

УДК 535.32+535.8

*В.Г. АРХИПКИН, С.А. МЫСЛИВЕЦ***НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА В МАТЕРИАЛАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ¹**

Дан обзор необычных свойств нелинейно-оптических процессов в метаматериалах с отрицательным показателем преломления. Рассмотрены процесс генерации второй гармоники, оптическое параметрическое усиление, нелинейное отражение. Обсуждается возможность компенсации сильных потерь, присущих таким материалам, на основе параметрического усиления.

Ключевые слова: нелинейная оптика, метаматериалы, отрицательный показатель преломления, параметрическое усиление, вторая гармоника.

Развитие нанотехнологий привело к созданию новых композитных материалов с необычными свойствами, отсутствующими у обычных сред. Такие искусственно структурированные материалы называют метаматериалами (ММ) [1]. Их свойства определяются структурой материала, а не свойствами вещества из которого они состоят. Линейные размеры структурных элементов, а также расстояние между ними, много меньше длины волны. Поэтому электромагнитный отклик ММ можно описывать в терминах усредненных (эффективных) материальных параметров: диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости, показатель преломления $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Такие материалы могут быть спроектированы так, что их эффективные электрическая и магнитная проницаемости, в принципе, могут быть положительными, отрицательными или даже равными нулю в определенной области частот, выбираемой подбором размеров, периодичности и другими свойствами структурных элементов. Изменяя форму и размеры этих элементов, а также расстояние между ними, можно управлять оптическими свойствами таких материалов и формировать желаемые функциональные свойства для создания различных устройств и приборов, которые невозможно сконструировать из обычных материалов.

В настоящее время большой прогресс достигнут в создании ММ с отрицательным показателем преломления (ОПП) (см., например, [2–4] и ссылки в них). Такие ММ также называют дважды отрицательными, так как диэлектрическая и магнитная проницаемость одновременно отрицательны в определенной области частот. В средах с ОПП вектор Пойнтинга и волновой вектор (или фазовая скорость) противоположно направлены [5]. Говорят, что в таких средах распространяются обратные электромагнитные волны, что приводит к отрицательной рефракции и целому ряду других явлений [6], отсутствующих у обычных материалов. Существование обратных волн также обуславливает необычные нелинейно-оптические свойства таких материалов [7–9]. В ММ с отрицательными значениями показателя преломления многие оптические свойства и законы распространения электромагнитных волн имеют существенные отличия от традиционных материалов. Законы взаимодействия электромагнитного излучения (света) с такими материалами во многих случаях становятся контринтуитивными, т.е. противоречат нашему опыту и нашей интуиции.

Для достижения ОПП необходимо, чтобы материал имел магнитные свойства. В оптике таких природных материалов нет. Их изготавливают из микро- и наноструктурированных субволновых металло-диэлектрических блоков (метаатомов), которые помещают в соответствующую матрицу. На рис. 1 показаны различные «строительные блоки», позволяющие получать искусственный магнетизм («магнитные атомы»), на основе которых можно получать материалы с ОПП в спектральной области от ТГц до видимого диапазона. При переходе в коротковолновый диапазон размеры строительных блоков уменьшаются до сотен-десятков нанометров. Для их изготовления используются электронно-лучевая и ионно-лучевая литография и другие нанотехнологии. На рис. 2 приведены примеры ММ с ОПП.

¹ Работа поддержана грантами: проект Президиума РАН № 24-31; проект СО РАН № 101.

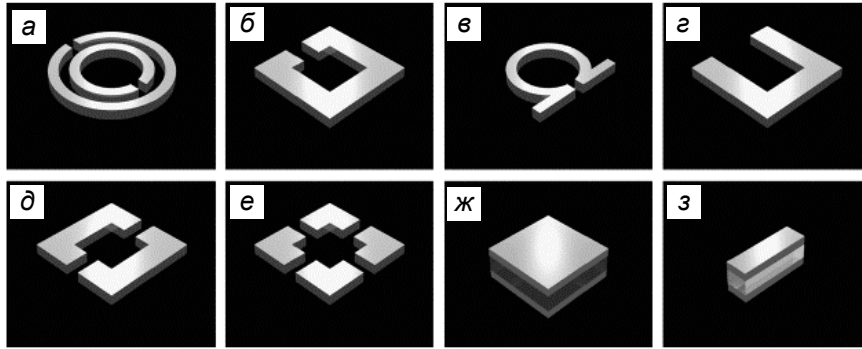


Рис. 1. Строительные блоки», из которых изготавливают материалы с ОПП: разновидности разомкнутых кольцевых резонаторов (а – е); нанопластина и наностержень (для света) – две металлические пластинки с диэлектрическим слоем между ними (ж и з) [10]

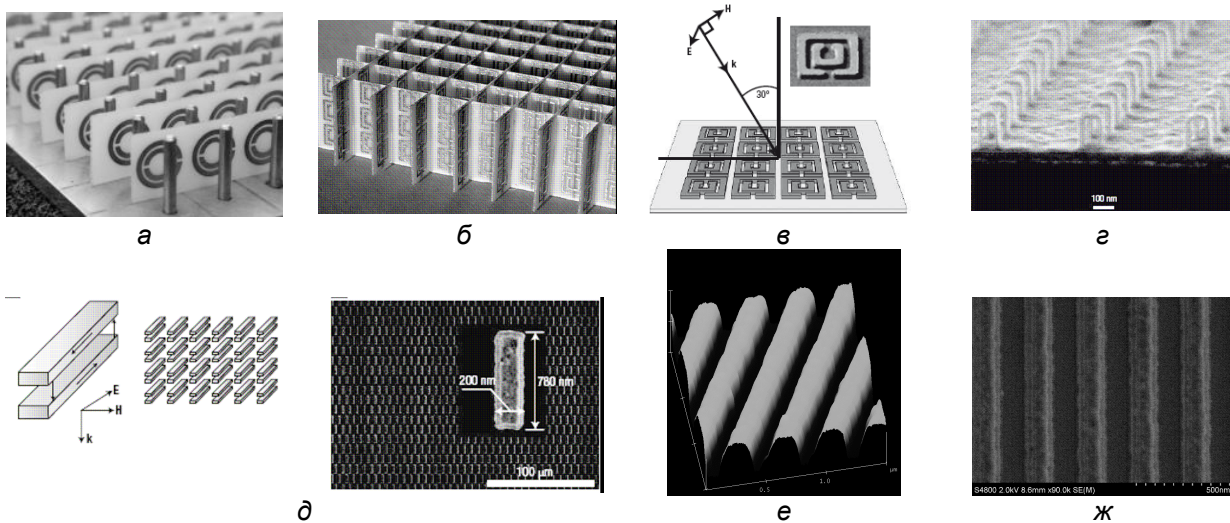


Рис. 2. Фотографии первых ММ с ОПП для микроволнового излучения [11] (а, б); ММ с $\mu < 0$ в диапазоне 1–100 ТГц, двойной РКР (в), 1 ТГц, размер каждого блока около 40 мкм [12]; скрепкообразная структура (г), 60 ТГц (средний ИК) [13]; Структура, состоящая из связанных серебряных нанопластин (видимый диапазон) [14] (д–ж); микрофотографии получены с помощью сканирующего электронного микроскопа

В настоящее время ММ с ОПП в видимом диапазоне спектра имеют вид субволновых тонких пленок. Потери в ММ являются критическими для многочисленных приложений. Поиски путей устранения потерь – одна из основных проблем при проектировании таких сред [15]. Ведутся активные разработки по созданию трехмерных (объемных) ММ с малыми потерями [16] и обсуждаются возможности создания активных и перестраиваемых ММ. На рис. 3 показаны примеры трехмерных ММ, которые разрабатываются с использованием различных подходов.

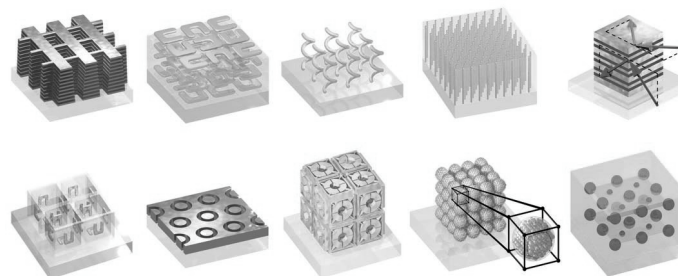


Рис. 3. Примеры объемных фотонных метаматериалов, которые активно исследуются [16]

Исследования нелинейных процессов в ММ с ОПП начались вскоре после первых демонстраций таких сред [18]. К настоящему времени большой прогресс достигнут в микроволновом диапазоне спектра (см., например, [17, 19, 20] и ссылки в них). Экспериментальных исследований не-

линейных эффектов в ММ в оптическом диапазоне немного. В работах [21–23] продемонстрированы генерация второй и третьей гармоник, а также четырехволновое смешение в монослоях. Было показано, что такие среды могут иметь нелинейные восприимчивости, значительно превышающие таковые в обычных средах. Хотя в оптическом диапазоне эффективных объемных образцов с ОПП еще не создано, тем не менее, ведутся активные теоретические исследования нелинейных оптических эффектов в этих средах [7–9, 18, 24]. Исследуются оптическое параметрическое усиление, процессы смешения световых волн разной частоты, генерация гармоник, самомодуляция фазы, бистабильность, нелинейные поверхностные волны, солитоны и другие.

В ММ различают собственную нелинейность – нелинейность материалов, из которых он состоит, и примесную нелинейность, например атомы или ионы, внедренные в ММ [25]. Собственная нелинейность может быть много больше, чем в обычных материалах [23]. Она описывается с помощью эффективной нелинейной восприимчивости. В оптическом диапазоне микротeorии, позволяющей связать нелинейную восприимчивость с параметрами ММ, измеряемыми в эксперименте, пока нет. В микроволновом диапазоне такой подход развит [19].

Далее мы обсудим основные закономерности и особенности нелинейных эффектов в ММ с ОПП на примере генерации второй гармоники и параметрического усиления света на собственной нелинейности второго порядка [26–32].

Генерация второй гармоники в среде с ОПП

Генерация второй гармоники (ГВГ) – это нелинейный процесс, в котором рождаются фотоны на удвоенной частоте 2ω (вторая гармоника) при взаимодействии излучения на фундаментальной частоте ω (волна накачки) со средой с квадратичной нелинейностью [33]. На рис. 4, *а* приведена схема процесса ГВГ в обычной среде. В этом случае фундаментальная волна накачки и волна второй гармоники, а также соответствующие им потоки энергии S_i (векторы Пойнтинга) распространяются в одном направлении (слева направо). На рис. 4, *б* показан процесс ГВГ в слое с ОПП. Предполагается, что среда имеет ОПП для волны накачки на частоте ω ($n(\omega) < 0$) и положительный показатель преломления на частоте второй гармоники 2ω ($n(2\omega) > 0$). Пусть поток энергии S_ω волны накачки направлен слева направо. Так как в среде с ОПП направление потока энергии S_ω и волнового вектора k_1 накачки противоположны, то вектор k_1 направлен справа налево. Чтобы выполнялось условие фазового согласования $k_{2\omega} = 2k_\omega$, волновой вектор $k_{2\omega}$ генерируемой второй гармоники должен быть также направлен справа налево. Для второй гармоники среда имеет положительный показатель преломления, поэтому поток энергии сонаправлен с волновым вектором $k_{2\omega}$, т.е. вектор Пойнтинга направлен справа налево (рис. 4, *б*).

Таким образом, в отличие от обычной среды в ММ с ОПП волна накачки и вторая гармоника распространяются навстречу друг другу. Это приводит к тому, что в среде с ОПП поведение накачки и второй гармоники кардинально (фундаментально) отличается от случая обычной среды.

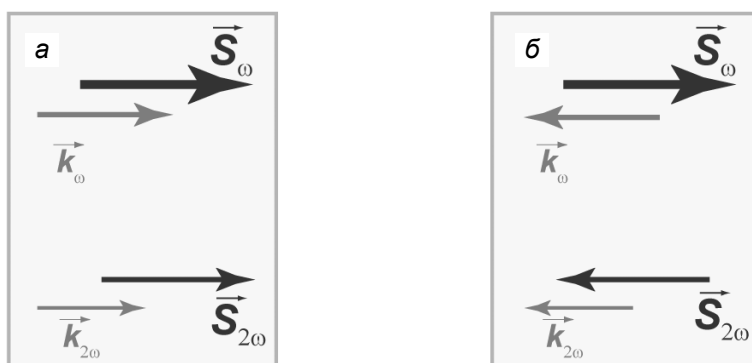


Рис. 4. Схематическое изображение процесса ГВГ в обычной среде $n(\omega) > 0$, $n(2\omega) > 0$ (*а*) и в среде с ОПП $n(\omega) < 0$, $n(2\omega) > 0$ (*б*)

Для непрерывных волн процесс ГВГ в среде с ОПП описывается следующей системой укороченных волновых уравнений для комплексных амплитуд A_ω и $A_{2\omega}$:

$$\frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} = -i \frac{2\pi\chi^{(2)}\omega^2\mu_{\omega}}{c^2 k_{\omega}} A_{2\omega} A_{\omega}^* \exp[-i\Delta kz] - \frac{\alpha_1}{2} A_{\omega}, \quad \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} = i \frac{4\pi\chi^{(2)}\omega^2\mu_{2\omega}}{c^2 k_{2\omega}} A_{\omega}^2 \exp[i\Delta kz] + \frac{\alpha_2}{2} A_{2\omega}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta k = 2k_{\omega} - k_{2\omega}$ – фазовое рассогласование; $\chi^{(2)}$ – квадратичная восприимчивость; $\alpha_{1,2}$ – показатели поглощения для накачки и второй гармоники; $\mu_{\omega,2\omega}$ – магнитная проницаемость. Разные знаки в правых частях обусловлены тем, что волна накачки и второй гармоники распространяются навстречу друг другу.

Предположим, что нелинейный слой не имеет потерь ($\alpha_{1,2} = 0$). Тогда из уравнений (1) можно получить соотношение, устанавливающее связь между потоками энергии волны накачки и второй гармоники:

$$\frac{d|S_{\omega}|}{dz} - \frac{d|S_{2\omega}|}{dz} = 0. \quad (2)$$

Если выполнено условие фазового согласования $2k_{\omega} = k_{2\omega}$, что соответствует $\varepsilon_{2\omega} = -\varepsilon_{\omega}$, $\mu_{2\omega} = -\mu_{\omega}$, то формулу (2) можно переписать в виде

$$|A_{\omega}|^2 - |A_{2\omega}|^2 = C^2 = \text{const}. \quad (3)$$

Формулы (2) и (3) называют соотношением Мэнли – Роу для процесса генерации второй гармоники. Оно предсказывает одновременное уменьшение амплитуд обеих волн вдоль оси z , но при этом сохраняется разность квадратов амплитуд по образцу.

В обычной среде с положительными показателями преломления соотношение Мэнли – Роу имеет вид [34]

$$|A_{\omega}|^2 + |A_{2\omega}|^2 = C^2 = \text{const}. \quad (3a)$$

В обычных средах соотношение Мэнли – Роу (3a) требует, чтобы сохранялась сумма квадратов амплитуд. Это означает, что амплитуда второй гармоники увеличивается, когда фотоны накачки исчезают. Необычная форма соотношения Мэнли – Роу (3) в среде с ОПП для волны накачки обусловлена антипараллельностью векторов Пойнтинга для волны накачки и второй гармоники, хотя их волновые векторы параллельны.

Представим комплексные амплитуды A_{ω} и $A_{2\omega}$ в виде $A_{\omega,2\omega} = e_{\omega,2\omega} \exp(i\varphi_{\omega,2\omega})$, где $e_{\omega,2\omega}$ и $\varphi_{\omega,2\omega}$ – реальные амплитуды и фазы. Граничные условия для среды с ОПП задаются на противоположных краях слоя: $e_{\omega}(0) = e_{10}$ и $e_{2\omega}(L) = 0$. В случае фазового согласования для реальных амплитуд и фаз можно получить следующие выражения:

$$e_{\omega}(z) = \frac{C}{\cos[C\kappa(L-z)]}, \quad e_{2\omega}(z) = C \operatorname{tg}[C\kappa(L-z)], \quad \varphi_{2\omega} - 2\varphi_{\omega} = \frac{3\pi}{2}, \quad (4)$$

$$C\kappa L = \cos^{-1}(C/e_{10}),$$

где $\kappa = 4\pi\omega^2\chi^{(2)}\mu_{2\omega}/c^2 k_{2\omega}$.

Из последнего соотношения (4) видно, что постоянная $C = \sqrt{|A_{\omega}|^2 - |A_{2\omega}|^2}$ (см. (3)) зависит от толщины нелинейного слоя. Из-за граничных условий эффективность преобразования во вторую гармонику в любой точке среды с ОПП также зависит от толщины слоя. Зависимость интенсивности волны накачки и второй гармоники от координаты z показаны на рис. 5, б. Такое поведение радикально отличается от случая обычной среды (рис. 5, а).

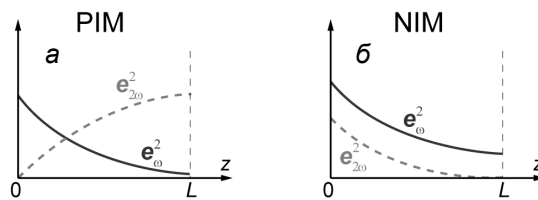


Рис. 5. Распределение интенсивности волны накачки и второй гармоники вдоль нелинейного слоя: а – в обычной среде, б – в среде с ОПП для накачки

Реальные среды с ОПП являются поглощающими ($\alpha_{1,2} \neq 0$). На рис. 6 показаны коэффициенты пропускания для волны накачки $T_1 = n_\omega(z)/n_\omega(0)$ и квантовой эффективности преобразования во вторую гармонику $\eta_2 = n_{2\omega}(z)/n_\omega(0)$ (n_ω и $n_{2\omega}$ – плотности потоков фотонов для накачки и второй гармоники) как функции расстояния с учетом поглощения и фазового рассогласования, полученные путем численного решения укороченных волновых уравнений (1). Ясно, что поглощение взаимодействующих полей и фазовое рассогласование приводят к уменьшению эффективности преобразования.

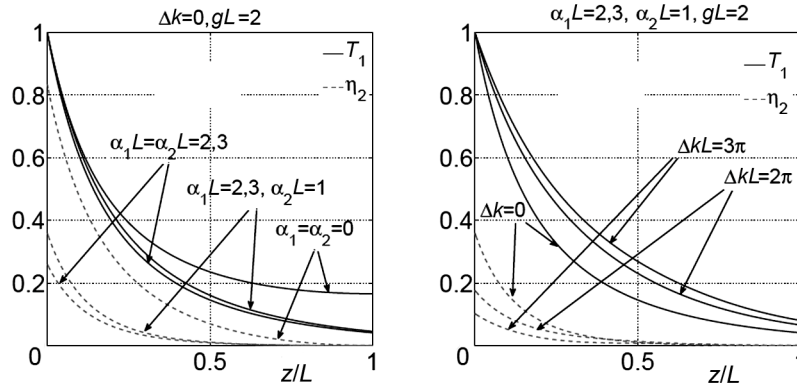


Рис. 6. Влияние эффектов поглощения (а) и фазового рассогласования (б) на распределение плотности фотонов волны накачки и второй гармоники вдоль нелинейного слоя с ОПП. $\alpha_{1,2}$ – показатели поглощения накачки и второй гармоники

Параметрическое усиление в материалах с ОПП

Рассмотрим теперь особенности параметрического усиления (ПУ) на квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$ в средах с ОПП. В этом процессе фотоны на частоте мощной накачки ω_3 распадаются на сигнальный (ω_1) и холостой (ω_2) фотоны при условии, что $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (рис. 7, а) [33].

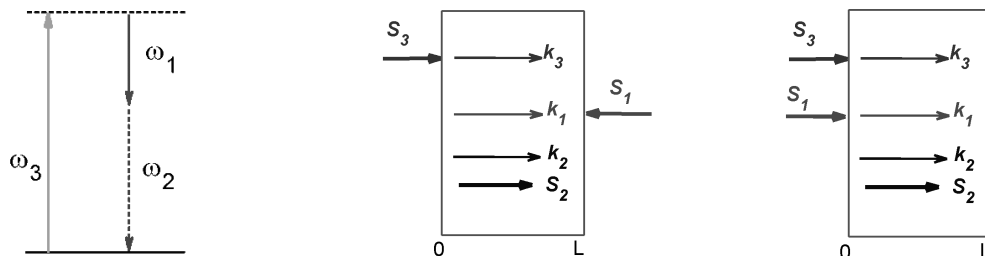


Рис. 7. Процесс параметрического усиления на квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$. k_i – волновые векторы сигнальной, холостой и управляющей (поле накачки) волны; S_i – векторы Пойнтинга; $n(\omega_{3,2}) > 0$, $n(\omega_1) < 0$

Пусть три волны с волновыми векторами $k_{1,2,3}$ распространяются в слое толщиной L с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ вдоль оси z , как показано на рис. 7, б. В среду подаются только две волны: сильная волна накачки, характеризуемая потоком энергии S_3 на частоте ω_3 , и слабая сигнальная волна (поток энергии S_1) на частоте ω_1 , которые генерируют третью – холостую волну на разностной частоте $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Холостая волна, взаимодействуя с волной накачки, приводит к ПУ сигнальной волны. Будем считать, что показатель преломления для волны накачки и холостой волны положительный $n(\omega_{3,2}) > 0$, а для сигнальной волны – отрицательный $n(\omega_1) < 0$. Так как поток энергии S_1 в сигнальной волне антипараллелен k_1 , то волна накачки подается на вход среды $z = 0$, а сигнальная волна с противоположной стороны при $z = L$. Для сравнения на рис. 7, в показан случай обычной среды. Здесь обе волны подаются на вход среды $z = 0$.

В приближении заданного поля накачки уравнения для медленно меняющихся амплитуд сигнальной и холостой волн в поглощающей среде имеют вид

$$da_1/dz = -ig_1 a_2^* \exp(i\Delta kz) + \frac{\alpha_1}{2} a_1, \quad da_2/dz = ig_2 a_1^* \exp(i\Delta kz) - \frac{\alpha_2}{2} a_2, \quad (5)$$

где $a_j = \sqrt{|\varepsilon_j/k_j|} E_j$ – эффективные амплитуды взаимодействующих полей; $g_i = \sqrt{|k_1 k_2 / \varepsilon_1 \varepsilon_2|} 2\pi \chi^{(2)} E_3$ – коэффициент нелинейной связи; α_j – показатели поглощения; $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ – фазовое рас-
согласование. Величина $|a_j|^2$ пропорциональна числу фотонов в потоке энергии.

Фундаментальные отличия в уравнениях (5) по сравнению с их аналогами для обычных сред состоят в следующем: 1) знак у g_1 противоположен знаку g_2 , поскольку $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 < 0$; 2) α_1 имеет противоположный знак, поскольку поток энергии S_1 направлен в отрицательную сторону оси z ; 3) граничные условия для сигнальной волны задаются на противоположной границе, по отношению к холостой волне, слоя среды, поскольку потоки энергии S_1 и S_2 направлены навстречу друг другу. Указанные особенности приводят к кардинальным изменениям в решении уравнений и поведении нелинейно-оптической системы.

При граничных условиях $a_1(L) = a_{1L}$ и $a_2(0) = a_{20}$ решение уравнений (5) имеет вид

$$\begin{aligned} a_1(z) &= C_1 \exp\left[\left(\beta_1 + i\frac{\Delta k}{2}\right)z\right] + C_2 \exp\left[\left(\beta_2 + i\frac{\Delta k}{2}\right)z\right], \\ a_2^*(z) &= \kappa_1 C_1 \exp\left[\left(\beta_1 - i\frac{\Delta k}{2}\right)z\right] + \kappa_2 C_2 \exp\left[\left(\beta_2 - i\frac{\Delta k}{2}\right)z\right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \beta_{1,2} &= \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{4} \pm iR, \quad \kappa_{1,2} = \frac{\pm R + is}{g}, \quad R = \sqrt{g^2 - s^2}, \quad s = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4} - \frac{i\Delta k}{2}, \\ C_{1,2} &= \pm \frac{a_{1L} \kappa_{2,1} - a_{20}^* \exp\left[\left(\beta_{2,1} + i\frac{\Delta k}{2}\right)L\right]}{D}, \quad D = \kappa_2 \exp\left[\left(\beta_1 + i\frac{\Delta k}{2}\right)L\right] - \kappa_1 \exp\left[\left(\beta_2 + i\frac{\Delta k}{2}\right)L\right]. \end{aligned}$$

Когда холостой волны на входе нет $a_2(0) = a_{20}$, для коэффициента усиления сигнальной волны можно получить следующее выражение:

$$T_1 = \left| \frac{a_1(0)}{a_{1L}} \right|^2 = \left| \frac{\exp\{ -[(\alpha_1/2) - s]L \}}{\cos RL + (s/R) \sin RL} \right|^2. \quad (7)$$

Предположим, что поглощение отсутствует $\alpha_j = 0$ (поглощения нет) и $\Delta k = 0$ (фазовое согласование). В этом случае коэффициент усиления сигнальной волны принимает вид

$$T_1 = 1 / [\cos(gL)]^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что интенсивность сигнальной волны (так же, как и холостой) на выходе среды имеет последовательность резонансов при $gL \rightarrow (2j+1)\pi/2$ как функция толщины слоя среды L и интенсивности управляющего поля (параметр g). Это кардинально отличается от аналогичной зависимости в обычных средах, где имеет место экспоненциальный рост выходного сигнала.

На рис. 8, а, б приведены зависимости коэффициента усиления T_1 для сигнальной волны и коэффициента преобразования η_2 для холостой от параметра gL с учетом поглощения. Для сравнения на рис. 8, в показаны аналогичные зависимости в обычной среде. Пики на рис. 8, а, б отражают «геометрические» резонансы, в которых усиление может превышать порог генерации, обеспечи-

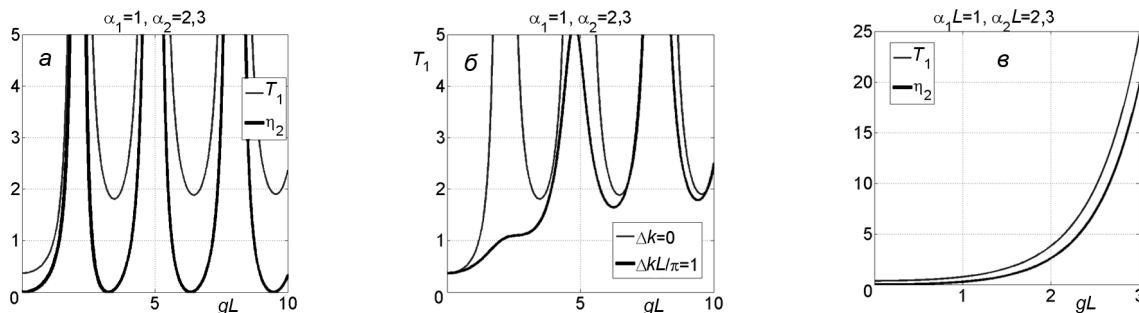


Рис. 8. Зависимости коэффициента усиления T_1 и коэффициента преобразования η_2 для среды с ОПП, $\Delta k = 0$ и $\Delta k \neq 0$ (а и б); обычной среде, $\Delta k = 0$ (в)

вая, таким образом, беззеркальную параметрическую генерацию света в средах с ОПП. Также имеются устойчивые области усиления сигнальной волны, которым соответствуют области провалов, где T_1 может превышать единицу ($T_1 > 1$). Таким образом, ПУ может приводить к подавлению поглощения в среде с ОПП, что имеет важное значение для практических приложений таких материалов. При $\Delta k \neq 0$ эффект также имеет место (рис. 8, в). Такое поведение резко контрастирует с экспоненциальной зависимостью на рис. 8, б для обычной среды.

На рис. 9 показано пространственное распределение интенсивности сигнальной и холостой волны внутри среды для ММ с ОПП (рис. 9, а) и обычной среды (рис. 9, б) с учетом поглощения и при фазовом согласовании $\Delta k = 0$. В среде с ОПП даже при совершенном фазовом согласовании сигнальная и холостая волны имеют осцилляторное поведение, тогда как в обычной среде наблюдается экспоненциальный рост.

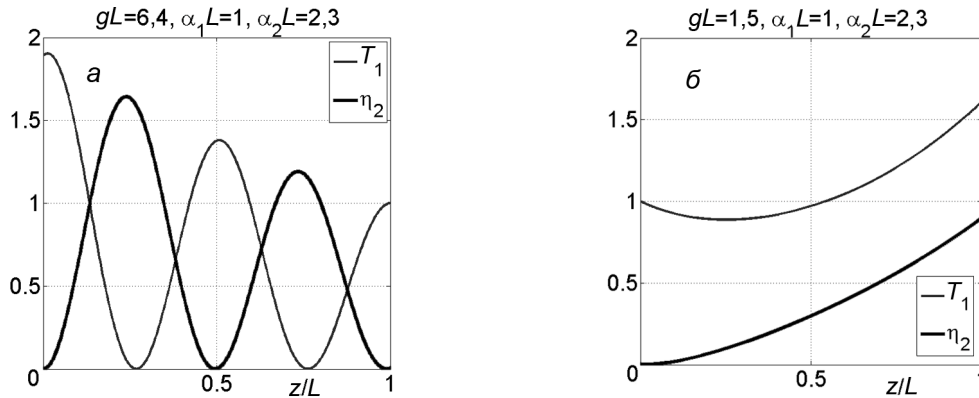


Рис. 9. Пространственное распределение интенсивности сигнальной и холостой волны внутри среды для ММ с ОПП (а) и обычной среды (б)

На рис. 10 и 11 представлены результаты численного моделирования зависимости пропускания от соотношения показателей поглощения на частотах взаимодействующих волн, а также от

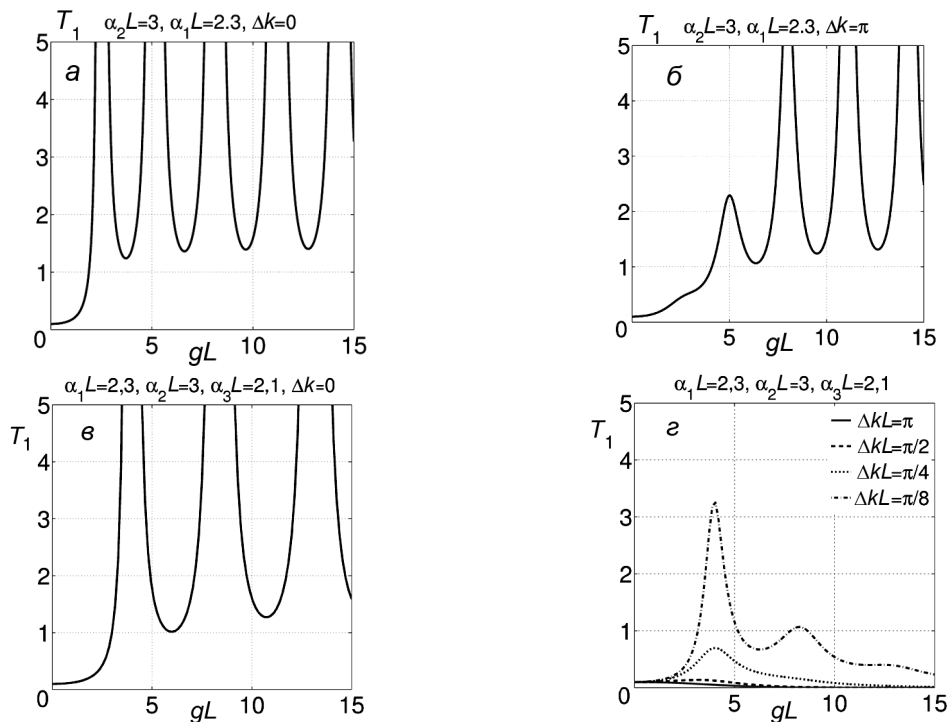


Рис. 10. Влияние пространственной неоднородности управляющего поля на величину пропускания при различных фазовых расстройках

фазовой расстройки. Видно, что прозрачность и усиление в среде с ОПП на частоте сигнальной волны возможны в широком диапазоне изменений интенсивностей управляющего поля при соот-

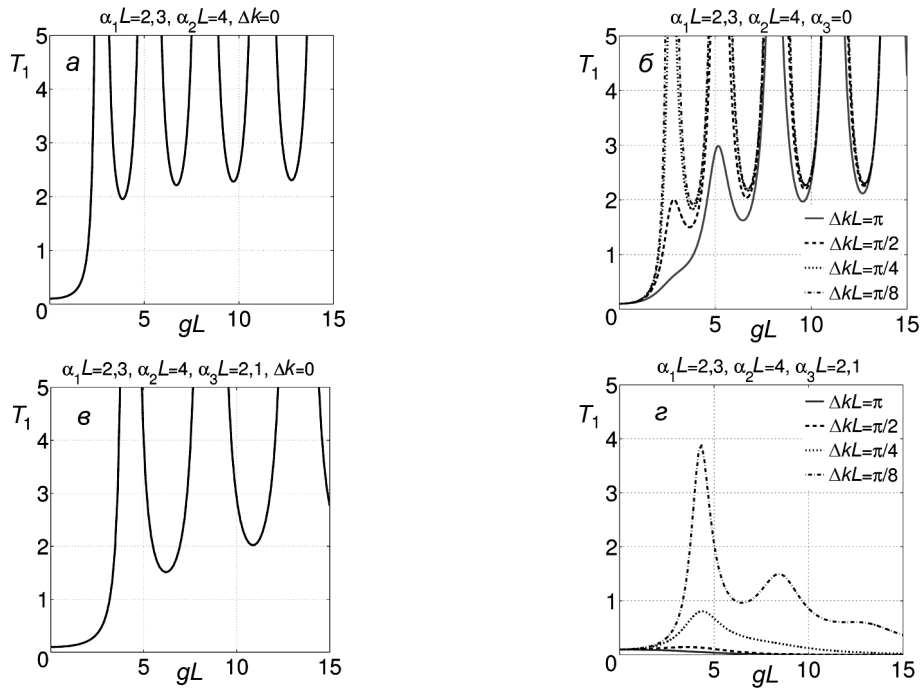


Рис. 11. Изменение прозрачности с увеличением поглощения холостой волны. При выбранных соотношениях показателей поглощения пропускание не опускается ниже 100 % в минимумах пропускания

ветствующем подборе показателей поглощения $\alpha_2 \geq \alpha_1$. При этом пропускание в минимумах не опускается ниже 1. Таким образом, ПУ на нелинейности второго порядка можно использовать для подавления поглощения сигнальной волны в ММ с ОПП, что представляется важным для многочисленных приложений. Рис. 12 подтверждает, что более сильное поглощение холостой волны предпочтительнее для достижения прозрачности на частоте сигнальной волны, что само по себе является контринтуитивным (нетривиальным).

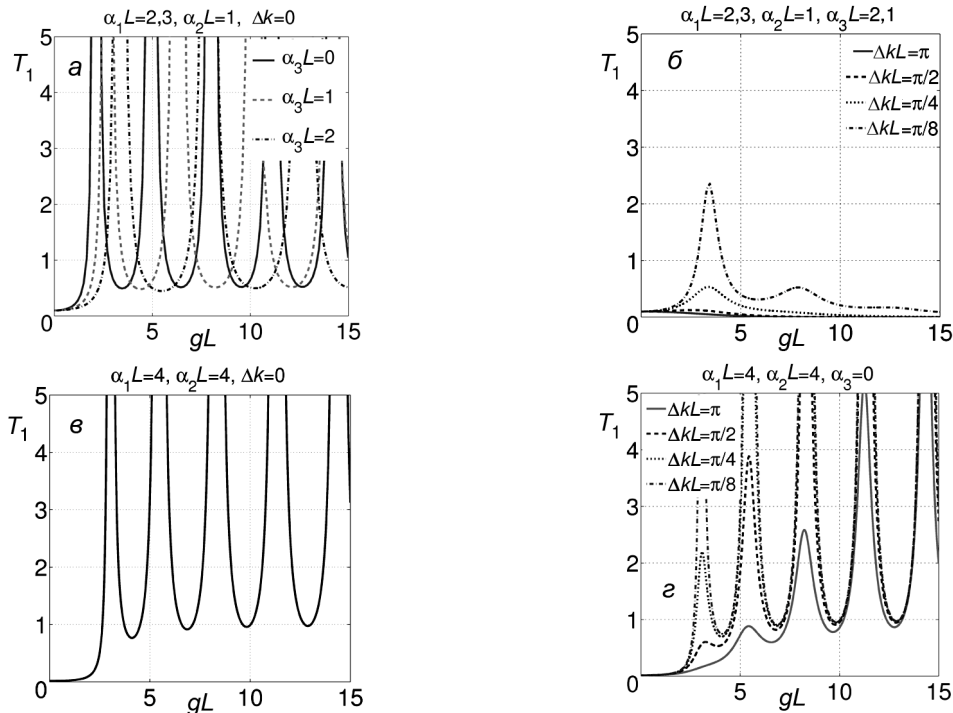


Рис. 12. Пропускание слоя с ОПП при $\alpha_2 L \leq \alpha_1 L$

Увеличение показателя поглощения холостой волны сопровождается при этом небольшим сдвигом резонансов в область больших значений величины gL . Резкий рост амплитуды осцилляций в области резонансов свидетельствует о возникновении режима безрезонаторной генерации. Пространственная неоднородность управляющего поля, связанная с его поглощением в среде, уменьшает величину пропускания в последующих минимумах, и наблюдается их незначительный сдвиг в область больших интенсивностей (рис. 11, *a* и *в*).

Фазовое рассогласование приводит к уменьшению пропускания. При этом уменьшение носит существенно различный характер в зависимости от наличия или отсутствия поглощения управляющего поля (рис. 11, *б* и *з*). В отсутствие поглощения поля накачки максимальное изменение испытывают резонансы, расположенные в области низких интенсивностей, вплоть до их исчезновения (рис. 12, *б* и 13, *з*, кривая $\Delta kL = \pi$).

Качественное объяснение приведенных зависимостей состоит в следующем. Помимо коэффициента нелинейной связи g , темп (скорость) нелинейно-оптического преобразования каждой из волн в данной точке среды пропорционален амплитуде другой взаимодействующей волны и фазовой расстройке Δk . То обстоятельство, что при этом волны затухают во встречных направлениях, вызывает специфическую сильную зависимость всего процесса распространения в целом, а следовательно, и свойств пропускания слоя среды от соотношения показателей поглощения взаимодействующих полей. Поскольку холостая и управляющая волны поглощаются по направлению к выходной границе среды ($z = L$), а сигнальная испытывает поглощение в противоположном направлении, то максимум последней при выбранных параметрах будет расположен где-то внутри слоя среды. Изменение оптической толщины слоя либо интенсивности управляющего поля ведет к значительному изменению пространственного распределения сигнальной и холостой волн по длине среды.

Нелинейно-оптическое зеркало

При граничных условиях $a_{11}(z = L) = 0$ (нет сигнальной волны) и $a_2(z = 0) = a_{20}$ (холостая волна на входе) слой среды с ОПП работает как нелинейно-оптическое зеркало с коэффициентом отражения r_1 на частоте сигнальной волны ω_1 , который определяется выражением

$$r_1 = \left| \frac{a_1(0)}{a_{20}^*} \right|^2 = \left| \frac{(g/R) \sin RL}{\cos RL + (s/R) \sin RL} \right|^2. \quad (9)$$

В этом случае коэффициент пропускания холостой волны имеет вид

$$T_2 = \left| \frac{a_2(L)}{a_{20}} \right|^2 = \left| \frac{\exp\{ -[(\alpha_1/2) - s]L \}}{\cos RL + (s/R) \sin RL} \right|^2. \quad (10)$$

Если сгенерированное в параметрическом процессе электромагнитное излучение на частоте $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ попадает в частотную область с ОПП, то в этом случае слой среды выступает в качестве источника обратной волны или, другими словами, в качестве нелинейно-оптического зеркала. При этом коэффициент отражения, определяемый формулой (9), может значительно превышать 100 %.

На рис. 13 показаны зависимости пропускания и отражения как функции нормированного коэффициента нелинейной связи (фактически интенсивности управляющего поля) при различных значениях показателей поглощения взаимодействующих полей. Видно, что существуют области значений параметра gL , где возникает резонансное отражение с амплитудами, которые могут превышать порог самовозбуждения. В отсутствие фазовой расстройки величина пропускания в минимумах существенным образом зависит от соотношения показателей поглощения, в то время как минимумы отражения остаются неизменными.

При наличии фазовой расстройки наблюдается уменьшение величины отражения в максимумах и увеличение в минимумах (рис. 14). Отражение становится относительно устойчивым по отношению к фазовой расстройке по мере увеличения интенсивности управляющего поля. Оно резко меняется в области малых фазовых расстройек и затем, по мере увеличения фазовой расстройки, остается достаточно устойчивым.

Таким образом, имеются уникальные возможности управления таким зеркалом в широкой области изменения интенсивностей управляющего поля и соответственно создания различных устройств на этой основе.

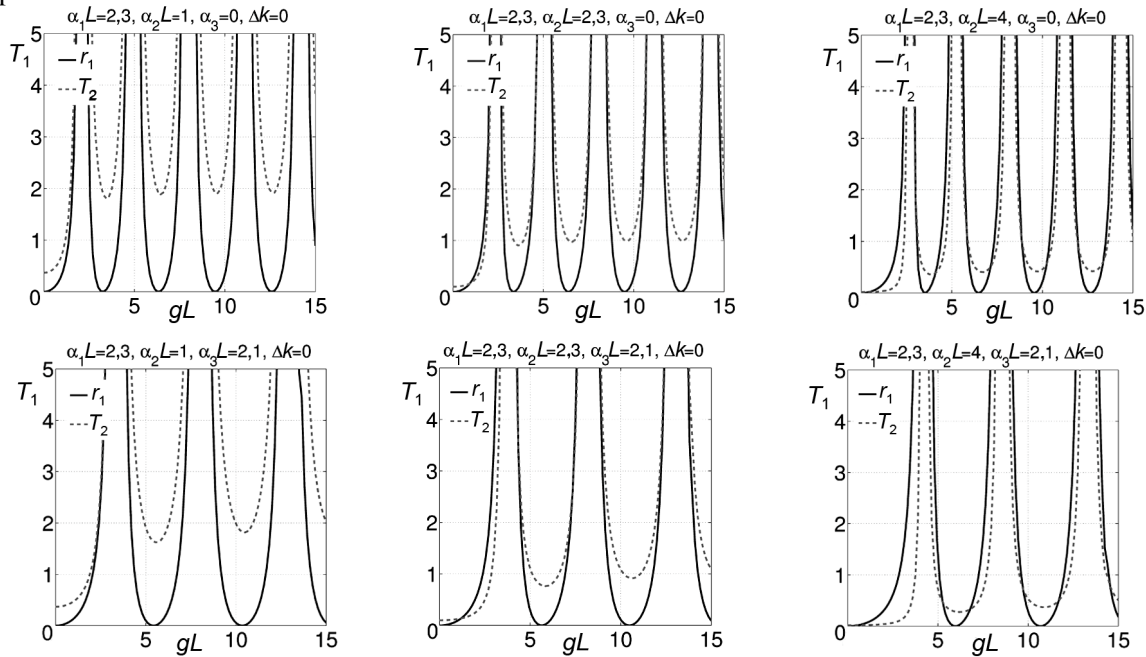


Рис. 13. Влияние поглощения на отражение и пропускание нелинейно-оптического зеркала. Коэффициент отражения меняется от 0 до величины, превышающей 100 %

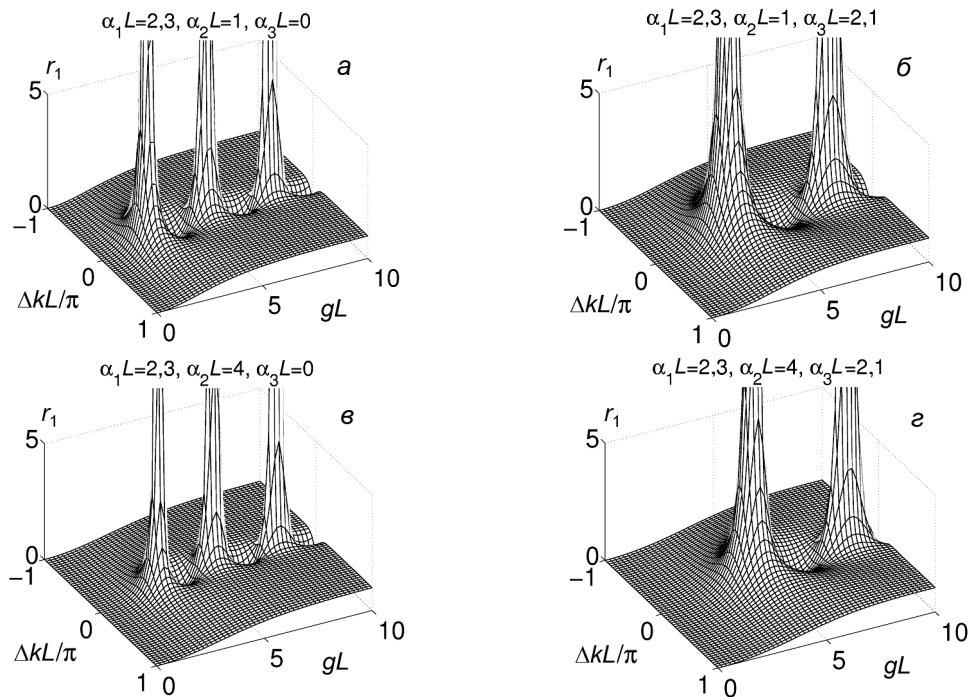


Рис. 14. Зависимость отражения как функция фазовой расстройки и интенсивности управляющего поля при различных показателях поглощения взаимодействующих полей

Такое необычное поведение пропускания и отражения как функции интенсивности накачки и толщины слоя среды с ОПП связано с тем, что волны распространяются навстречу друг другу. Причина такого поведения состоит в том, что сигнальная и холостая волны определяются граничными условиями на противоположных сторонах слоя ММ и они возрастают в противоположных направлениях. Важным преимуществом ПУ обратных волн в среде с ОПП является наличие распределенной обратной связи, которая может приводить к генерации без резонатора. В этом случае

каждая пространственная точка выступает как источник для генерируемой волны в отраженном направлении, тогда как фазовые скорости всех взаимодействующих волн сонаправлены, что важно для достижения фазового согласования. Отметим, что такое поведение характерно для лазеров с распределенной обратной связью и эквивалентно значительному увеличению длины нелинейно-оптического взаимодействия. Поэтому даже небольшое усиление на единицу длины может приводить к лазерной генерации при условии совпадения соответствующей частоты с областью высокой добротности резонатора либо резонансом при наличии распределенной обратной связи.

В заключение отметим, что для достижения параметра $gL \approx 1$ в существующих металло-диэлектрических наноструктурах требуется порядка 100 кВт/см^2 при фокусировке в пятно диаметром 50 мкм [30].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sihvola A. // *Metamaterials*. – 2007. – V. 1. – P. 2.
2. Shalaev V.M. // *Nature Photon*. – 2007. – V. 1. – P. 41.
3. Wegener M. and Linden S. // *Physics*. – 2009. – V. 2. – P. 3.
4. Архипкин В.Г., Мысливец С.А. // *Изв. вузов. Физика*. – 2011. – Т. 54. – № 2/2. – С. 30.
5. Веселаго В. // *УФН*. – 1967. – Т. 92. – С. 518; 2003. – Т. 173. – С. 790.
6. Cai W. and Shalaev V. *Optical Metamaterials (Fundamental and Applications)*. – New York: Springer, 2010.
7. Maimistov A.I. and Gabitov I.R. // *Eur. Phys. J. Special Topics*. – 2007. – V. 147. – P. 265–286.
8. Попов А. К. // *Europ. Phys. J. D (At., Mol. and Opt. Phys.)*. – 2010. – V. 58. – P. 263–274.
9. Попов А. and Shalaev V. // *Proc. SPIE*. – 2011. – V. 8093. – P. 809306.
10. Busch K., von Freyemann G., Linden S., et al. // *Phys. Rep.* – 2007. – V. 444. – P. 101.
11. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.S., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 4184.
12. Yen T.J., Padilla W.J., Fang N., et al. // *Science*. – 2004. – V. 303. – P. 1494.
13. Zhang S., Fan W.J., Minhas B.K., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 94. – P. 037402.
14. Gai W.S., Chettier U.K., Kildishev A.V., et al. // *Opt Express*. – 2007. – V. 15. – P. 3333.
15. Boardman A.D., Grimalko V.V., Kivshar Yu.S., et al // *Laser Photonics Rev.* – 2010. – P. 1.
16. Socoulis C. and Wegener M. // *Science*. – 2010. – V. 330. – P. 1633.
17. Litchinitser N.M., Gabitov I.R., Maimistov A.I., et al. // *Prog. Opt.* – 2008. – Ch. 1. – P. 1–67.
18. Rose A., Larouche S., Pourina E., et al. // *Phys. Rev. E*. – 2010. – V. 82. – P. 036608.
19. Pourina E., Huang D., and Smith D.R. // *New J. Phys.* – 2010. – V. 2010. – P. 1.
20. Rose A. and Smith D.R. // *Opt. Mat. Express*. – 2011. – V. 1. – P. 1232.
21. Klein M. // *Opt. Express*. – 2007. – V. 15. – P. 5238; 2008. – V. 16. – P. 8055.
22. Kim E., Wang F., Wu W., et al. // *Phy. Rev. B*. – 2008. – V. 78. – P. 113102.
23. Niesler F.B.P., Feth N., Linden S., et al. // *Opt. Lett.* – 2010. – V. 34. – P. 1997.
24. Аронович В.М., Гартштейн Ю.Н. // *УФН*. – 2006. – Т. 176. – С. 1051.
25. Попов А.К. and Myslivets S.A. // *Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 114028.
26. Попов А.К. and Shalaev V.M. // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31. – P. 2169.
27. Попов А.К., Slabko V.V., and Shalaev V.M. // *Laser Phys Lett.* – 2006. – V. 3. – P. 293.
28. Попов А.К., Slabko V.V., and Shalaev V.M. // *Appl. Phys B*. – 2006. – V. 84. – P. 131.
29. Попов А.К., Myslivets S.A., and Shalaev V.M. // *Physica B-Condensed Matter*. – 2010. – V. 405. – P. 2999.
30. Попов А.К. and Myslivets S.A. // *Appl. Phys. A: Materials Science & Processing*. – 2011. – V. 103. – P. 725.
31. Попов А.К., Myslivets S.A., and Shalaev V.M. // *Plasmonics: Nanoimaging, Nanofabrication, and their Applications V* / ed. by Satoshi Kawata, Vladimir M. Shalaev, Din Ping Tsai; Proc. of SPIE. – V. 7395. – P. 73950Z-1-73950Z-12.
32. Попов А.К. and Myslivets S.A // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2010. – V. 61. – P. 107.
33. Boyd R.W. *Nonlinear Optics*. – Academic Press, 1992.
34. Звелто О. *Принципы лазеров*. – Лань, 2008.

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск, Россия
E-mail: avg@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 17.07.13.