

НАНОСТРУКТУРЫ

Межволновое взаимодействие в массиве углеродных нанотрубок с динамической плазмонной решёткой

С.А.Афанасьев, И.О.Золотовский, А.С.Кадочкин, С.Г.Моисеев, В.В.Светухин, А.А.Павлов

Показано, что при падении встречных лазерных пучков на массив параллельных одностенных углеродных нанотрубок возможно сильное межволновое взаимодействие, сопровождающееся усилением одной из волн за счёт другой, более интенсивной волны накачки. Взаимодействие наиболее эффективно при выполнении условия фазового синхронизма падающих волн и медленной плазмон-поляритонной волны, формирующейся в результате металлизации нанотрубок под действием лазерного излучения. Численно исследована зависимость коэффициента усиления сигнальной волны от геометрических параметров массива и волновых характеристик падающих волн. Обнаружена область фазовых отстройек, в которой коэффициент усиления меняется слабо и близок к своему максимальному значению.

Ключевые слова: одностенные углеродные нанотрубки, поверхностные плазмон-поляритоны, связанные волны, межволновые взаимодействия, фазовый синхронизм.

1. Введение

Массивы ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ) и наноконкомпозиты на их основе активно изучаются в последнее время в качестве перспективных объектов для решения различных задач, связанных с генерацией и управлением электромагнитным излучением различных частотных диапазонов – от оптического до СВЧ [1–9]. Разработаны технологии получения массивов с контролируемыми параметрами, состоящих как из многостенных (МСУНТ) [3–5], так и одностенных (ОСУНТ) [6, 8, 9] трубок. Массивы УНТ находят применение в разработках поглотителей излучения [3, 10], тепловых излучателей [8, 11], устройств обработки сигналов [4, 9], излучателей терагерцевого и ИК диапазонов [12, 13] и др. Ряд возможных приложений основывается на том, что УНТ может выступать в качестве линии передачи (волновода), поддерживающей распространение сверхмедленной (с эффективным показателем преломления более 100) поверхностной электромагнитной волны [14–21].

Как показано в [4, 22], для описания массивов параллельных УНТ может использоваться модель проволоочной среды (wire medium), представляющей собой двумерную решётку из параллельных тонких проводящих стержней (проволок), хорошо изученную в связи с многочисленными приложениями в технике СВЧ [23–25]. Такой материал можно рассматривать как одноосную электронную плазму, в которой свободные электроны могут

перемещаться только вдоль проволок. Частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости такой среды определяется исходя из модели Друде для металлов:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu\omega}, \quad (1)$$

где ω – циклическая частота; ν – коэффициент, характеризующий оптические потери. Эффективная плазменная частота ω_p для квадратной решётки определяется как [23]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{d^2 \ln(d/a)}, \quad (2)$$

где d – период решётки; a – радиус проволоки (нанотрубки).

Согласно (2), эффективная плазменная частота зависит только от радиуса проволок и периода решётки, что позволяет создавать массивы УНТ с требуемым значением ω_p . Однако, на первый взгляд, этот результат не согласуется с известной формулой

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m_e \varepsilon_0}, \quad (3)$$

куда входят концентрация n носителей заряда, масса m_e и заряд электрона e (ε_0 – электрическая постоянная). Это означает, что в (3) должны использоваться эффективная концентрация электронов и эффективная масса электрона [22, 23]. Влияние индуктивности интерпретируется как увеличение эффективной массы электрона, вследствие чего значение плазменной частоты смещается из ближней УФ области для объёмных металлов в ИК и терагерцевую области для проволоочных сред и массивов УНТ.

В [26] рассмотрен механизм генерации медленных поверхностных плазмон-поляритонов (ПП) терагерцевого и дальнего ИК диапазонов в результате лазерного облучения упорядоченных массивов ОСУНТ. Каждая трубка

С.А.Афанасьев, И.О.Золотовский, А.С.Кадочкин, С.Г.Моисеев. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru
В.В.Светухин. НПК «Технологический центр», Россия, 124498 Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр.7; e-mail: svetukhin@mail.ru
А.А.Павлов. Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 32а; e-mail: alexander.a.pavlov@gmail.com

Поступила в редакцию 13 марта 2021 г., после доработки – 12 мая 2021 г.

массива с распространяющейся в ней замедленной плазменной волной при выполнении условия продольного резонанса представляет собой дипольную антенну, излучающую на частоте ПП. Показано, что, меняя угол падения лазерного пучка на исследуемую структуру, можно добиться согласования длины нанотрубок массива с длиной волны лазерных источников, обеспечивая тем самым оптимальные условия для преобразования непрерывного лазерного излучения в терагерцевое. Предложены две схемы реализации данного процесса. В первом случае рассматривается самораспад (типа параметрического трёхфотонного взаимодействия в периодической структуре) исходной лазерной волны на дифрагировавшую волну и ПП на поверхности нанотрубок. Медленные ПП возбуждаются в массиве при взаимодействии узкополосного лазерного излучения падающей и дифрагированной волн с периодически расположенными УНТ. Во втором случае для возбуждения ПП в УНТ используются два лазерных источника со слабо различающимися частотами излучения, при этом генерация медленного ПП осуществляется на разностной частоте. Вторая схема более сложна технически, однако она не требует строгой периодичности массива параллельных УНТ. В обоих случаях должны быть реализованы условия фазового синхронизма соответствующих волновых процессов.

В настоящей работе на основе двухпучковой схемы, предложенной в [26], рассматривается модель параметрического взаимодействия входных волн – более интенсивной волны накачки на частоте ω_1 и сигнальной волны на частоте ω_2 . Взаимодействие связано с генерацией холостой волны (в нашем случае – сверхмедленного ПП) на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. В наиболее простой геометрии взаимодействия, соответствующей противоположно направленным волновым векторам, условие фазового синхронизма будет иметь следующий вид:

$$k_1(\omega_1) + k_2(\omega_2) = q(\Omega), \quad (4)$$

где $k_{1,2}$ – постоянные распространения встречных коллинеарных взаимодействующих волн; q – постоянная распространения возбуждаемого в нанотрубках ПП. Обеспечить выполнение условия можно, например, подбирая необходимые значения частот ω_1 или ω_2 . При выполнении условия (4) усиление сигнальной и холостой волн будет наиболее эффективным. В этом случае коэффициент отражения излучения от структуры будет близок к единице за счёт усиленной сигнальной волны, прошедшей через массив, однако отражённое излучение будет иметь частоту ω_2 , отличную от частоты ω_1 падающего излучения.

Далее будем рассматривать ситуацию, когда в качестве волны накачки используется высокочастотная волна с длиной волны ~ 1 мкм, на которой работают наиболее распространённые и доступные волоконные и твердотельные лазерные источники с большими средней и пиковыми мощностями. Исследуется зависимость энергетического коэффициента усиления сигнальной волны от геометрических параметров массива УНТ, а также от амплитуды и частоты сигнальной волны.

2. Постановка задачи и основные соотношения

Рассмотрим двумерный периодический массив параллельных ОСУНТ одинаковой длины L , образующих квадратную решётку с периодом d . Трубки считаем до-

статочно длинными для того, чтобы выполнялось условие $d \ll L$. Массив облучается двумя встречными лазерными пучками с частотами ω_1 и ω_2 , распространяющимися вдоль осей трубок (ось z).

Известно, что металлическая УНТ может служить линией передачи (волноводом), поддерживающей распространение сильно замедленной поверхностной электромагнитной волны [14–16, 19, 21]. Если же нанотрубки массива изначально являются диэлектрическими или полупроводниковыми, то при засветке лазерным излучением происходит их металлизация.

Предположим, что лазерное излучение в массиве УНТ в основном расходуется (теряется) на генерацию ПП, которая является результатом металлизации нанотрубок – генерация каждого неравновесного носителя приводит к формированию ПП. Используя модель металлизации поверхности полупроводника, рассмотренную, например, в [27], запишем уравнение генерации неравновесных зарядов в УНТ (или, что в нашем случае то же самое, генерации ПП):

$$\frac{dn}{dt} \approx \frac{\alpha_1(\omega_1)}{\hbar\omega_1} I_1 + \frac{\alpha_2(\omega_2)}{\hbar\omega_2} I_2 - \frac{n}{\tau}, \quad (5)$$

где n – объёмная концентрация неравновесных зарядов в одной УНТ; $\tau \sim 1/v_g(\Omega)\alpha_3(\Omega)$ – время жизни соответствующих ПП; $v_g(\Omega)$ – групповая скорость ПП; $\alpha_1(\omega_1)$, $\alpha_2(\omega_2)$, $\alpha_3(\Omega)$ – декременты затухания излучения в УНТ на соответствующей частоте; ω_1 , I_1 – частота и интенсивность волны накачки, металлизующей массив УНТ; ω_2 , I_2 – параметры исходно маломощной волны, усиливаемой волной накачки. Далее для грубой оценки считаем, что $\alpha_1(\omega_1) \approx \alpha_2(\omega_2)$.

Концентрация неравновесных носителей (в нашем случае – ПП), генерируемых в поле лазерного излучения с интенсивностью I_1 , определяется из (5) при условии $dn/dt = 0$, $I_2 = 0$:

$$n \approx \frac{\alpha_1(\omega_1)\tau(\Omega)I_1}{\hbar\omega_1} \approx \frac{[\alpha_1(\omega_1)/\alpha_3(\Omega)]I_1}{\hbar\omega_1 v_g(\Omega)}. \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет получить критическое значение I_{cr} интенсивности лазерного излучения, при котором происходит полная металлизация УНТ. Для этого используется условие $n \rightarrow n_0$ (n_0 – концентрация заряда в УНТ), означающее, что все электроны из зоны электронейтральности «переведены» в неравновесное состояние с образованием поверхностного ПП. Происходит то же, что и в полупроводниках, когда в состоянии неравновесных носителей «переводятся» все валентные электроны. Из (6) следует, что интенсивность критического поля определяется соотношением

$$I_{cr} \sim \hbar\omega_1 v_g(\Omega) n_0 \frac{\alpha_3(\Omega)}{\alpha_1(\omega_1)}. \quad (7)$$

Для графена в точке электронейтральности поверхностная концентрация носителей $n_s = 2an_0 \sim 10^8$ см⁻² [28]. Это позволяет оценить условия реализации полной металлизации согласно (7) как $I_{cr} \sim 10^4$ Вт/см² для оптического диапазона и $I_{cr} \sim 10^3$ Вт/см² для области вблизи 10.6 мкм (длины волн генерации СО₂-лазеров). Использование массивов с плотным заполнением позволит использовать непрерывные узкополосные (высококогерентные) лазерные источники с интенсивностями излучения I_1 в диапазоне 1 Вт/см².

При наличии двух встречных лазерных пучков возможна генерация поверхностных ПП на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ с постоянной распространения $q(\Omega)$, распространяющихся вдоль нанотрубок. В предположении, что происходит полная металлизация, динамическая составляющая диэлектрической проницаемости массива (определяемая выражением (1)) оказывается модулированной по гармоническому закону с частотой Ω :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{eff}} &= 1 + \Delta\varepsilon \cos[q(\Omega)z - \Omega t] \\ &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + iv\omega} \cos[q(\Omega)z - \Omega t],\end{aligned}\quad (8)$$

где для ОСУНТ коэффициент затухания $v \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, формируется нестационарный фотонный кристалл, обеспечивающий (при определённых условиях) взаимодействие двух встречных волн.

Если в формуле (8) $|\Delta\varepsilon| < 1$, для описания взаимодействия встречных волн применима стандартная теория связанных волн в одномерно-периодических средах [29, 30]. При $\omega_1 > \omega_2$ взаимодействие осуществляется за счёт наличия ПП, распространяющегося вдоль трубок в положительном направлении оси z . В этом случае для комплексных амплитуд волн накачки A_1 и сигнальной волны A_2 получается следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= i\kappa_2 A_2 \exp(-i\delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\kappa_1 A_1 \exp(i\delta z),\end{aligned}\quad (9)$$

где $\kappa_1 = k_1^2 |\Delta\varepsilon| (\omega_1) / (4k_2)$ и $\kappa_2 = k_2^2 |\Delta\varepsilon| (\omega_2) / (4k_1)$ – коэффициенты связи; $k_{1,2}$ – постоянные распространения встречных волн (считаем, что трубки массива расположены в вакууме); $\delta = k_1 + k_2 - q$ – отстройка от фазового синхронизма.

Решение системы (9) показывает, что результатом энергетического обмена между связанными волнами может быть увеличение амплитуды A_2 сигнальной волны за счёт высокочастотной волны накачки с частотой ω_1 , т.е. имеет место параметрическое преобразование частоты. Эффективность данного процесса далее определяется коэффициентом усиления G сигнальной волны по интенсивности:

$$G = \frac{|A_2(0)|^2}{|A_2(L)|^2}.\quad (10)$$

Система линейных уравнений (9) имеет следующее аналитическое решение [30]:

$$\begin{aligned}A_1(z) &= [C_1 \exp(-\gamma z) + C_2 \exp(\gamma z)] \exp(-i\delta z/2), \\ A_2(z) &= [\beta_1 C_1 \exp(-\gamma z) + \beta_2 C_2 \exp(\gamma z)] \exp(i\delta z/2),\end{aligned}\quad (11)$$

где $\gamma = (\kappa_1 \kappa_2 - \delta^2/4)^{1/2}$; $\beta_1 = i\kappa_1 / (\gamma - \delta/2)$; $\beta_2 = \kappa_1 / (\beta_1 \kappa_2)$. Произвольные постоянные $C_{1,2}$ в (11) находятся из граничных условий $A_1(0) = A_{10}$ и $A_2(L) = A_{20}$, задаваемых амплитудами падающих волн на входе в массив:

$$\begin{aligned}C_1 &= -\xi [\beta_2 A_{10} \exp(\gamma L) - A_{20} \exp(-i\delta L/2)], \\ C_2 &= \xi [\beta_1 A_{10} \exp(-\gamma L) - A_{20} \exp(-i\delta L/2)],\end{aligned}\quad (12)$$

где $\xi = [\beta_1 \exp(-\gamma L) - \beta_2 \exp(\gamma L)]^{-1}$. Далее амплитуды $A_{1,2}$ выражены в относительных единицах: амплитуда A_{10} волны накачки на входе в массив (плоскость $z = 0$) полагается равной единице, а её начальная фаза принята равной нулю. Входная амплитуда сигнальной волны в плоскости $z = L$ есть $A_{20} = \eta A_{10}$.

Для численного анализа решения (11) необходимо иметь дисперсионное соотношение, т.е. зависимость $q(\Omega)$ для постоянной распространения ПП, распространяющегося вдоль трубок. Существуют различные подходы к решению электродинамической задачи о распространении поверхностной волны в волноводе, образованном УНТ [15–17, 31–33], но получаемые при этом дисперсионные зависимости $q(\Omega)$ достаточно хорошо согласуются друг с другом. В рамках гидродинамического подхода [16, 17, 31] ОСУНТ моделируется бесконечно длинной и бесконечно тонкой цилиндрической оболочкой радиусом a , валентные электроны которой рассматриваются как электронный газ, равномерно распределённый вдоль цилиндрической поверхности с поверхностной плотностью n_s . Равномерно распределённый электронный газ взаимодействует с электромагнитной волной и может рассматриваться как заряженная сплошная среда. Как показывает решение, полученное в рамках данного приближения, в УНТ могут распространяться как чистые ТЕ и ТМ волны, так и гибридные моды.

В настоящей работе используется дисперсионное соотношение $q(\Omega)$ для поверхностной ТМ волны в металлической ОСУНТ, приведённое в [17]:

$$i\Omega\varepsilon_0 = \sigma_{zz} q^2 a I(qa) K(qa),\quad (13)$$

где $I(qa)$ и $K(qa)$ – модифицированные функции Бесселя 1-го и 2-го рода. Продольная компонента тензора проводимости металлической ОСУНТ

$$\sigma_{zz} = \frac{i n_s e^2}{m_e} \frac{\omega(\omega + iv) - \chi m^2 / a^2}{(\omega + iv)[\omega(\omega + iv) - \chi q_m^2]},\quad (14)$$

где $q_m^2 = q^2 + m^2/a^2$; m – номер волноводной моды; $\chi = \pi n_s \hbar^2 / m_e^2$ – квадрат скорости распространения волны в однородной электронной сплошной среде; v – коэффициент затухания электронной волны, вызванного рассеянием электронов на положительно заряженных ионах. Поскольку в ОСУНТ реализуется баллистический режим движения электронов, их рассеянием на положительно заряженных ионах можно пренебречь. Для входящего в (14) отношения n_s/m_e в [34] получена следующая оценка: $n_s/m_e = 2V_F / (\pi^2 \hbar a)$, где скорость Ферми V_F для металлических ОСУНТ оценивается в $\sim 10^6$ м/с.

Дисперсионные зависимости $q(\Omega)$, полученные из уравнения (13) для трубок различного радиуса, представлены на рис.1. Видно, что постоянная распространения ПП в УНТ составляет $\sim 10^7 \text{ м}^{-1}$, что делает возможным выполнение условия фазового синхронизма (4), поскольку для исследуемой длины волны $\lambda_1 = 1 \text{ мкм}$ волновое число в вакууме $k_1 = 6.28 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. В дальнейших расчётах используется зависимость $q(\Omega)$, рассчитанная для ОСУНТ радиусом 1.5 нм.

3. Результаты численного анализа

В данном разделе анализируются результаты расчётов коэффициента усиления G сигнальной волны, выпол-

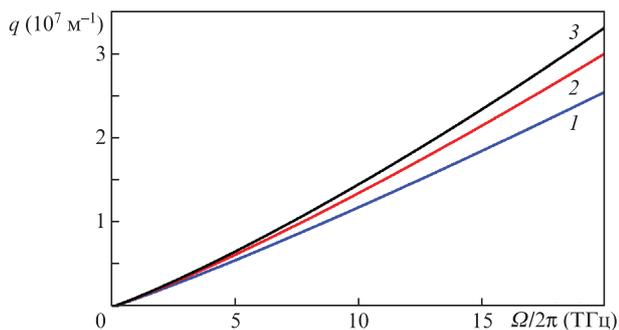


Рис.1. Частотные зависимости постоянной распространения ПП в металлических ОСУНТс радиусами $a = 0.5$ (1), 1.5 (2) и 2.5 нм (3).

ненных на основе соотношений (10)–(12). При расчётах могли варьироваться параметры массива ОСУНТ – длина L и эффективная плазменная частота ω_p , а также частота ω_2 и входная амплитуда A_{20} сигнальной волны. Вариация ω_2 (при фиксированной частоте ω_1) приводит к изменению величины отстройки δ от фазового синхронизма.

Из рис.2 следует, что коэффициент G существенным образом зависит от эффективной плазменной частоты ω_p массива ОСУНТ. Можно ожидать, что усиление сигнальной волны будет наиболее эффективным при как можно более точном выполнении условия фазового синхронизма (4), т.е. при $\delta \rightarrow 0$. Зависимости на рис.2,а построены для $\lambda_2 = 1.032$ мкм, чему соответствует малый параметр отстройки от фазового синхронизма, $\delta/k_1 = 0.01$. Видно, что в случае достаточно большой длины взаимодействия L , превышающей ~ 5 мкм, по мере увеличения параметра

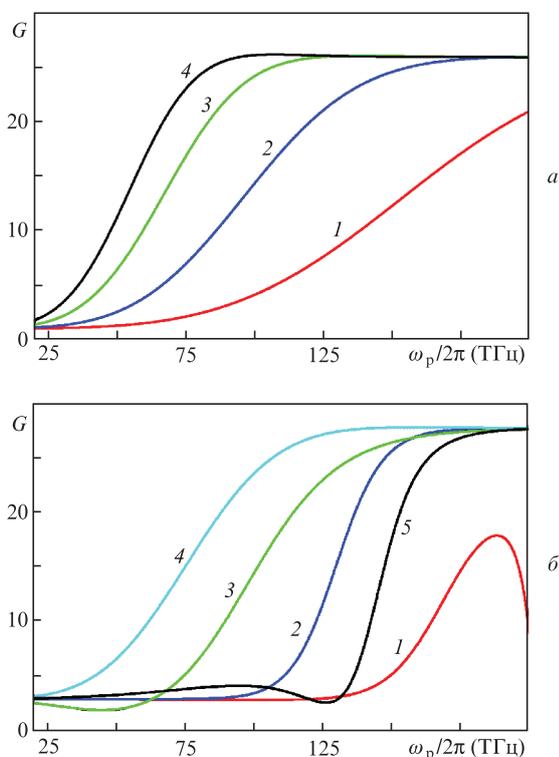


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления от эффективной плазменной частоты массива ОСУНТ при $\delta = 0.01$ и $L = 2$ (1), 5 (2), 10 (3), 15 мкм (4) (а), а также при $L = 8$ мкм и $\delta/k_1 = -0.3$ (1), -0.1 (2), -0.06 (3), 0.01 (4), 0.15 (5) (б). Относительная амплитуда сигнальной волны $\eta = 0.2$.

ω_p коэффициент усиления постепенно выходит на насыщение, достигая максимального значения. Величина плазменной частоты, соответствующая выходу на «насыщение», зависит от длины трубок массива, однако эта зависимость становится более слабой, если длина L превышает ~ 10 мкм.

Поскольку условие фазового синхронизма точно практически никогда не выполняется, представляет интерес исследование зависимости коэффициента G от параметра δ . Кривые 1–5 на рис.2,б построены при фиксированном $L = 8$ мкм для $\lambda_2 = 1.028, 1.030, 1.031, 1.032$ и 1.034 мкм. Им соответствуют относительные отстройки $\delta/k_1 = -0.3, -0.1, -0.06, 0.01$ и 0.15 . Видно, что по мере уменьшения абсолютной величины отстройки область насыщения существенно расширяется. В то же время при больших отклонениях от режима фазового синхронизма насыщение может отсутствовать (кривая 1).

Как следует из зависимостей, представленных на рис.2, для достижения максимального эффекта массив должен иметь достаточно большую эффективную плазменную частоту $f_p = \omega_p/2\pi$ – не менее 100 ТГц. Для массивов параллельных МСУНТ значения ~ 200 ТГц подтверждены экспериментально [4], причём результаты данного эксперимента полностью согласуются с расчётами плазменной частоты по формуле (2) для проволочного метаматериала. Можно предположить, что для массивов, образованных ОСУНТ, формула (2) должна выполняться ещё более точно ввиду их существенно меньшего радиуса. На рис.3 представлены результаты расчёта эффективной плазменной частоты по формуле (2) для массивов, образованных ОСУНТ различного радиуса. Видно, что необходимые значения $f_p \approx 100\text{--}200$ ТГц достигаются для достаточно разреженных массивов с периодом решётки более 200 нм. Для дальнейших расчётов выбрано $f_p = 150$ ТГц.

Расчёты для рис.3 выполнены в предположении полной металлизации нанотрубок массива, т.е. $I_1 > I_{cr}$. Поскольку согласно (3) плазменная частота зависит от концентрации неравновесных носителей, для $I_1 \leq I_{cr}$ можно записать

$$\omega_p^* \approx \sqrt{nn_0} \omega_p \approx \sqrt{I_1/I_{cr}} \omega_p \text{ при } I_1 \leq I_{cr}. \tag{15}$$

Таким образом, приведённые выше значения f_p могут достигаться и для интенсивностей, недостаточных для полной металлизации, путём увеличения концентрации нанотрубок в массиве.

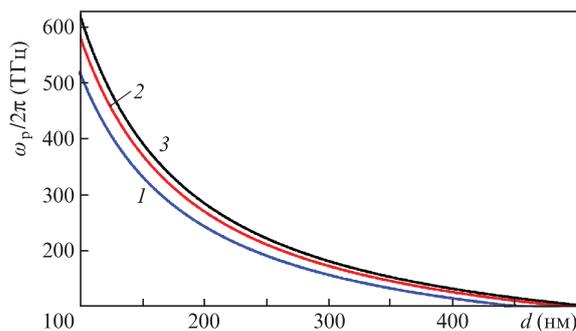


Рис.3. Эффективная плазменная частота массива ОСУНТ как функция периода структуры d для УНТ с радиусами $a = 0.5$ (1), 1.5 (2) и 2.5 нм (3).

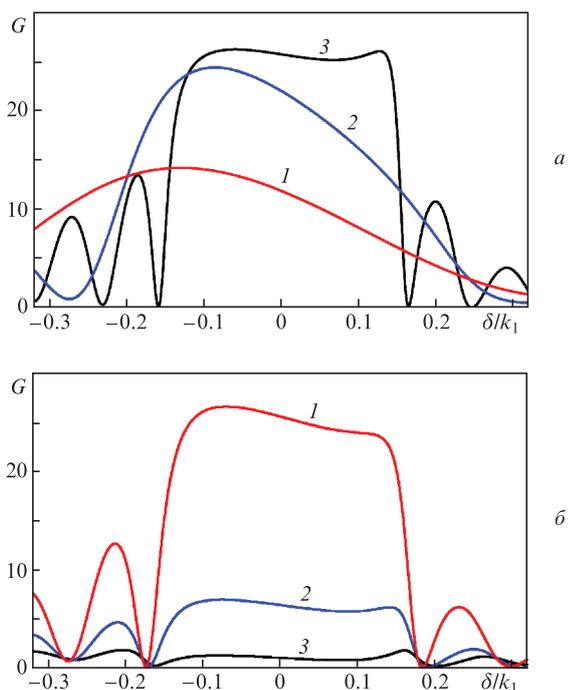


Рис.4. Зависимости коэффициента усиления от относительной величины фазовой отстройки при $\eta = 0.2$ и $L = 2$ (1), 4 (2), 10 мкм (3) (а), а также при $L = 8$ мкм и $\eta = 0.2$ (1), 0.4 (2), 1.0 (3) (б). Эффективная плазменная частота массива ОСУНТ принята равной 150 ТГц.

Зависимости (11) амплитуд встречных волн в пределах массива, а также коэффициента усиления (10) являются сложными функциями параметра фазовой отстройки δ . Зависимости коэффициента усиления G от нормированной величины δ/k_1 , приведённые на рис.4, несимметричны относительно оси $\delta = 0$ и имеют вблизи этой величины область максимальных значений G , ширина которой зависит от длины трубок массива. На достаточном удалении значений δ от нуля зависимость $G(\delta)$ переходит в осциллирующую. При небольших L (рис.4,а, кривые 1 и 2) центральная часть зависимости $G(\delta)$ имеет чётко выраженный максимум, смещённый в сторону отрицательных значений δ . С ростом L ширина центральной области уменьшается, а высота пика усиления увеличивается. При $L > 5$ мкм центральный пик постепенно переходит в плато, ширина и высота которого для длинных УНТ слабо зависят от L (рис.4,а, кривая 3). Для массивов с $L > 10$ мкм попадание в область плато обеспечивается, если δ/k_1 по модулю не превышает ~ 0.15 . Соответствующий интервал значений λ_2 составляет ~ 5 нм (примерно от 1.029 до 1.034 мкм).

Кривые на рис.4,б соответствуют различным значениям η (т.е. входной амплитуды сигнальной волны A_{20}) при фиксированном $L = 8$ мкм. В оптимальных условиях (близость к режиму фазового синхронизма при достаточно большой длине взаимодействия L) амплитуда A_2 (независимо от её входного значения A_{20}) растёт до величины $\sim A_{10}$, принятой за единицу. Поэтому максимальную величину коэффициента G можно оценить как $(1/\eta)^2$. При $\eta = 1.0$ (кривая 3) коэффициент $G \approx 1$ и слабо зависит от параметра δ ; при дальнейшем увеличении отношения η величина G становится меньше единицы, что означает переход к противоположному процессу усиления волны с частотой ω_1 за счёт энергии, переносимой волной с частотой ω_2 .

4. Заключение

В работе показано, что при падении двух встречных лазерных пучков на массив параллельных ОСУНТ одна из падающих волн может быть эффективно усилена за счёт взаимодействия с встречной волной более высокой интенсивности и частоты. Величина коэффициента усиления зависит от геометрических параметров структуры (длины и радиуса нанотрубок, а также периода решётки), амплитуд и частот волн. Частоты взаимодействующих волн должны различаться на небольшую величину, обеспечивающую как можно более точное выполнение условия фазового синхронизма. При этом представляет интерес возможность эффективного отражения (с соответствующим преобразованием частоты) лазерного излучения ближнего ИК диапазона ($\lambda \approx 1$ мкм) от разреженного массива УНТ (с периодом свыше 200 нм).

Уменьшение длины нанотрубок, образующих массив, позволяет расширить интервал усиливаемых частот, однако коэффициент усиления при этом несколько снижается. Максимально достижимый коэффициент усиления приблизительно равен квадрату отношения входных амплитуд волны накачки и сигнальной волны.

В заключение отметим, что при $\omega_1 < \omega_p$ рассматриваемый массив работает как металлическое зеркало, отражающее излучение на толщине слоя $L \approx \lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, что составляет 1 мкм и менее. В этом случае при выполнении условий фазового синхронизма облучаемый массив ведёт себя в соответствии с результатами, полученными нами ранее в [26].

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (Программа «Мегагрантов», заявка 2020-220-08-1369), проект № 0004-2019-0002, и РФФИ (проект № 18-29-19101 мк).

- Garcia-Vidal F.J., Pitarke J.M., Pendry J.B. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4289 (1997).
- Dai L., Patil A., Gong X., Guo Zh., Liu L., Liu Y., Zhu D. *Chem. Phys. Chem.*, **4**, 1150 (2003).
- Lidorikis E., Ferrari A.C. *ACS Nano*, **3**, 1238 (2009).
- Butt H., Dai Q., Farah P., Butler T., Wilkinson T.D., Baumberg J.J., Amaratunga G.A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 163102 (2010).
- Bao H., Ruan X., Fisher T. *Opt. Express*, **18**, 6347 (2010).
- Nefedov I.S., Tretyakov S.A. *Phys. Rev. B*, **84**, 113410 (2011).
- Magesh Kumar K.K., Tripathi V.K. *Phys. Plasmas*, **20**, 092103 (2013).
- Gao W., Doiron C.F., Li X., Kono J., Naik G.V. *ACS Photon.*, **9**, 1602 (2019).
- Roberts J.A., Yu S.-J., Ho P.-H., Schoeche S., Falk A.L., Fan J.A. *Nano Lett.*, **19**, 3131 (2019).
- Hashemi S.M., Nefedov I.S. *Phys. Rev. B*, **86**, 195411 (2012).
- Liu X.L., Zhang R.Z., Zhang Z.M. *App. Phys. Lett.*, **103**, 213102 (2013).
- Hao J., Hanson G.W. *Phys. Rev. B*, **74**, 035119 (2006).
- Moradi A. *Chin. Phys. B*, **22**, 064201 (2013).
- Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O.M., Gusakov A.V. *Phys. Rev. B*, **60**, 17136 (1999).
- Attiya A.M. *Progr. Electromagn. Res.*, **94**, 419 (2009).
- Moradi A. *J. Electromagn. Anal. Applicat.*, **2**, 672 (2010).
- Moradi A. *Photon. Nanostruct.*, **11**, 85 (2013).
- Martin-Moreno L., Garcia de Abajo F.J., Garcia-Vidal F.J. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 173601 (2015).
- Kadochkin A.S., Moiseev S.G., Dadoenkova Y.S., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25**, 27165 (2017).
- Moiseev S.G., Dadoenkova Yu.S., Kadochkin A.S., Fotiadi A.A., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *Ann. Phys.*, **530** (11), 1800197 (2018).
- Kadochkin A.S., Moiseev S.G., Dadoenkova Yu.S., Florian F.L.B., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *J. Opt.*, **22** (12), 125002 (2020).

22. Nefedov I.S., Tretyakov S.A. *Photon. Nanostruct.*, **9**, 374 (2011).
23. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.L., Youngs I. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4773 (1996).
24. Belov P.A., Marques R., Maslovski S.I., Nefedov I.S., Silverinha M., Simovski C.R., Tretyakov S.A. *Phys. Rev. B*, **67**, 113103 (2003).
25. Maslovski S.I., Silverinha M.G. *Phys. Rev. B*, **80**, 245101 (2010).
26. Афанасьев С.А., Золотовский И.О., Кадочкин А.С., Моисеев С.Г., Светухин В.В., Павлов А.А. *Квантовая электроника*, **48** (9), 849 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (9), 849 (2018)].
27. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения* (М.: Наука, 1991, с. 145–146).
28. Mayorov A.S., Elias D.C., Mukhin I.S., Morozov S.V., Ponomarenko L.A., Novoselov K.S., Geim A.K., Gorbachev R.V. *Nano Lett.*, **12**, 4629 (2012).
29. Yariv A., Yeh P. *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984).
30. Карпов С.Ю., Столяров С.Н. *УФН*, **163** (1), 63 (1993) [*Phys. Usp.*, **36** (1), 1 (1993)].
31. Wei L., Wang Y.N. *Phys. Lett. A*, **333**, 303 (2004).
32. Nakanishi T., Ando T. *J. Phys. Soc. Jap.*, **78**, 114708 (2009).
33. Sasaki K., Murakami Sh., Yamamoto H. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 163109 (2016).
34. Miano G., Villone F. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, **54**, 2713 (2006).