

ГЕНЕРАТОР ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

© 2013 Д.А. Коробко, В.А. Остаточников, И.О. Золотовский, А.С. Абрамов, Р.Н. Минвалиев

Ульяновский государственный университет

Поступила в редакцию 26.11.2013

В работе рассмотрено трехволновое параметрическое взаимодействие в планарном волноводе из нелинейного метаматериала, обладающего в определенном частотном диапазоне свойствами «левой» среды. Получены условия параметрической генерации излучения в квадратично нелинейном метаматериале, в том числе и с учетом влияния керровской нелинейности. Предложенная схема параметрического генератора может быть использована для построения модели микроволнового или ТГц лазерного источника на основе нелинейного метаматериала.

Ключевые слова: генератор излучения, параметрическое взаимодействие, метаматериал, левая среда

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проводится активное исследование оптических свойств метаматериалов – искусственных композитных материалов, которые имеют особые электромагнитные свойства, не встречающиеся в природе. Одним из наиболее интересных типов метаматериалов являются структуры, у которых в определенной частотной области действительная часть показателя преломления имеет отрицательные значения. Это происходит только в том случае, если в этой области отрицательными одновременно являются действительные части диэлектрической и магнитной проницаемостей ε и μ . Отличительным свойством таких материалов является то, что вектор Пойнтинга распространяющейся в нем электромагнитной волны противоположен по направлению волновому вектору и образует с векторами электрического и магнитного полей левую тройку, в силу чего такие среды получили название «левых» [1-3]. В настоящее время известны метаматериалы с отрицательными значениями показателя преломления в микроволновой, инфракрасной, и даже в оптической областях спектра [4-6].

Из-за уникального свойства волн, распространяющихся в «левой» среде в частотном диапа-

зоне с показателем преломления $n(\omega) < 0$, переносить энергию в направлении противоположном своему волновому вектору, их принято называть «обратными» волнами. Многие интересные свойства «левых» сред проявляются при наличии связи между «обратной» и обычной «прямой» волной, переносящей энергию по направлению своего волнового вектора. Реализация такой связи возможна, например, в туннельно-связанных волноводах изготовленных из различных материалов [7]. В простейшем случае оптические свойства «левой» среды рассматривают в линейном приближении, и связанные волны имеют одну частоту. Показано, что при этом распространение волн описывается теми же уравнениями, что и в лазере с распределенной обратной связью [8, 9] и при выполнении соответствующих условий в подобной структуре также можно возбудить генерацию излучения [10].

Одним из новых направлений оптики является исследование нелинейных свойств «левых» сред. При этом следует отметить, что в материале подобного типа, представляющем сложную композитную структуру, оптическая нелинейность определяется комбинацией нелинейностей отдельных компонент и может принимать крайне высокие значения, например, при включении элементов с высоконелинейными характеристиками [11, 12] или вблизи плазмонного резонанса [13]. Учет нелинейных факторов, в частности, позволяет рассмотреть в подобном метаматериале параметрические процессы и исследовать связь волн, распространяющихся на разных частотах, при этом одна из волн может являться обратной, т.е. ее частота лежит в диапазоне $n(\omega) < 0$. В работах [14-16] рассмотрены модели «левой» среды с квадратичной нелинейностью и описаны генерация второй гармоники и параметрическое усиление при трехволновом

Коробко Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИТИ. E-mail: korobkotam@rambler.ru

Остаточников Владимир Александрович, младший научный сотрудник НИТИ. E-mail: ost.vld@yandex.ru

Золотовский Игорь Олегович, кандидат физико-математических наук, директор Центра нанотехнологий и материалов НИТИ. E-mail: rafzol.14@mail.ru

Абрамов Алексей Сергеевич, аспирант.

E-mail: aleksei__abramov@mail.ru

Минвалиев Рамиль Наильвич, аспирант.

E-mail: romeldd@mail.ru

взаимодействии в такой среде. Трехволновое параметрическое усиление и генерация второй гармоники в метаматериале, обладающем в некотором диапазоне показателем преломления $n < 0$, наблюдались экспериментально [17, 18]. В работе [14], так же как и в линейном случае, показана возможность резонансной связи между прямой и обратной волнами, что дает возможность компенсировать потери в метаматериале и, в принципе, осуществить параметрическую генерацию. В работах [16, 19] рассмотрены также четырехволновой параметрический процесс в метаматериале с кубической нелинейностью и генерация третьей гармоники. В отличие от этих результатов в настоящей работе мы обращаем внимание на то, что нелинейный отклик метаматериала имеет комплексный характер, и при рассмотрении параметрических процессов в квадратично-нелинейной среде обязательно необходимо учитывать и кубически-нелинейный (керровский) отклик метаматериала. В работе получены условия параметрической генерации излучения в квадратично-нелинейном метаматериале, обладающими свойствами «левой» среды, причем в отличие от указанных выше работ, рассмотрен случай не только высокочастотной накачки, но и накачки с частотой меньшей чем частота «обратной» сигнальной волны. Обсуждается влияние на квадратичную параметрическую генерацию керровской нелинейности метаматериала, показано, что при корректном подборе параметров среды и волны накачки керровская нелинейность облегчает выполнение условий параметрической генерации в квадратично-нелинейном метаматериале.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В настоящей работе будет рассмотрена модель планарного волновода из нелинейного композитного материала, обладающего значительным коэффициентом квадратичной нелинейности. В этом случае при параметрическом взаимодействии входных волн – сигнальной волны с частотой ω_s и интенсивной волны накачки на частоте ω_p будет происходить генерация «холостой» волны с частотой $\omega_q = |\omega_p - \omega_s|$. Рассмотрим простую геометрию взаимодействия, соответствующую сонаправленным волновым векторам. Наиболее эффективным усиление сигнальной и холостой волн будет при выполнении условия фазового синхронизма

$$k(\omega_p) = k(\omega_q) + k(\omega_s), \quad (1)$$

здесь $k(\omega) = \omega |n(\omega)|/c$ – коллинеарные волновые вектора взаимодействующих волн. Вследствие дисперсии показателя преломления $n(\omega)$

условие фазового синхронизма точно практически никогда не выполняется. При этом величина отстройки от фазового синхронизма $\Delta k = k(\omega_p) - k(\omega_s) - k(\omega_q)$ может быть достаточно большой, что является часто существенным препятствием для достижения эффективного параметрического преобразования частот.

Параметрическое взаимодействие волн будем рассматривать в монохроматическом приближении, которое вполне оправдано при описании импульсов излучения с длительностью $\tau > 10^{-8}$ с, при этом уравнения трехволнового взаимодействия в среде данного типа могут быть записаны следующим образом [20, 21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} &= -ib_s A_p A_q^* e^{i\Delta k z} - \alpha_s A_s, \\ \frac{\partial A_q}{\partial z} &= -ib_q A_p A_s^* e^{i\Delta k z} - \alpha_q A_q, \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} &= -ib_p A_s A_q e^{-i\Delta k z} - \alpha_p A_p. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь A_i – комплексные амплитуды соответствующих монохроматических волн, b_i и α_i – коэффициенты квадратичной нелинейности и показатели поглощения волновода на этих частотах.

Далее перейдем к описанию параметрического взаимодействия в волноводе из материала, в определенном диапазоне частот проявляющем свойства «левой» среды. Предполагаем, что в волновод подается волна накачки с частотой ω_p , лежащей в области $n(\omega) > 0$, при этом одна из взаимодействующих волн (для определенности положим, что это сигнальная волна) попадает в диапазон, характеризующийся отрицательным показателем преломления, переносит, таким образом, энергию в навстречу волне накачки и становится «обратной» волной. Холостая волна, для которой действительная часть показателя преломления $n(\omega) > 0$, распространяется в прямом направлении. В дальнейшем необходимо рассмотреть два варианта, имеющих принципиальное отличие. В первом из них интенсивное излучение накачки имеет максимальную частоту, и параметрический процесс при этом характеризуется распадом кванта излучения с частотой накачки ω_p на два фотона с частотами ω_s и ω_q : $\omega_p = \omega_s + \omega_q$. В частотную область с $n(\omega) < 0$ попадает волна с частотой ω_s . Этот случай назовем случаем высокочастотной накачки. Во втором случае интенсивная накачка на частоте ω_p приводит к усилению сигнальной компоненты с частотой более высокой, чем частота накачки $\omega_s > \omega_p$, причем эта частота ω_s лежит в диапазоне $n(\omega) < 0$. Таким образом, сигнальная волна вновь является обратной, и параметрический процесс сопровождается

излучением фотона с частотой $\omega_q = \omega_s - \omega_p$. Отстройка от фазового синхронизма тогда может быть записана как $\Delta k = k(\omega_s) - k(\omega_p) - k(\omega_q)$. Это случай низкочастотной накачки. Его уравнения могут быть получены из системы (2) перестановкой индексов $s \leftrightarrow p$. Схемы параметрического взаимодействия волн для двух случаев приведены на рис. 1. Воспользуемся тем, что интенсивности сигнальной и холостой волн малы по сравнению с интенсивностью волны накачки, и запишем систему (2) в приближении неустойчивой накачки $A_p = \text{const}$:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial A_s^*}{\partial z} &= i\sigma_s^* A_q e^{-i\Delta k z} - \alpha_s A_s^*, \\ \frac{\partial A_q}{\partial z} &= -i\sigma_q A_s^* e^{i\Delta k z} - \alpha_q A_q. \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial A_s}{\partial z} &= -i\sigma_s^* A_q e^{-i\Delta k z} - \alpha_s A_s, \\ \frac{\partial A_q}{\partial z} &= -i\sigma_q A_s e^{i\Delta k z} - \alpha_q A_q. \end{aligned} \quad (3б)$$

Здесь учтено то, что в выбранной нами геометрии прямая волна переносит энергию по направлению оси z , а обратная – в противоположном направлении. Полученные системы уравнений для связанных волн описывают параметрический процесс в волноводе, проявляющем в определенном диапазоне свойства «левой» среды, в случае высокочастотной (3а) и низкочастотной (3б) накачки. Введенные коэффициенты связи волн определяются через коэффициенты квадратичной нелинейности волновода и амплитуду накачки $\sigma_s^* = b_s A_p^*$, $\sigma_q = b_q A_p$. Для волновода длины L рассмотрим следующие граничные условия, соответствующие вводу прямой волны в волновод слева и отсутствию обратной волны на противоположном конце волновода:

$$A_q(0) = A_0, \quad A_s(L) = 0. \quad (4)$$

Запишем решения системы (3а) для высокочастотной накачки с учетом этих граничных условий:

$$\begin{aligned} A_q(z) &= A_0 \exp\left(\frac{\alpha_s - \alpha_q + i\Delta k}{2} z\right) \frac{2d \cos d(L-z) + i\delta \sin d(L-z)}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}, \\ A_s^*(z) &= A_0 \exp\left(\frac{\alpha_s - \alpha_q - i\Delta k}{2} z\right) \frac{2i\sigma_s^* \sin d(L-z)}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}. \end{aligned} \quad (5a)$$

В случае низкочастотной накачки решение для обратной волны записывается для амплитуды, а не для ее сопряжения:

$$A_s(z) = A_0 \exp\left(\frac{\alpha_s - \alpha_q - i\Delta k}{2} z\right) \frac{2i\sigma_s^* \sin d(L-z)}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}, \quad (5б)$$

при этом введены следующие обозначения: условно называемая комплексной отстройкой величина $\delta = \Delta k - i(\alpha_s + \alpha_q)$ и параметр «периодичности»

$$d = (\delta^2/4 \pm g^2)^{1/2}, \quad g^2 = \sigma_s^* \sigma_q = b_s b_q |A_p|^2.$$

Знак «+» соответствует высокочастотной накачке, «-» – низкочастотной. В данных условиях коэффициенты отражения и пропускания волновода, т.е. отношения мощностей выходящей обратной и прошедшей прямой волны к входной мощности прямой волны, выглядят как

$$\begin{aligned} R &= \frac{P_s(0)}{P_q(0)} = \left| \frac{2\sigma_s \sin dL}{2d \cos dL + i\delta \sin dL} \right|^2, \\ T &= \frac{P_q(L)}{P_q(0)} = \left| \frac{2d}{2d \cos dL + i\delta \sin dL} \right|^2 \exp((\alpha_s - \alpha_q)L). \end{aligned} \quad (6)$$

Графики коэффициентов R и T для случаев высоко- и низкочастотной накачки приведены на рис. 2 и 3.

В случае высокочастотной накачки (рис. 2) можно отметить периодическую зависимость коэффициентов R и T от длины волновода L . В отличие от прохождения излучения в «обычной»

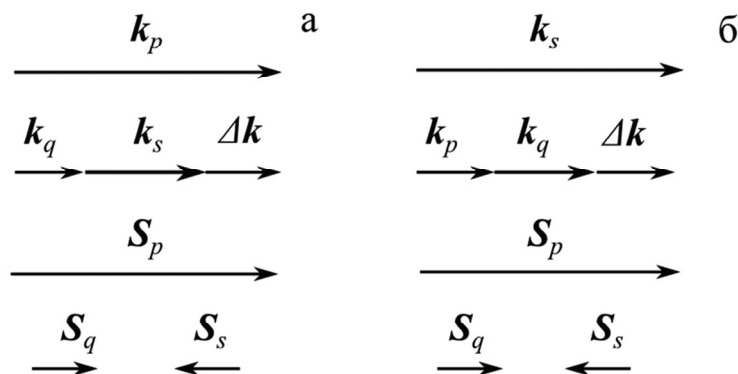


Рис. 1. Схемы трехволнового параметрического усиления в «левом» метаматериале для высокочастотной (а) и низкочастотной (б) накачки:

\mathbf{k}_i – волновые вектора; \mathbf{S}_i – вектора Пойнтинга взаимодействующих волн; $\Delta \mathbf{k}$ – отстройка от фазового синхронизма

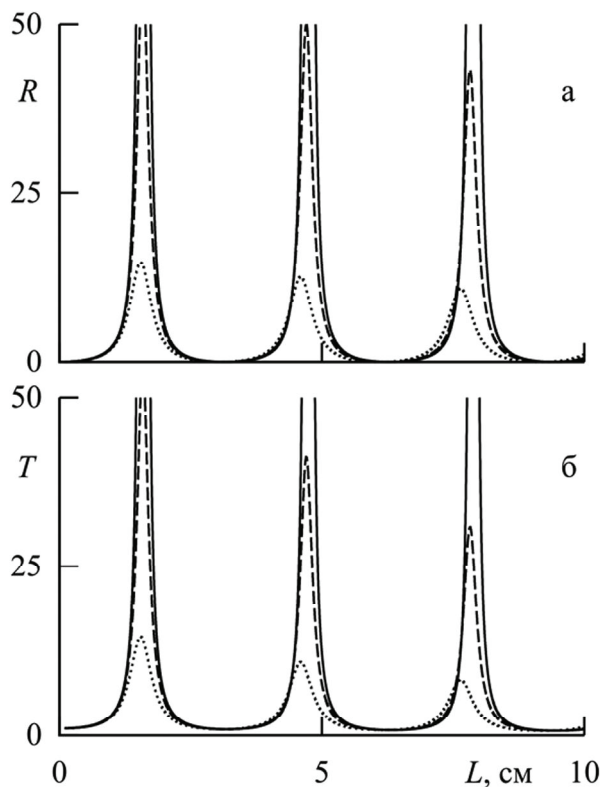


Рис. 2. Коэффициент отражения (а) и пропускания (б) планарного волновода длины L в случае высокочастотной накачки при параметрах $g=100\text{ м}^{-1}$, $\alpha_s=5\text{ м}^{-1}$, $\alpha_q=0.5\text{ м}^{-1}$, отстройкам от фазового синхронизма $\Delta k = (0, 25, 50) \text{ м}^{-1}$ соответствуют сплошная, штриховая и пунктирная линии

поглощающей среде, характеризующимся экспоненциальным падением интенсивности, здесь при определенных длинах волновода можно видеть рост коэффициентов пропускания и отражения. Такое «просветление» волновода связано с наличием резонансной связи между прямой и обратной волнами. При выполнении условия фазового синхронизма $\Delta k = 0$ коэффициенты R и T могут обращаться в бесконечность, что говорит о принципиальной возможности параметрической генерации излучения сразу на двух частотах ω_s и ω_q при накачке волновода на частоте ω_p . В отсутствие поглощения $\alpha_s = \alpha_q = 0$ условие обращения в ноль знаменателей в выражениях (6) и, соответственно, бесконечно больших коэффициентов отражения и пропускания имеет простой вид $L = (2n + 1)\pi/2g$. При наличии поглощения период по L увеличивается. Варьируя мощность накачки, можно изменять значения коэффициента связи g прямой и обратной волн и добиться совпадения длины волновода с характерной длиной возникновения генерации. Таким образом, рассматриваемая модель параметрического генератора аналогична лазеру с распределенной обратной связью [22].

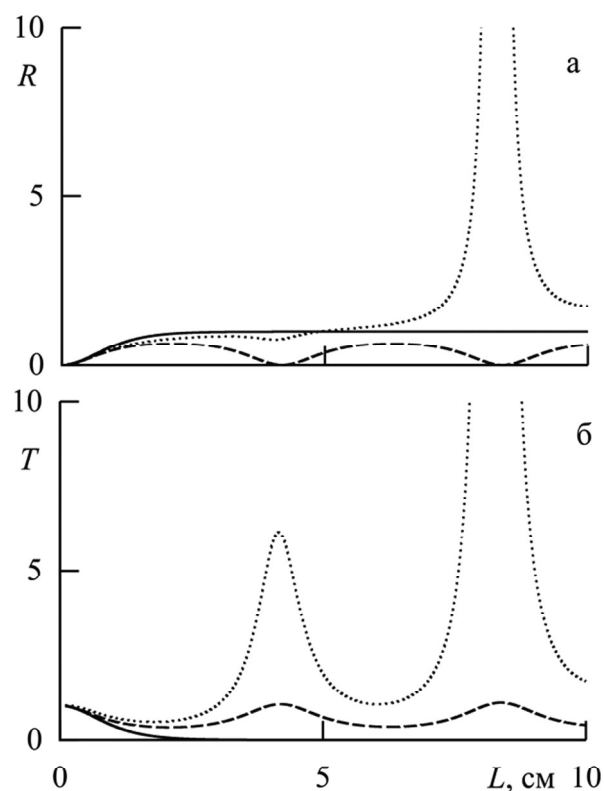


Рис. 3. Коэффициент отражения (а) и пропускания (б) планарного волновода длины L в случае низкочастотной накачки при параметре $g = 100 \text{ м}^{-1}$ и параметрах $\alpha_s = \alpha_q = \Delta k = 0$ – сплошная линия, $\Delta k = 250 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_s = 0.5 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_q = -0.5 \text{ м}^{-1}$ – штриховая линия, $\Delta k = 250 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_s = 0.5 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_q = -10 \text{ м}^{-1}$ – пунктир

При низкочастотной накачке (рис. 3) также можно отметить перекачку энергии из прямой в обратную волну, однако в этом случае фотон накачки имеет частоту $\omega_p = \omega_s - \omega_q$, и накачка не способна усилить излучение одновременно на двух частотах ω_s и ω_q . Однако, из рис. 3 можно видеть, что при наличии дополнительного усиления на одной из частот и достаточной отстройке $\Delta k > 2g + \alpha_s + \alpha_q$, также возможно получить сингулярные значения коэффициентов отражения и пропускания рассматриваемого волновода. Таким образом, здесь также можно говорить о параметрической генерации излучения. Важно отметить то, что в отличие от предыдущего случая при низкочастотной накачке не требуется выполнения условия фазового синхронизма $\Delta k = 0$, наоборот отстройка в этом случае должна иметь определенное достаточно высокое значение, при котором действительная часть параметра «периодичности» $d = (\delta^2/4 - g^2)^{1/2}$ превзойдет его мнимую часть. Так как условие

фазового синхронизма практически трудно реализуемо, это является преимуществом способа низкочастотной накачки. Необходимые для возникновения генерации значения отстроек и отвечающие им необходимые значения усиления могут быть приближенно вычислены. Для этого рассмотрим условие возникновения генерации излучения в рассматриваемом волноводе (справедливое как для низко- так и для высокочастотной накачки), которое вытекает из условия равенства нулю знаменателей в (6):

$$\operatorname{tg} dL = i \frac{2d}{\delta}. \quad (7)$$

Решения этого уравнения в общем случае могут быть получены только численными методами. Получим его приближенные решения в случае низкочастотной накачки и отстроек, достаточно высоких по сравнению с коэффициентом параметрической генерации и суммарным коэффициентом усиления $\Delta k > 2g$, $|\alpha_\Sigma| = |\alpha_q + \alpha_s|$. Так как в данном случае генерация без дополнительного усиления невозможна, параметр суммарного поглощения полагается отрицательным $\alpha_\Sigma < 0$. Приближенные выражения для действительной и мнимой частей коэффициента «периодичности» d могут быть записаны как

$$d_r = \left(\frac{\Delta k^2 - \alpha_\Sigma^2}{4} - g^2 \right)^{1/2}, \quad d_i = -\Delta k \alpha_\Sigma \left(\frac{\Delta k^2 - \alpha_\Sigma^2}{4} - g^2 \right)^{-1/2}.$$

Уравнение (7) преобразуем к виду

$$\exp(idL) + \exp(-idL) = \pm \frac{\delta}{g}. \quad (8)$$

Пользуясь тем, что мнимая часть d_i существенно больше от нуля, в левой части этих выражений можно пренебречь вкладом одного из слагаемых по сравнению с другим. В данном случае при усилении $\alpha_\Sigma < 0$ пренебрегаем слагаемым $\propto \exp(idL)$. Приравнявая модули и фазы в левых и правых частях равенств (8), получаем условия генерации

$$\begin{aligned} d_r L &= \ln \left(\sqrt{\Delta k^2 + \alpha_\Sigma^2} / g \right), \\ d_i L &= \pi m + \operatorname{arctg}(\alpha_\Sigma / \Delta k), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \end{aligned} \quad (9)$$

Ограничиваясь случаем сильной связи $g \gg |\alpha_\Sigma|$ и пренебрегая слагаемыми более чем первого порядка малости по $(g/\Delta k)$, можно дать оценку для необходимой отстройки Δk и отвечающего ей усиления $|\alpha_\Sigma|$, обеспечивающих генерацию излучения в волноводе длины L :

$$\begin{aligned} \Delta k &\approx 2\sqrt{(\pi m / L)^2 + g^2}, \quad m = 1, 2, \dots, \\ |\alpha_\Sigma| &\approx \frac{\ln(\Delta k / g)}{2L}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из полученных выражений видно, что при высоких коэффициентах связи между прямой и обратной волной, возможно получать параметрическую генерацию волн с существенной отстройкой от фазового синхронизма. Изменяя мощность накачки, можно менять «критическое» значение отстройки и в определенном диапазоне осуществлять перестройку генерации по частотам ω_s и ω_q . Так как обычно область частот, связанная с отрицательными значениями показателя преломления метаматериала весьма невелика, перестройке в основном будет подвержена частота прямой волны ω_q . Важным следствием полученных соотношений является также то, что при генерации волн с большими отстройками от синхронизма необходимо прикладывать существенное усиление. Реализовать дополнительное усиление в волноводе возможно разными способами. Некоторые из них могут быть основаны на использовании нелинейных свойств композитного материала, образующего волновод. В частности при достаточно высоком значении коэффициента кубической (керровской) нелинейности это усиление может осуществляться за счет модуляционной неустойчивости мощной волны накачки или за счет ее вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [23]. Подробнее это будет рассмотрено ниже.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В МЕТАМАТЕРИАЛЕ С КВАДРАТИЧНО-КУБИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Как уже отмечалось метаматериалы, обладающие свойствами «левой» среды, часто характеризуются сложным нелинейным откликом. Это связано с тем, что эти материалы представляют собой гетероструктуры с пространственными неоднородностями размером менее длины волны, в качестве примера можно привести двумерную композитную структуру с квадратной решеткой периодических ячеек из микроскопических проводящих проволочек и разомкнутых кольцевых резонаторов [2, 3, 17, 24]. В работе [24] экспериментально продемонстрирована одновременная генерация второй и третьей гармоники в метаматериале на основе разомкнутых кольцевых резонаторов, при этом квадратичные и кубические (керровские) нелинейные коэффициенты преобразования имели сопоставимые значения. Это показывает, что при описании нелинейных свойств подобной среды необходимо учитывать, по меньшей мере, два порядка нелинейности – квадратичную и кубическую. Другим примером могут быть металлические частицы малых размеров в диэлектрической матрице [13]. Подобные композиционные материалы проявляют уни-

кальные нелинейно-оптические свойства, обусловленные, в том числе и тем, что их нелинейный отклик определяется, как минимум, двумя факторами: объемной диэлектрической проницаемостью матрицы и проницаемостью включенной в нее решетки металлических включений. Если в качестве диэлектрической матрицы выбран материал с сильной квадратичной нелинейностью, то вследствие того, что металлические микрочастицы обладают керровским нелинейным откликом, общий нелинейный отклик композита будет иметь сложный квадратично-кубичный характер, причем его величина будет значительно выше, чем в стандартном диэлектрике (например, кварцевом стекле). На сегодняшний день получены нелинейные композитные материалы с диэлектрической восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$ около 10^{-8} ед СГСЭ [25], что более чем на пять порядков превышает значения керровской нелинейности для кварцевых световодов и соответствует параметру нелинейности $\gamma^{(3)} \sim 10^2$ Вт $^{-1}$ м $^{-1}$. Таким образом, из вышеизложенного следует вывод о том, что при рассмотрении квадратично-нелинейных эффектов в композитных материалах должна учитываться и кубическая составляющая нелинейного отклика.

При рассмотрении трехволнового взаимодействия в метаматериале, обладающем свойствами «левой» среды, наиболее важными эффектами, связанными с проявлениями керровской нелинейной поляризации являются кросс-модуляционное взаимодействие волн, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и модуляционная неустойчивость мощной волны накачки [23]. Влияние фазовой самомодуляции накачки на параметрическое взаимодействие сказывается лишь опосредованно через усиление волн, попадающих в диапазон ее модуляционной неустойчивости. Фазовой самомодуляцией сигнальной и холостой волн, вследствие их малой мощности, можно пренебречь. Учет кубично-нелинейных членов сохраняет общий вид уравнений для связанных волн (3 а, б), но при этом показатели поглощения сигнальной и холостой волн заменяются эффективными параметрами, зависящими от мощности накачки:

$$\tilde{\alpha}_s = \alpha_s - \eta_s P_p - 2i\gamma^{(3)} P_p, \quad \tilde{\alpha}_q = \alpha_q - \eta_q P_p - 2i\gamma^{(3)} P_p. \quad (11)$$

Здесь через $\gamma^{(3)}$ обозначен коэффициент керровской нелинейности волновода, а последние слагаемые в правой части соотношений (11) описывают кросс-модуляционное воздействие между накачкой с одной стороны и сигнальной или холостой волной с другой [23]. Через $\eta_s P_p$, $\eta_q P_p$ обозначены коэффициенты усиления сигнальной и холостой волн, пропорциональные мощности накачки. Как уже отмечалось выше, их

происхождение может быть связано с двумя видами проявления кубично-нелинейного отклика среды. Если частота накачки ω_p находится в области аномальной дисперсии волновода, то монохроматическая волна малой амплитуды с частотой ω , находящейся в по-

лосе $|\omega - \omega_p| < 2(\gamma^{(3)} P_p / |\beta_2|)^{1/2}$, (β_2 – дисперсия групповых скоростей волновода) испытывает усиление, обусловленное модуляционной неустойчивостью волны накачки. На частотах

$\omega = \omega_p \pm (2\gamma^{(3)} P_p / |\beta_2|)^{1/2}$ коэффициент модуляционного усиления достигает максимального значения

$$\eta^{(\text{mod})} P_p = \gamma^{(3)} P_p.$$

ВКР накачки, в свою очередь, представляет собой еще один эффект, определяемый нелинейностью керровского типа. ВКР не зависит от дисперсии среды и связано с задержкой нелинейного отклика, приводящей к перекачке энергии накачки в область более низких частот (в стоксову компоненту) [20, 23]. В спектральном представлении ВКР может быть представлено как параметрический процесс рассеяния волны на колебаниях частиц среды – фонах, который приводит к появлению сопутствующих стоксовой и антистоксовой компонент с частотами $\omega_p - \Delta\omega$ и $\omega_p + \Delta\omega$ ($\Delta\omega$ – частота фона). Интенсивность антистоксовой компоненты значительно ниже, чем у стоксовой, поэтому в большинстве случаев ей можно пренебречь. Величина частотного сдвига $\Delta\omega$ определяется параметрами среды. Процесс ВКР можно охарактеризовать коэффициентом рамановского усиления на частоте ω , пропорционального мощности накачки – $\eta^{(\text{Ram})}(\omega) P_p$. На рис. 4 схематично приведены возможные варианты частотной зависимости коэффициента усиления, вызываемого ВКР и модуляционной неустойчивостью накачки. В большинстве случаев на частоте пробной монохроматической волны превалирует усиление, вызванное одним из механизмов, связанных с кубично-нелинейным откликом среды. Таким образом, волна накачки в рассматриваемой задаче может одновременно играть две роли: обеспечить квадратично-нелинейный параметрический процесс ($\omega_p = \omega_s \pm \omega_q$) и усилить, по крайней мере, одну из двух других участвующих в этом процессе волн за счет кубично-нелинейного эффекта (ВКР или модуляционной неустойчивости). Усиление сигнальной или холостой монохроматических волн, обусловленное этим эффектом, будем описывать при помощи эффективных коэффициентов $\eta_s P_p$ и $\eta_q P_p$. Частоты параметри-

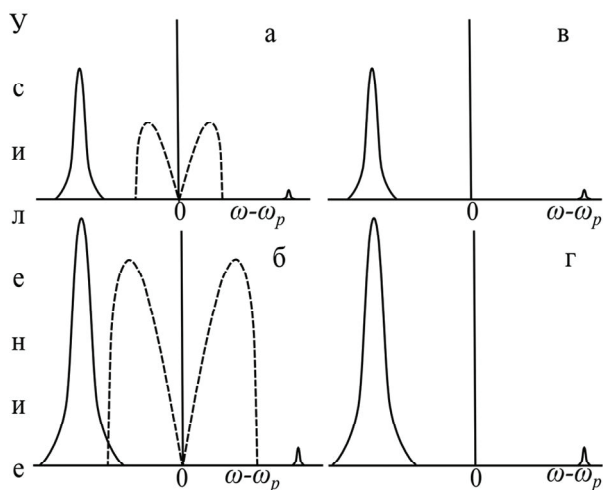


Рис. 4. Схематическое изображение частотной зависимости усиления, вызываемого ВКР (сплошные линии) и модуляционной неустойчивостью (штриховые линии) накачки: (а), (б) – частота накачки ω_p находится в области аномальной дисперсии волновода; (в), (г) – нормальной дисперсии; P_{p1} – мощность накачки, соответствующая рис. (а) и (в), P_{p2} отвечает рис. (б) и (г), $P_{p1} < P_{p2}$.

чески взаимодействующих волн можно подобрать так, что как минимум один из коэффициентов усиления будет значительным, что в свою очередь существенно облегчит достижение параметрической генерации. Очень важным является также учет фазовой кросс-модуляции. Ее действие приводит к снижению эффективной отстройки от фазового синхронизма $\tilde{\Delta k} = \Delta k - 2\gamma^{(3)}P_p$ и при корректном подборе параметров позволяет добиваться генерации в значительно более широком диапазоне отстроек. Важным следствием действия кросс-модуляции является дополнительная возможность регулировки «критической» отстройки от синхронизма, и, соответственно, возможность подстройки частоты генерируемых параметрически волн.

Рассмотрим численный пример, соответствующий модели планарного волновода из метаматериала с размером в несколько см, в который вводится излучение накачки мощностью несколько Вт. Нелинейные свойства волновода описываются параметрами квадратичной $b_s = b_q = g/P_p^{1/2} = 100 \text{ м}^{-1}\text{Вт}^{-1/2}$ и керровской $\gamma^{(3)} = 5 \text{ м}^{-1}\text{Вт}^{-1}$ нелинейности. Положим, что накачка обеспечивает полосу ВКР-усиления, в которую попадает прямая волна с частотой ω_q , при этом ее коэффициент усиления составляет $\eta_q P_p$. На частотах ω_q и ω_s коэффициент поглощения метаматериала равен α_q и α_s соответственно. Рассмотрим резонансные характеристики волновода, которые представлены коэффициентами

пропускания и отражения для случаев высоко- и низкочастотной накачки. На рис. 5 представлены линии уровня коэффициента отражения волновода в случае высокочастотной накачки при различных уровнях ее мощности. Также как и в рассмотренном выше случае строго квадратичной нелинейности (рис. 2) можно отметить точки с координатами $(L_i, \Delta k_i)$, в которых значение коэффициента стремится к бесконечности. Физически это означает, что в таком волноводе длины L_i при выполнении условия на отстройку $\Delta k \approx \Delta k_i$ из шумовых компонент (например, спонтанной люминесценции) на частотах ω_q и ω_s может быть возбуждена параметрическая генерация. Следует отметить, что для высокочастотной накачки учет керровской нелинейности позволяет исключить требование полного фазового синхронизма из условий генерации и тем самым облегчить их выполнение. Также из рис. 5 можно видеть, что ВКР-усиление снижает критическую длину волновода L_i и существенно расширяет (по Δk) области высоких значений коэффициентов отражения и пропускания волновода, что дополнительно способствует

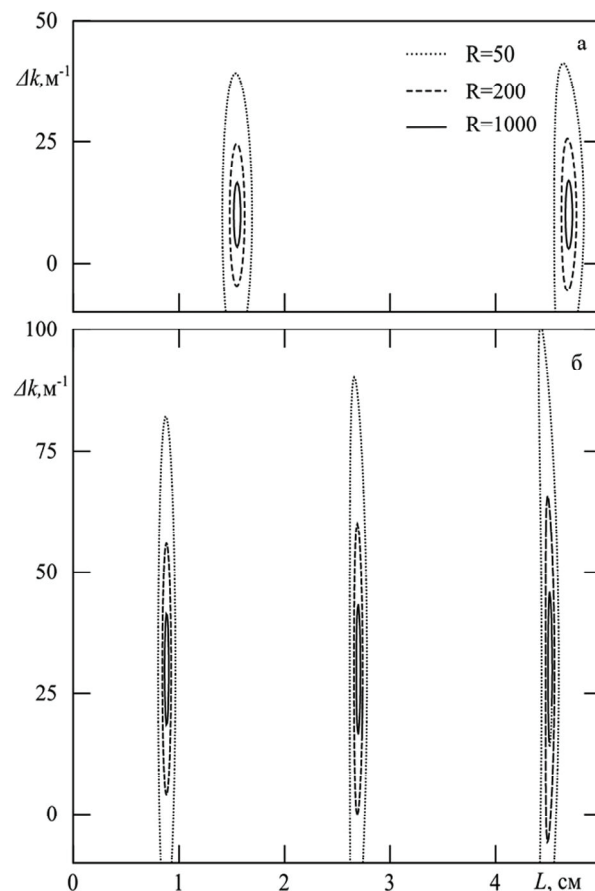


Рис. 5. Линии уровня коэффициента отражения в случае высокочастотной накачки для волновода с параметрами $b_s = b_q = 100 \text{ м}^{-1}\text{Вт}^{-1/2}$, $\gamma^{(3)} = 5 \text{ м}^{-1}\text{Вт}^{-1}$, $\eta_q = 5 \text{ м}^{-1}\text{Вт}^{-1}$, $\eta_s = 0$, $\alpha_q = \alpha_s = 0.5 \text{ м}^{-1}$. $P_p = 1 \text{ Вт}$ (а), $P_p = 3 \text{ Вт}$ (б)

выполнению условий параметрической генерации. Обращаем внимание на то, что область частот, в которой действительная часть показателя преломления метаматериала отрицательна, не очень широка: в микроволновом диапазоне при $\omega_s \sim 5$ ГГц, его ширина не более нескольких сотен МГц, при $\omega_s \sim 1$ ГГц не более 5 ГГц, в ТГц диапазоне при $\omega_s \sim 1$ ТГц не более 200 ГГц и т.п [6, 26]. При этом следует помнить о том, что в силу резонансности процесса прохождения в этой полосе присутствует зона максимума поглощения, которую приходится исключить. Таким образом, в небольшом диапазоне частот отрицательный показатель $n(\omega)$ изменяется довольно значительно (от минимально возможного значения до нуля), что позволяет получить необходимое значение отстройки. Изменяя частоту накачки ω_p , можно осуществлять перестройку частот параметрического генератора, при этом обратная сигнальная волна остается в узком диапазоне частот с $n(\omega) < 0$, а частота прямой холостой волны ω_q может изменяться довольно широко. Пределами ее изменений могут быть частотные границы области высоких значений квадратичной нелинейности метаматериала. При постоянной частоте накачки тонкую регулировку параметрически генерируемых частот можно осуществлять при помощи изменения мощности накачки.

На рис. 6 показаны линии уровня коэффициента отражения волновода в случае низкочастотной накачки при различных ее мощностях. Так же как и в предыдущем случае можно отметить существование точек, в которых значение коэффициента стремится к бесконечности, т.е. может возбуждаться параметрическая генерация. При изменении мощности накачки изменяется значение критической отстройки от синхронизма и коэффициент ВКР-усиления, что в итоге приводит к изменению частот параметрической генерации. В отличие от предыдущего в данном случае при низкочастотной накачке возрастает роль ВКР-усиления. Если при высокочастотной накачке оно играло вспомогательную роль, то при низкочастотной для обеспечения генерации усиление обязательно, причем значение требуемого усиления увеличивается с ростом необходимой отстройки Δk (см. (10)). Таким образом, важно, чтобы частота усиливаемой волны совпадала с максимумом ВКР-усиления накачки. В результате получаемый параметрический генератор может быть охарактеризован как ВКР-лазер, обеспечивающий генерацию обратной волны с частотой $\omega_s = \omega_p + \omega_q$, где ω_q – частота сигнала ВКР рассеяния в рассматриваемом волноводе от накачки частоты ω_p . Так как частота обратной волны может изменяться в небольших пределах в области $n(\omega) < 0$, возможность сильной

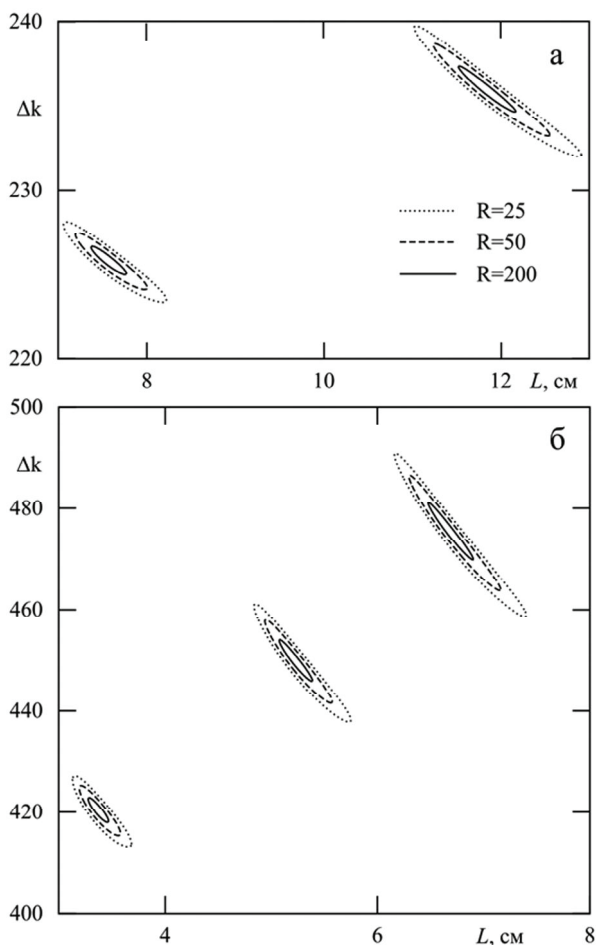


Рис. 6. Линии уровня коэффициента отражения в случае низкочастотной накачки для волновода с параметрами $b_s = b_q = 100 \text{ м}^{-1} \text{ ВТ}^{-1/2}$, $\gamma^{(3)} = 5 \text{ м}^{-1} \text{ ВТ}^{-1}$, $\eta_q = 5 \text{ м}^{-1} \text{ ВТ}^{-1}$, $\eta_s = 0$, $\alpha_q = \alpha_s = 0.5 \text{ м}^{-1}$. $P_p = 1 \text{ Вт}$ (а), $P_p = 3 \text{ Вт}$ (б)

перестройки частоты генерации в этом случае ограничена. Тонкую подстройку частот также как и в предыдущем случае можно осуществлять, изменяя мощность накачки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено трехволновое параметрическое взаимодействие монохроматических волн в планарном волноводе из метаматериала, обладающего в определенном частотном диапазоне свойствами «левой» среды и характеризующегося высокой квадратичной нелинейностью. В приближении «неистоцимой» накачки выделены два случая параметрического усиления, соответствующие высоко- и низкочастотной накачке, при этом одна из усиливаемых волн является «обратной». Для обоих случаев получены выражения для коэффициентов отражения и пропускания рассматриваемого волновода (6). Показано, что данная структура аналогична лазеру с распределенной обратной связью и получены условия параметрической генерации излучения.

Метаматериалы, обладающие свойствами «левой» среды представляют собой композитную структуру, их нелинейный отклик имеет сложный комплексный вид, при этом, если метаматериал обладает высокой квадратичной нелинейностью, его кубическая (керровская) нелинейность также должна быть учтена, что подтверждается и экспериментально [24]. Описанный выше процесс параметрического усиления прямой и обратной волн в метаматериале в настоящей работе рассмотрен с учетом влияния основных эффектов, основанных на керровской нелинейности – фазовой кросс-модуляции волн, модуляционной неустойчивости и вынужденного комбинационного рассеяния мощной волны накачки. Показано, что при соответствии параметров накачки и волновода керровская нелинейность метаматериала облегчает выполнение условий генерации. Для высокочастотной накачки это соответствие заключается в том, чтобы частоты трех волн (обратной, прямой и накачки) находились в частотном диапазоне высокой нелинейности метаматериала. В этом случае при достаточном уровне накачки в волноводе определенной длины будут выполнены условия параметрической генерации. Изменяя частоту и мощность накачки, можно управлять частотами генерации. В случае низкочастотной накачки в первую очередь необходимо обеспечить требуемый уровень усиления. Для этого частота прямой волны должна быть совмещена с частотой сигнала ВКР накачки. При достаточно высоком уровне накачки, обеспечивающем необходимое усиление, и подборе частот, при котором частота обратной волны $\omega_s = \omega_p + \omega_q$ (ω_q – частота сигнала ВКР рассеяния, ω_p – частота накачки) также выполняются условия параметрической генерации. Следует отметить, что кросс-модуляционный керровский эффект в обоих случаях снижает эффективную отстройку от синхронизма, т.е. способствует генерации при более высоких отстройках Δk и может быть использован для тонкой регулировки генерируемых частот. Предложенная схема параметрического генератора может быть использована для построения модели лазера (в первую очередь микроволнового и ТГц диапазона) на основе нелинейного метаматериала.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселаго В.Г.* // УФН, 1967. Т. 92. Вып. 3. С. 517–526.
2. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 4184–4187.
3. *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* // Science. 2001. Т. 292. № 5514. P. 77–79.
4. *Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K. et al.* // Optics Letters. 2005. Vol. 30. № 24. P. 3356–3358
5. *Вендик И.Б., Вендик О.Г.* // ЖТФ, 2013, Т. 83. Вып. 1. С. 3–28.
6. *Cai W., Shalaev V.M.* // Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications, New York: Springer, 2010. 212 p.
7. *Барыкина Е.И., Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. Вып. 1. С. 117–124.
8. *Alu A., Engheta N.* Negative-refraction Metamaterials: Fundamental Principle and Applications / eds. Eleftheriades G.V., Baltman K.G. New York: Wiley. 2005. 440 p.
9. *Маймистов А.И., Казанцева В.Е.* // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. Вып. 2. С. 291–298.
10. *Золотовский И.О., Коробко Д.А., Семенцов Д.И., Фотиади А.А.* // Опт. и спектр. 2013. Т. 114. Вып. 2. С. 331–337.
11. *Zharov A.A., Shadrivov I.V., and Kivshar Y.S.* // Nonlinear properties of left-handed metamaterials // Phys. Rev. Lett., Vol. 91, 037401, 2003.
12. *Lapine M.M., Gorkunov, and Ringhofer K.H.* Nonlinearity of a metamaterial arising from diode insertions into resonant conductive elements // Phys. Rev. E, Vol. 67, 065601, 2003.
13. *Ахмеджанов И.М., Тищенко А.В., Щербаков А.А.* Моделирование рассеяния света на наночастицах сложной формы методом обобщенных источников // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 6. С. 1033–1038.
14. *Popov A.K. and Shalaev V.M.* Negative-index metamaterials: Second-harmonic generation, Manley-Rowe relations and parametric amplification // Appl. Phys. B, 2006. Vol. 84. P. 131–137.
15. *Shadrivov I.V., Zharov A.A., and Kivshar Y.S.* Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials. // J. Opt. Soc. Am. B, 2006. Vol. 23. P. 529–534.
16. *Maimistov A.I., Gabitov I.R.* // Eur. Phys. J. Special Topics, 2007. Vol. 147. P. 265–286.
17. *Klein M.W., Enkrich C., Wegener M., Linden S.* // Science. 2006. Vol. 313. P. 502–504.
18. *Kozyrev A.V., Kim H., van der Weide W.R.* // Appl. Phys. Lett., 2006. Vol. 88. 264101-3
19. *Popov A.K., Myslivets S.A., Shalaev V.M.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2009. Vol. 11. 114028-41.
20. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука. 1988.
21. *Сухоруков А.П.* Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука. 1988.
22. *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. М.: Мир: 1983. 398 с.
23. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир: 1996. 323 с.
24. *Klein M.W., Wegener M., Feth N., and Linden S.* Experiments on second- and third-harmonic generation from magnetic metamaterials // Opt. Express, 2007. Vol. 15. P. 5238–5247.
25. *Olivares J., Requejo-Isidro J., del Coso R., de Nalda R., Solis J., Afonso C.N., Stepanov A.L., Hole, Townsend P.D., Naudon A.* Large enhancement of the third order optical susceptibility in Cu-silica composites produced by low

energy high current ion implantation // J.Appl. Phys. 2001. Vol. 90. P. 1064.

26. Padilla W.J., Basov D.N., Smith D.R., Materials Today, 2006. Vol. 9. P. 28–35.

RADIATION GENERATOR BASED ON NONLINEAR METAMATERIAL WITH NEGATIVE REFRACTIVE INDEX

© 2013 D.A. Korobko, V.A. Ostatochnikov, I.O. Zolotovskii, A.C. Abramov, R.N. Minvaliev

Ulyanovsk State University

In this paper we considered three-wave parametric interaction in a planar waveguide of a nonlinear metamaterial having a frequency range properties of the “left” of the environment. We obtain conditions for parametric generation of light in a nonlinear quadratic metamaterials, including taking into account the effect of the Kerr nonlinearity. The proposed scheme parametric oscillator can be used to build models of microwave and terahertz laser source based on nonlinear metamaterial.

Keywords: radiation generator, parametric interaction, metamaterial left-handed medium

Dmitry Korobko, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow.

E-mail: korobkotam@rambler.ru

Vladimir Ostatochnikov, Associate Research Fellow.

E-mail: ost.vld @ yandex.ru

Igor Zolotovskii, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Director of the Center for Nanotechnology and Materials, Research Institute of Technology.

E-mail: rafzol.14 @ mail.ru.

Aleksey Abramov, Graduate Student.

E-mail: aleksei_abramov@mail.ru

Ramil Minvaliev, Graduate Student.

E-mail: romeldd@mail.ru