект никак не связан с выбранной нами симметричной ориентацией интерфейса и будет существовать при несимметричных ориентациях тоже.

В отличие от поляритона Дьяконова, существующего только в положительных кристаллах, рассматриваемая объемная мода ОПП может быть реализована и в отрицательных кристаллах ($\varepsilon_e < \varepsilon_o$), на этот раз обыкновенной поляризации ($q_o = 0$). Более того, делокализация поляритонов существует и в двусосных кристаллах [29], так что обсуждаемый эффект может быть реализован и на границе с диэлектриком произвольной анизотропии.

Бесконечная длина пробега L объемного поляритон-плазмона в (24) при $\varphi = \varphi_c$ не должна сбивать нас с толку. Это всего лишь плата за пренебрежение поглощением в кристалле, которое, впрочем, на самом деле мало по сравнению с затуханием в металле. Действительно, для объемной e -волны совокупные диссипация энергии D_e и поток P_e пропорциональны толщине кристалла d_{cr} и в достаточно толстом кристалле при $d_{cr} \gg d_m \kappa$, где $\kappa \sim \delta_m / \delta_e$, должны с большим запасом превалировать над соответствующими величинами D_m и P_m в металле. В результате оценка $L = P/D$ (см. раздел 1) дает

$$L = \frac{P_e + P_m}{D_e + D_m} \approx \frac{P_e}{D_e} = \frac{1}{\delta_e}. \quad (25)$$

Существенно, что она не зависит от толщины кристалла при условии $d_{cr} \gg d_m \kappa$. Очевидно, что даже миллиметровая толщина кристалла на фоне практически используемых толщин металла $d \sim 40\text{--}50$ нм может быть вполне достаточной для справедливости оценки (25). Последняя отвечает типичному пробегу поляритона в кристалле (без плазмона), т.е. на несколько порядков больше, чем обычный пробег локализованного плазмон-поляритона, когда параметр L составляет всего лишь десятки микрон. Кстати, на рис. 3 линии пробегов оборваны на уровне 700λ , что отвечает примерно $0.3\text{--}0.4$ мм для кристаллов Hg_2Cl_2 и PbS , соответственно, и вряд ли превышает физическое ограничение (25).

Авторы признательны Д. А. Бессонову за помощь в численных расчетах, а также Министерству науки и высшего образования РФ за поддержку этого исследования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

1. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*, ed. by V. M. Agranovich and D. L. Mills, North-Holland, Amsterdam (1982) [*Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела*, сб. статей под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, Наука, М. (1985)].
2. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rep.* **408**(3–4), 131 (2005).
3. S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*, Springer, N.Y. (2007).
4. J. A. Polo Jr. and A. Lakhtakia, *Laser Photonics Rev.* **5**, 234 (2011).
5. O. Takayama, L.-C. Crasovan, S. K. Johansen, D. Mihalache, D. Artigas, and L. Torner, *Electromagnetics* **28**, 126 (2008).
6. I. Abdulhalim, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**, 015002 (2009).
7. T. Zhang and F. Shan, *J. Nanomaterials. Plasmonics and Nanophotonics. Open Access* **2014**, 495381, 16 (2014).
8. C. L. Haynes, A. D. McFarland, and R. P. van Duyne, *Anal. Chem.* **77**(17), 338A (2005).
9. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, *Nature Photon.* **4**(2), 83 (2010).
10. J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. van Duyne, *Nature Mater.* **7**(6), 442 (2008).
11. J. Homola, *Chem. Rev.* **108**(2), 462 (2008).
12. S. Kawata, Y. Inouye, and P. Verma, *Nature Photon.* **3**(7), 388 (2009).
13. A. Fast, J. P. Kenison, C. D. Syme, and E. O. Potma, *Appl. Opt.* **22**(55), 5994 (2016).
14. Г. С. Бордонский, А. А. Гурулев, А. О. Орлов, *Письма в ЖЭТФ* **111**(5), 311 (2020).
15. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, *ЖЭТФ* **128**(5), 904 (2005).
16. М. И. Дьяконов, *ЖЭТФ* **94**(4), 119 (1988).
17. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, *ФТТ* **44**(2), 371 (2002).
18. J. B. Khurgin and A. Boltasseva, *MRS Bull.* **37**(8), 768 (2012).
19. P. Berini, *J. Appl. Phys.* **102**(5), 053105 (2007).
20. T. Holmgaard and S. I. Bozhevolnyi, *Phys. Rev. B* **75**, 245405 (2007).
21. A. A. Krokhin, A. Neogi, and D. McNeil, *Phys. Rev. B* **75**, 235420 (2007).
22. Nagaraj and A. A. Krokhin, *Phys. Rev. B* **81**, 085426 (2010).
23. R. Li, C. Cheng, F. F. Ren, J. Chen, Y. X. Fan, J. Ding, and H. T. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **92**(14), 141115 (2008).
24. H. H. Liu and H. C. Chang, *IEEE Photonics Journal* **5**(6), 4800806 (2013).

25. V.I. Alshits, V.N. Lyubimov, J.P. Nowacki, and A. Drabik, *Int. J. Appl. Electromagnetics Mechanics* (2020), in press.
26. P.V. Johnson and R.W. Christy, *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
27. Ф.И. Федоров, *Оптика анизотропных сред*, Едиториал УРСС, М. (2004).
28. Э.Б. Перекалина, Ч. Барта, И. Грегора, А.Б. Васильев, Л.Д. Кисловский, *Оптика и спектроскопия* **42**(6), 1134 (1977).
29. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, *Кристаллография* **54**(6), 1023 (2009).