

УДК 535.2

ЛАЗЕР МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННОЙ СТРУКТУРЫ «ПОЛУПРОВОДНИК-МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫЙ МЕТАМАТЕРИАЛ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ»

© 2012 И.О. Золотовский¹, Д.А. Коробко¹, В.А. Лапин¹, Д.И. Семенцов¹,
В.А. Остаточников¹, А.А. Фотиади²

¹ Ульяновский государственный университет

² Университет г. Монс, Бельгия

Поступила в редакцию 20.11.2012

Исследуются особенности генерации микроволнового излучения в туннельно-связанной планарной волноводной структуре полупроводник-метаматериал. Волноводный канал из полупроводника материала обладает положительным показателем преломления и высоким коэффициентом керровской нелинейности. Канал из метаматериала в исследуемом диапазоне частот характеризуется отрицательным показателем преломления. Предложена модель перестраиваемого лазера терагерцевого диапазона с распределенной обратной связью и накачкой за счет модуляционной неустойчивости в полупроводниковом канале. Управление частотой генерации возможно ввиду зависимости показателя преломления метаматериала от внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: лазер с обратной связью, метаматериал, «левая» среда.

В последние годы проводится активное исследование оптических свойств метаматериалов – искусственных структур, для которых в определенном спектральном диапазоне реализуются отрицательные значения действительной части показателя преломления. Это происходит только в том случае, если отрицательными одновременно являются действительные части диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ . Отличительным свойством таких материалов является то, что вектор Пойнтинга распространяющейся 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» [1-4]. За последние годы создано большое число материалов, демонстрирующих в определенном диапазоне частот свойства «левой» среды. В настоящее время известны метаматериалы с отрицательными значе-

ниями показателя преломления в микроволновой, инфракрасной, и даже в оптической областях спектра [5-7]. Получены также магниточувствительные материалы, демонстрирующие в достаточно широкой области частот микроволнового диапазона свойства «левой» среды. При этом положение указанной области зависит от величины внешнего магнитного поля [8-10].

Явления, связанные с отрицательным преломлением, наиболее эффективно проявляются при прохождении волной границы раздела между «левой» и «правой» средами. Большой интерес представляют исследования по созданию на основе туннельно-связанных волноводов с различными знаками показателя преломления разнообразных резонаторных устройств. В таких волноводах в «правой» среде распространяется прямая волна, а в «левой» среде – связанная волна с вектором Пойнтинга, противоположным ее волновому вектору. Эту волну принято называть обратной. В работах [11-14] показано, что распространение волн в такой туннельно-связанной структуре аналогично распространению в структурах с распределенной обратной связью. Особенности распространения волн в таких структурах позволяют реализовать на их основе направленные ответвители, волноводные переключатели, усилители и некоторые другие устройства управления излучением.

В работе [15] показано, что при определенных отстройках от фазового синхронизма между прямой и обратной волнами при необходимом уровне усиления в рассматриваемой туннельно-связанной структуре возможна генерация излучения. В настоящей работе анализируются условия ге-

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

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

Лапин Виктор Анатольевич, магистрант. E-mail: LVA2013@yandex.ru

Семенцов Дмитрий Игоревич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиофизики и электроники. E-mail: sementsovdi@mail.ru

Остаточников Владимир Александрович, аспирант. E-mail: ost.vld@yandex.ru

Фотиади Андрей Александрович, кандидат физико-математических наук, профессор. E-mail: fotiadi@mail.ru

нерации излучения в структуре из двух туннельно-связанных «правого» и «левого» волноводов, показана возможность создания на основе такой структуры генератора микроволнового излучения. В качестве «левой» среды будем использовать метаматериал с материальными параметрами, сильно зависящими от внешнего магнитного поля, что позволяет управлять частотой генерации и другими параметрами излучения. В качестве «правой» среды используется полупроводниковый материал с высоким коэффициентом керровской нелинейности, что позволяет осуществлять «накачку» за счет модуляционной неустойчивости распространяющейся в нем мощной монохроматической волны ИК диапазона.

Рассмотрим планарную структуру, состоящую из двух туннельно-связанных волноводов (рис. 1). Будем считать, что материалом первого волноводного слоя является «правая» среда. Для нее имеет место положительный знак действительной части показателя преломления $n_1 = n'_1 - in''_1$ и отрицательный знак мнимой части, при котором обеспечиваются усиливающие свойства среды, необходимые в конечном итоге для генерации излучения. Среда второго слоя является метаматериалом и в определенном диапазоне частот может иметь одновременно отрицательные значения действительной части эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей. В этом случае среда имеет отрицательный знак действительной части показателя преломления и в соответствии с принятой терминологией считается «левой». Для показателя преломления метаматериала справедливы общие соотношения:

$$n_2 = \sqrt{(\epsilon'_2 + i\epsilon''_2)(\mu'_2 + i\mu''_2)} = n'_2 - in''_2, \\ \left. \begin{matrix} n'_2 \\ n''_2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\epsilon'_2\mu'_2 - \epsilon''_2\mu''_2)^2 + (\epsilon'_2\mu''_2 + \epsilon''_2\mu'_2)^2} \pm (\epsilon'_2\mu'_2 - \epsilon''_2\mu''_2) \right]^{1/2}. \quad (1)$$

В частотной области, где величины ϵ'_2 и μ'_2 являются отрицательными, выражение для n'_2 не-

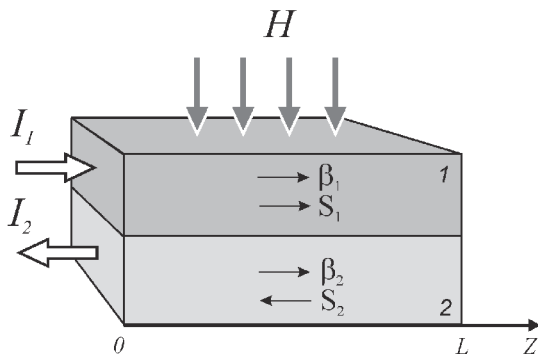


Рис. 1. Схема туннельно-связанной структуры, приложенного поля и направлений распространяющихся волн

обходимо брать со знаком «минус». Мнимую часть показателя преломления n''_2 будем считать положительной, что определяет ее поглощающей. В состоянии «левой» среды электрический и магнитный векторы распространяющейся волны образуют с волновым вектором левую ортогональную тройку векторов. Вектор Пойнтинга такой волны противоположен ее волновому вектору, в силу чего она получила название обратной волны. Коэффициенты усиления и поглощения рассматриваемых сред определяются выражениями $\alpha_1(\omega) = k_0 n''_1(\omega) < 0$ и $\alpha_2(\omega) = k_0 n''_2(\omega) > 0$, где $k_0 = \omega/c$, а c – скорость света в вакууме.

В качестве «правой» среды рассматриваемой туннельно-связанной структуры можно использовать материал, обладающий высоким коэффициентом оптической керровской нелинейности (например, полупроводник GaAs). Наличие большой нелинейности позволяет осуществлять накачку за счет отвода энергии от мощной монохроматической волны ИК-диапазона, распадающейся вследствие модуляционной неустойчивости в области аномальной дисперсии на последовательность субпикосекундных частотно-модулированных импульсов. Можно вычислить инкремент усиления α_1 сигнальной возмущающей волны с частотой ω за счет модуляционной неустойчивости монохроматической волны с частотой ω_0 [16]

$$|\alpha_1(\omega)| = |\omega_0 - \omega| \sqrt{4RP_0 |D| - D^2(\omega_0 - \omega)^2}, \quad (2)$$

где частота $\Omega = \omega_0 - \omega$, P_0 – мощность монохроматической волны, R – коэффициент керровской нелинейности, D – параметр дисперсии групповых скоростей, который на указанной частоте должен быть отрицательным.

В качестве «левой» рассматривалась среда, созданная на основе пластин железо-иттриевого граната и медных проводников [10], с эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями:

$$\epsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma_\epsilon \omega}, \quad \mu_2(\omega) = 1 - \frac{F\omega_r^2}{\omega^2 - \omega_r^2 + i\Gamma_\mu \omega}, \quad (3)$$

где плазменная частота ω_p и частота магнитного резонанса ω_r , параметр F и параметры релаксации Γ_ϵ , Γ_μ определяются структурой метаматериала, причем параметры ω_r и F существенно зависят от величины внешнего магнитного поля. В соответствии с этими выражениями величина $\epsilon'_2 < 0$ в области $0 < \omega < \omega_\epsilon = \sqrt{\omega_p^2 - \Gamma_\epsilon^2}$, а величина $\mu'_2 < 0$ в области $\omega_\mu^- < \omega < \omega_\mu^+$, где

$$\omega_\mu^\pm = \left[\omega_r^2 + \frac{1}{2} \left(F\omega_r^2 - \Gamma_\mu^2 \pm \sqrt{(F\omega_r^2 - \Gamma_\mu^2)^2 - 4\Gamma_\mu^2 \omega_r^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Как правило, для метаматериалов $\omega_{\mu}^{-} < \omega_{\varepsilon}$, поэтому указанная область при $\omega_{\mu}^{+} > \omega_{\varepsilon}$ относится к интервалу $\omega_{\mu}^{-} < \omega < \omega_{\varepsilon}$, а при $\omega_{\mu}^{+} < \omega_{\varepsilon}$ - к интервалу $\omega_{\mu}^{-} < \omega < \omega_{\mu}^{+}$. Для численного анализа входящие в выражения (3) параметры выбирались следующими: $\omega_p / 2\pi = 12.8$ ГГц, $F = 4\pi M / H$, $4\pi M = 1760$ Гс, $\omega_r = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (с·Э)⁻¹, $\Gamma_{\varepsilon} = \Gamma_{\mu} = 20$ МГц. Зависимость показателя преломления метаматериала от магнитного поля позволяет управлять отстройкой от фазового синхронизма и тем самым влиять на характеристики волн в структуре. Для рассматриваемой среды область существования «левого» состояния с увеличением поля увеличивается и смещается в сторону больших частот.

На рис. 2 приведены частотные зависимости действительной части показателя преломления метаматериала при значениях внешнего магнитного поля $H = (1, 1.5, 2.8)$ кЭ (кривые 1 - 3). Видно, что состояние «левой» среды с $n_2' < 0$ реализуется в полосе частот шириной несколько десятков гигагерц. Инкремент усиления сигнальной волны, реализуемый в полупроводниковом материале с параметрами $n_1 = 3$, $R = 100$ (Вт·м)⁻¹, $D = 10^{-27}$ с²/м за счет МН волны накачки с частотой $\omega_0 = 10^{14}$ с⁻¹ и мощностью $P_0 = 0.05$ Вт, в рассматриваемом диапазоне практически не зависит от частоты и равен $\alpha_1 \approx 10$ м⁻¹. В соответствии с (2) величиной усиления в структуре можно управлять, изменяя мощность и частоту монохроматической волны накачки.

Рассмотрим динамику связанных прямой и обратной волн в исследуемой структуре. Направления продольных компонент волновых векторов и векторов Пойнтинга указанных волн приведены на рис. 1. Обозначим через $A_1(z)$ и $A_2(z)$ амплитуды этих волн. В качестве прямой (сигнальной) волны рассматривается квазимонохроматическая волна с частотой ω , образующаяся и усиливающаяся за счет модуляционной неустойчивости волны накачки с частотой ω_0 .

Отметим, что для волны накачки существенно не выполняются условия фазового синхронизма, поэтому в связи с обратной волной она не участвует. С учетом усиления «правой» и поглощения «левой» сред динамику прямой и обратной связанных волн можно описать системой уравнений [16,17]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - |\alpha_1| A_1 &= i\sigma A_2 e^{-i\delta z}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - \alpha_2 A_2 &= -i\sigma A_1 e^{i\delta z}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь параметр $\delta = \beta_1' - \beta_2' = \omega(n_1' - n_2') / c$ определяет отстройку от фазового синхронизма, $\beta_j'(\omega)$ – действительные части констант распространения, σ – коэффициент туннельной связи распространяющихся в соседних средах волн, α_1 и α_2 – коэффициенты усиления и поглощения в соответствующих средах. Важно отметить, что рассматривается случай связанных волн низкой мощности, что позволяет пренебречь нелинейными эффектами фазовой самоодуляции, т.е. $\gamma_j |A_j|^2 \ll 1$, где γ_j – коэффициент керровской нелинейности в j -й среде.

Решение системы (5) с учетом граничных условий имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= A_0 \exp\left[\left(\alpha_{ef} - i\delta/2\right)z\right] \frac{q \operatorname{ch} q(L-z) + i\varphi \operatorname{sh} q(L-z)}{q \operatorname{ch} qL + i\varphi \operatorname{sh} qL}, \\ A_2(z) &= A_0 \exp\left[\left(\alpha_{ef} + i\delta/2\right)z\right] \frac{i\sigma \operatorname{sh} q(L-z)}{q \operatorname{ch} qL + i\varphi \operatorname{sh} qL}, \end{aligned} \quad (6)$$

где предполагается, что излучение подается на вход «правого» усиливающего волновода, поэтому $A_1(0) = A_0$ и $A_2(0) = 0$. Здесь также введены эффективный инкремент усиления $2\alpha_{ef} = |\alpha_1| + \alpha_2$ и параметры $q = \sqrt{\sigma^2 - \varphi^2} = q' - iq''$ и $\varphi = (-\delta + i\Delta\alpha) / 2$, где $\Delta\alpha = |\alpha_1| - \alpha_2$, а

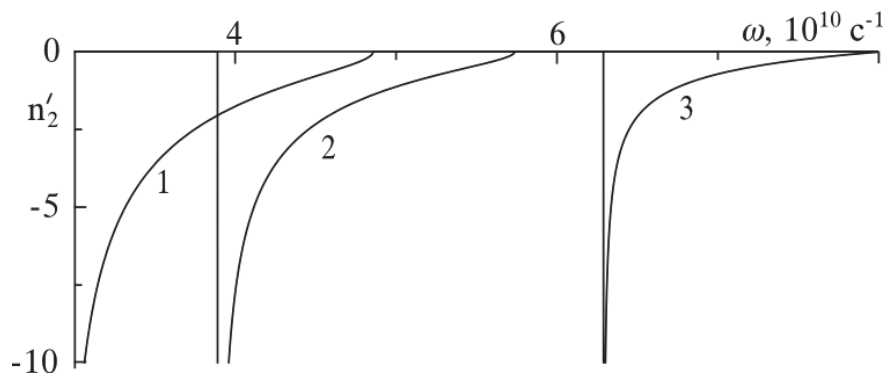


Рис. 2. Частотные зависимости действительной части показателя преломления метаматериала при значениях внешнего магнитного поля $H = (1, 1.5, 2.8)$ кЭ (кривые 1, 2 и 3)

$$\left(\frac{q'}{q}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\sigma^2 - \delta^2/4 + \Delta\alpha^2/4)^2 + \delta^2\Delta\alpha^2} \pm (\sigma^2 - \delta^2/4 + \Delta\alpha^2/4) \right]^{1/2} \quad (7)$$

Запишем теперь коэффициенты отражения и пропускания для монохроматической волны:

$$R = \left| \frac{A_2(0)}{A_1(0)} \right|^2 = \left| \frac{2\sigma \operatorname{sh} qL}{2q \operatorname{ch} qL - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{sh} qL} \right|^2, \\ T = \left| \frac{A_1(L)}{A_1(0)} \right|^2 = \left| \frac{2q}{2q \operatorname{ch} qL - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{sh} qL} \right|^2 \exp(2\alpha_y L). \quad (8)$$

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов пропускания и отражения (a,b) от отстройки δ в среде с полностью скомпенсированными потерями и при усилении, т.е. $\Delta\alpha = 0; 0.05$ (кривые 1, 2). Выбран случай сильной связи, когда $\sigma L \gg 1$. Обращаем внимание на наличие широкой запрещенной зоны, т.е. при полностью скомпенсированных потерях почти во всей области $\delta < 2\sigma$ структура работает как идеальное зеркало, передающее мощность прямой волны в обратную. При повышении коэффициента усиления в точках с определенными резонансными отстройками происходит резкий рост коэффициентов отражения и пропускания. Это критические точки, в которых знаменатель коэффициентов отражения и пропускания (8) стремится к нулю.

Обсудим теперь вопрос об устойчивости исследуемого режима распространения, который возможен лишь при отсутствии в системе спонтанного самовозбуждения [18]. Поскольку в рассматриваемой структуре предполагается наличие эффективного усиления, то наличие обратной связи может привести к спонтанной генерации излучения. Частоты, на которых ко-

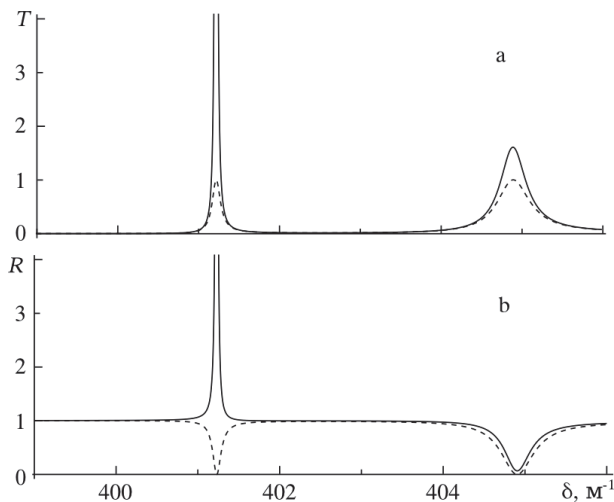


Рис. 3. Зависимости коэффициентов отражения R и пропускания T от отстройки δ :

$\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.2 \text{ м}$, $\Delta\alpha = (0, 0.05) \text{ м}^{-1}$ (соответственно, штриховая и сплошная линии)

эффициенты отражения и прохождения (8) стремятся к бесконечности, являются частотами генерации мод данной структуры. В резонансных точках $(\delta_m, \Delta\alpha_m)$ система генерирует излучение даже при отсутствии внешней сигнальной волны, т.е. при $A_1(0) = 0$. Соответствующие точкам генерации значения отстройки и усиления могут быть найдены из общего условия генерации, которое, согласно (6), имеет вид:

$$2q - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{th} qL = 0. \quad (9)$$

Решения этого уравнения в общем случае могут быть получены только численными методами. Однако в некоторых предельных случаях можно получить его приближенные решения.

В предположении $|q|L \gg 1$ можно считать $\operatorname{th} qL \approx 1 - 2\exp(-2qL)$. С учетом определения $q^2 = \sigma^2 - \varphi^2$ уравнение (7) можно записать в виде

$$1 - 2\exp(-2qL) \approx \sqrt{1 + \frac{4\sigma^2}{(\Delta\alpha + i\delta)^2}}. \quad (10)$$

Возведем в квадрат это уравнение и уравнение (9) после чего решим их совместно. В результате приходим к уравнению

$$\exp(-qL) = \pm \sigma / (\delta - i\Delta\alpha). \quad (11)$$

С учетом комплексности параметров q и φ получаем следующие два соотношения, отвечающие равенству модулей и фаз левой и правой частей (11):

$$q'L = -\ln\left(\sigma / \sqrt{\delta^2 + \Delta\alpha^2}\right), \\ q''L = \pi m + \operatorname{arctg}(\Delta\alpha/\delta), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2... \quad (12)$$

Из сравнения с выражением (7) следует, что в случае малых отстроек, усиления и достаточно сильной межволновой связи, при которых $\sigma^2 > (\delta^2 + \Delta\alpha^2)/4$, первое из условий (12) не выполняется. В этом случае самовозбуждения системы, которое имеет место в лазерах с распределенной обратной связью, не происходит, а усиление в «правом» волноводе лишь компенсирует неизбежные потери в волноводе на основе «левой» среды. Этот случай отвечает практически полному отражению вводимого излучения от структуры.

В случае больших по сравнению с коэффициентом связи отстроек $\delta^2/4 > \sigma^2$ и малого по сравнению с ними усиления $\Delta\alpha \ll \delta$, параметр q можно приближенно записать следующим образом

$$q \approx \frac{\Delta\alpha\delta}{4\sqrt{\delta^2/4 - \sigma^2}} + i\sqrt{\delta^2/4 - \sigma^2}.$$

С учетом этого соотношения, уравнение для фаз из (12) принимает вид:

$$\sqrt{\delta^2 / 4 - \sigma^2} L = \pi m + \arctg(\Delta\alpha / \delta), \quad m = 1, 2, \dots$$

Учитывая малость усиления по сравнению с отстройкой, можно записать приближенное выражение для отстроек, на которых выполняется условие генерации

$$\delta_m \approx 2\sqrt{(\pi m / L)^2 + \sigma^2}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (13)$$

С учетом соотношения $\delta = \omega(n'_1 - n'_2) / c$ получаем выражение, определяющее частоты генерируемых мод:

$$\omega_m = \frac{2\pi m c}{(n'_1 - n'_2)L} \sqrt{1 + (\sigma L / \pi m)^2}. \quad (14)$$

На рис. 4 на плоскости $(\delta, \Delta\alpha)$ приведены линии уровня коэффициентов отражения и пропускания, полученные на основе соотношений (8); значения параметров структуры: $\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.2 \text{ м}$. В особых точках коэффициентов отражения и пропускания выполняются условия генерации для первых продольных мод рассматриваемого генератора. Как можно видеть, с ростом номера моды растет пороговое усиление $\Delta\alpha$, необходимое для генерации. Зна-

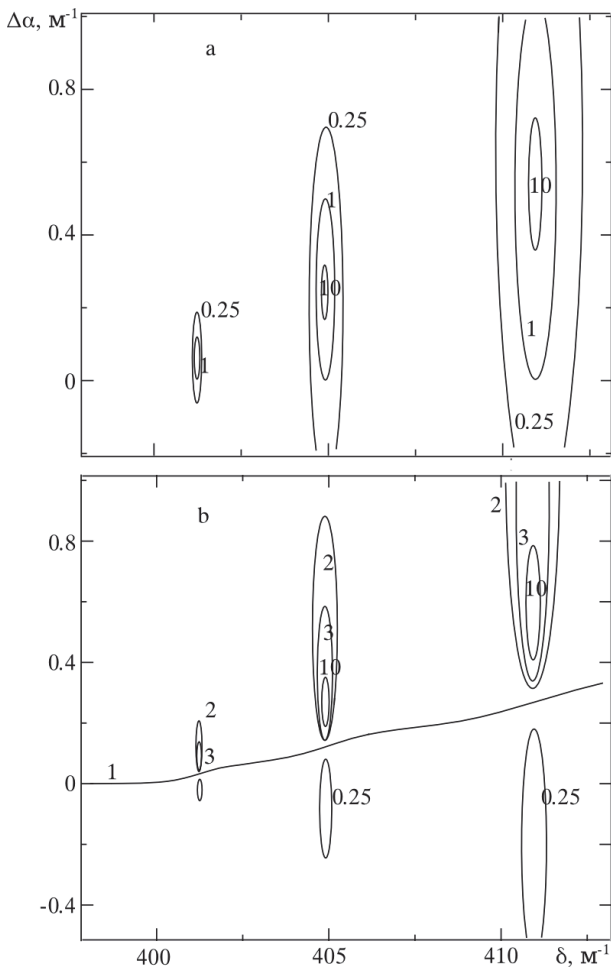


Рис. 4. Линии уровня коэффициента пропускания T (а) и отражения R (б) $\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.2 \text{ м}$

чения отстроек δ_m для критических точек соответствуют отстройкам, вычисляемым по приближенной формуле (13).

На рис. 5 приведены линии уровня коэффициентов отражения и пропускания, в зависимости от величины внешнего поля и отстройки от частоты накачки полученные для структуры с параметрами $\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$, $L = 0.2 \text{ м}$. Инкремент усиления сигнальной волны, реализуемый в полупроводниковом материале с параметрами $n'_1 = 3$, $R = 100 \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$, $D = 10^{-27} \text{ с}^2/\text{м}$ за счет МН монохроматической волны частотой $\omega_0 = 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и мощностью $P_0 = 0.05 \text{ Вт}$, в рассматриваемом диапазоне близок к $\alpha_1 \approx 10 \text{ м}^{-1}$. Тем не менее, при малых полях можно видеть наличие критических точек при двух значениях отстройки от частоты накачки, что соответствует зависимости коэффициента усиления (2) от частотной отстройки Ω . В соответствии с (14) величиной усиления в структуре можно управлять, изменяя мощность и частоту монохроматической волны накачки.

На рис. 6 для структуры с коэффициентом связи $\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$ и длиной $L = 0.2 \text{ м}$ приведены зависимости частот 1, 2 и т.д. мод генерации в зависимости от внешнего магнитного поля. Асимптота $\delta = 0$, соответствует условию фазового синхронизма. Вариация магнитного поля изменяет магнитную проницаемость μ_2 и, соответственно, коэффициент преломления n'_2 метаматериала, что приводит к изменению отстройки $\delta(H) = (\omega / c)(n'_1 - n'_2(H))$ прямой и обратной волн. При достижении отстройкой резонансного значения и достаточном усилении в системе начинается процесс генерации. Таким образом, меняя внешнее магнитное поле, можно эффективно осуществлять перестройку частоты генерации.

Резюмируя, можно сказать, что в настоящей работе показана возможность генерации излучения в туннельно-связанной волноводной структуре, состоящей из усиливающей «правой» и поглощающей «левой» сред. В области малых отстроек от синхронизма в структуре возникает эффективное отражение прямой волны, введенной в «правую» среду. В указанной области частот рассматриваемая структура может отражать или выводить в параллельный канал определенную долю вводимой в структуру энергии. При резонансной отстройке от фазового синхронизма и достаточном усилении в структуре реализуется процесс генерации. Меняя величину туннельной связи и длину волновода можно изменять условия эффективного отражения или генерации излучения. Накачку данного генератора предполагается осуществлять, используя модуляционную неустойчивость мощной волны

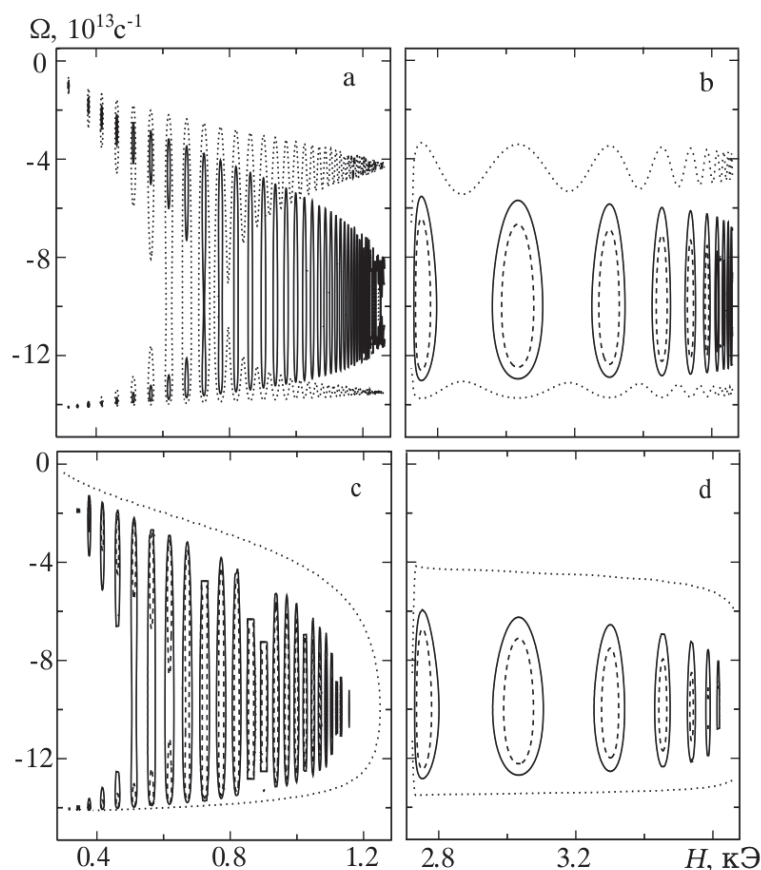


Рис. 5. Линии уровня коэффициентов пропускания T (a, b) и отражения R (c, d) рассматриваемой структуры в зависимости от величины внешнего поля и отстройки от частоты накачки Ω_0 при мощности накачки $P_0 = 0.05$ Вт. Значению коэффициента пропускания 10 соответствуют пунктир, 50 – сплошная линия, 100 – штриховая; значению коэффициента отражения 1 соответствует пунктир, 2 – сплошная линия, 4 – штриховая

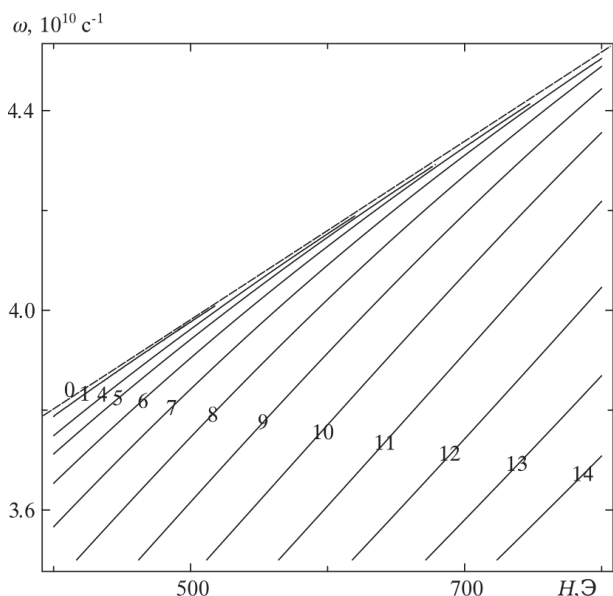


Рис. 6. Полевая зависимость частот генерируемых мод

ИК-диапазона в полупроводниковом материале с высокой керровой нелинейностью.

Наиболее эффективно управление свойствами данной структуры при помощи внешнего магнитного поля. Используя в качестве «левой» сре-

ды искусственный магниточувствительный метаматериал, можно добиться того, что изменение внешнего магнитного поля приведет к изменению его оптических характеристик, а именно действительной части коэффициента преломления. Управление фазовой отстройкой между прямой и обратной волнами позволяет эффективно осуществлять перестройку частоты генерации.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными ϵ и μ // УФН. 1967. Т.92. № 3. С.517.
2. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al.* Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity // Phys. Rev. Lett., vol. 84, p.4184 (2000).

3. *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science*, vol.292, p.77 (2001).
4. *Boardman A.D., Grimmsky V.V., Kivshar Y.S. et al.* Active and tunable metamaterials // *Laser and Photonics Rev.*, vol.5, № 2, p.287 (2011).
5. *Linden S., Enkrich C., Wegener M., Zhou J., Koschny T., and Soukoulis C.M.* Magnetic response of metamaterials at 100 Terahertz // *Science*, vol. 306, p.1351, (2004).
6. *Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.-K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Kildishev A.V.* Negative index of refraction in optical metamaterials // *Optics Letters*, vol.30, №24, p. 3356, (2005).
7. *Zhang S., Fan W., Panoiu M.C., Malloy K.J., Osgood R. M. and Brueck S.R.J.* Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p.137404, (2005).
8. *Kang L., Zhao Q., Zhao H., Zhou J.* Ferrite-based magnetically tunable left-handed metamaterial composed of SRRs and wires // *Opt. Express*, vol.16, № 22, p.17269, (2008).
9. *Zhao H., Zhou J., Kang L., Zhao Q.* Tunable two-dimensional left-handed material consisting of ferrite rods and metallic wires // *Opt. Express*, vol. 17, № 16, p.13373, (2009).
10. *Zhao H., Zhou J., Zhao Q., Li B., Kang L., and Bai Y.* Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p.131107, (2007).
11. *Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Y.S. Aharov A.A., Boardman A.D., and Egan P.* Nonlinear surface waves in left-handed materials // *Phys. Rev. E.*, vol. 69, p.016617, (2004).
12. *Alù A. and Engheta N.* An overview of salient properties of guided-wave structures with double-negative and single-negative metamaterials // in *Negative Refraction Metamaterials: Fundamental Properties and Applications*, G. V. Eleftheriades and K. G. Balmain, Eds. New York: Wiley, 2005, p. 339.
13. *Маймистов А.И., Казанцева В.Е.* Волноводный усилитель на основе антинаправленного ответвителя // *Опт. и спектр.*, т.112, №2., с.291, (2012).
14. *Барыкина Е.И., Золотовский И.О., Семенов Д.И.* Динамика туннельно-связанных волн в волноводной структуре из «правой» и «левой» сред // *Радиотехн. и электрон.* 2012. Т. 57. №2. С.181.
15. *Shalaev V.M., Drachev V.P., Klar T.A. et al.* Patent US 2009/0219623 A1.
16. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. (М.: Мир, 1996), 325с.
17. *Барыкина Е.И., Золотовский И.О., Семенов Д.И.* Динамика волнового пакета в нелинейной туннельно-связанной структуре «правой» и «левой» сред // *Опт. и спектр.* 2012. Т. 112. №1. С. 114, (2012).
18. *Яриш А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.

**FEEDBACK MICROWAVE LASER BASED ON TUNNEL-COUPLED STRUCTURE
«SEMICONDUCTOR-MAGNETICALLY SENSITIVE METAMATERIAL
WITH THE NEGATIVE REFRACTIVE INDEX»**

© 2012 I.O. Zolotovskii¹, D.A. Korobko¹, V.A. Lapin¹, D.I. Sementsov¹,
V.A. Ostatochnikov¹, A.A. Fotiadi²

¹Ulyanovsk State University

²University of Mons, Belgium

The features of microwave radiation generation are considered in tunnel-coupled planar waveguide structure of semiconductor-metamaterial. Semiconductor waveguide channel has a positive refractive index and a high coefficient of the Kerr nonlinearity. Metamaterial channel in the test frequency range is characterized by a negative index of refraction. The model of tunable terahertz range laser with distributed feedback is proposed. The laser pump arises due to the modulation instability in the semiconductor channel. Magnetic sensitivity of the metamaterial refractive index can be used for generation frequency control.

Key words: laser with feedback, metamaterial, “left” medium.

Igor Zolotovskii, Candidate of Physics and Mathematics, Director of Nanotechnology and Materials Center of Research Institute of Technology. E-mail: rafzol.14@mail.ru
Dmitry Korobko, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow. E-mail: korobkotam@rambler.ru
Victor Lapin, Graduate Student. E-mail: LVA2013@yandex.ru
Dmitry Sementsov, Doctor of Physics and Mathematics, Professor at the Radio Physics and Electronics Department. E-mail: sementsovdi@mail.ru
Vladimir Ostatochnikov, Graduate Student. E-mail: ost.vld@yandex.ru
Andrey Fotiadi, Candidate of Physics and Mathematics, Professor. E-mail: fotiadi@mail.ru