

Генерация непрерывным лазерным излучением медленных поверхностных плазмонов терагерцевого диапазона в массиве одностенных углеродных нанотрубок

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

Рассмотрен механизм генерации поверхностных плазмон-поляритонов терагерцевого и дальнего ИК диапазонов посредством лазерного облучения массивов одностенных углеродных нанотрубок. Показано, что, меняя угол падения лазерного пучка, можно варьировать частоту генерируемых поверхностных плазмон-поляритонов. Как следствие, можно добиться согласования длины нанотрубки с длиной волны лазера с целью эффективного преобразования непрерывного лазерного излучения в терагерцевое.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, одностенные углеродные нанотрубки, поверхностные плазмон-поляритоны.

1. Введение

Создание компактных работающих при комнатной температуре генераторов электромагнитного излучения терагерцевого (ТГц) диапазона (с длиной волны 0.1–3 мм), которые удовлетворяли бы задачам широкого практического применения в спектроскопии, медицинской диагностике, системах безопасности и других областях науки и техники, является в настоящее время весьма актуальной задачей [1–4].

Современные источники ТГц излучения можно условно разделить на две большие группы: электронно-вакуумные источники – лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах, генераторы на основе тормозного излучения (от линейных ускорителей до синхротронов), гиротроны, оротроны [2, 5], и твердотельные источники – генераторы, созданные на основе параметрического взаимодействия или умножения частоты в полупроводниковых лазерных диодах и волноводах [6], многослойные квантово-каскадные гетероструктуры [7], диоды Ганна и высокочастотные транзисторы, сверхпроводниковые генераторы на переходах Джозефсона [8], преобразователи, основанные на эффекте фотопрямления [9–13]. В последнем случае для оптической накачки используется импульсный лазер, а мишенью, в которой происходит фотопрямление лазерных импульсов, является полупрово-

дниковая структура. Для повышения эффективности мишень может содержать различного рода плазмонные структуры, квантовые точки и т.п. В силу того что короткий лазерный импульс имеет широкий спектр, в ТГц излучение преобразуется лишь малая часть энергии, обычно эффективность преобразования не превышает 10^{-5} – 10^{-6} [10].

Повысить эффективность преобразования лазерного излучения в терагерцевое можно, переходя к схемам, осуществляющим преобразование в непрерывном режиме. В качестве примера можно привести схему с двумя встречными лазерными пучками с ТГц отстройкой частот, облучающими композитную среду, содержащую углеродные нанотрубки (УНТ) [14], что приводит к биениям поля на соответствующей частоте. В этом случае, однако, возникает проблема синхронизации пучков от двух независимых лазерных источников. В связи с этим в [14] указывается, что эффективность конверсии такой схемы может составлять 10^{-6} . Это сопоставимо или меньше, чем в случае импульсной схемы [10–13].

В настоящей работе предлагается схема генератора ТГц излучения на основе лазера, работающего в непрерывном режиме. Рассматривается механизм генерации в поле лазерного излучения медленных поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в массивах одностенных УНТ (ОУНТ). Использование в качестве источников субмиллиметрового излучения массивов УНТ, облучаемых непрерывным лазерным излучением, – одно из перспективных направлений создания ТГц генераторов. Массивы УНТ и нанокompозиты на их основе являются многообещающим объектом для решения различных задач, связанных с генерацией электромагнитного излучения (в ТГц и СВЧ диапазонах [15–26]). В частности, УНТ может выступать в качестве линии передачи (волновода), поддерживающей распространение сверхмедленной (с эффективным показателем преломления более 100) поверхностной электромагнитной волны [15, 19, 27–31].

В работе нами показано, что плазмонные волны, генерируемые в массиве УНТ одним или двумя лазерными пучками, могут обеспечивать генерацию излучения в субмиллиметровом диапазоне. Найдены условия генерации ППП в подобного рода структурах при использовании непрерывного лазерного излучения на длине волны

С.А.Афанасьев, И.О.Золотовский, А.С.Кадочкин. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru

С.Г.Моисеев. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2; e-mail: serg-moiseev@yandex.ru

В.В.Светухин. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 32а

А.А.Павлов. Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 32а

Поступила в редакцию 12 апреля 2018 г., после доработки – 2 июля 2018 г.

1.06 мкм, на которой работают наиболее распространенные и доступные волоконные и твердотельные лазерные источники с большой средней и пиковой мощностями. Рассматривается случай, когда медленные ППП возбуждаются в массиве одностенных УНТ в условиях взаимодействия узкополосного лазерного излучения (падающей и отражённой волны) с периодически расположенными УНТ. Поверхностные волны формируются вследствие распада (по типу параметрического трёхфотонного взаимодействия в периодической структуре) исходной лазерной волны на отражённую волну и ППП на поверхности ОУНТ. Обсуждается также двухпучковая схема возбуждения медленных ППП, основанная на применении двух лазерных источников со слабо различающимися частотами. При этом генерация соответствующего медленного ППП осуществляется на разностной частоте. В обеих схемах должны быть реализованы условия фазового синхронизма соответствующих волновых процессов.

2. Постановка задачи

Рассмотрим двумерный упорядоченный массив из одинаковых ОУНТ радиуса a , расположенных параллельно друг другу на одинаковых расстояниях d (рис.1,а). Трубки считаются достаточно длинными, чтобы выполнялось условие $d \ll L$, где L – длина трубки. На данную периодическую структуру (дифракционную решётку) под углом θ_1 к оси x (нормаль к осям симметрии трубок) падает лазерный пучок частоты ω_1 с волновым числом $k_1 =$

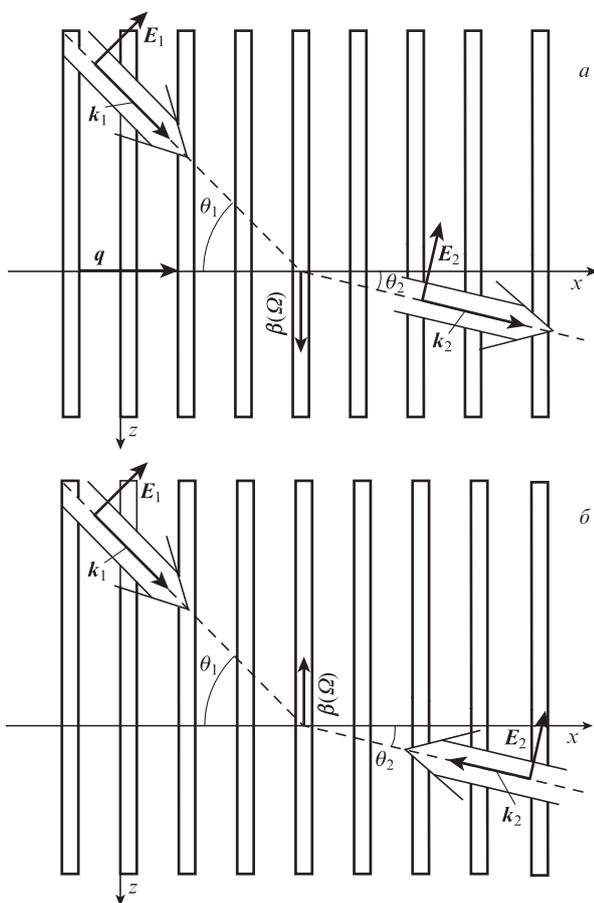


Рис.1. Геометрия задачи: генерация ППП в массиве ОУНТ одним (а) и двумя (б) лазерными пучками.

ω_1/c (c – скорость света в вакууме). Лазерное поле будем аппроксимировать плоской волной ТМ поляризации. Дифрагированный пучок уменьшенной частоты $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$ имеет волновой вектор $k_2 = \omega_2/c$, направленный под углом θ_2 к оси x .

При данной поляризации падающей волны имеется составляющая её электрического поля, направленная вдоль трубок (ось z). Её наличие является необходимым условием возникновения продольной составляющей вектора плотности тока, текущего по поверхности трубки, и возбуждения замедленной поверхностной волны, направляемой трубкой, выступающей в качестве волновода [15, 19, 28–33].

Условие дифракции Брэгга с учётом генерации ППП, возбуждаемого на разностной частоте Ω и распространяющегося вдоль трубок (ось z) с волновым вектором β , имеет вид

$$k_1 = k_2 + \beta(\Omega) + q, \quad (1)$$

где q – волновой вектор периодической структуры ($q = 2\pi p/d$, p – порядок дифракции). Далее учитываются только дифракционные пучки 1-го порядка с $p = \pm 1$.

В проекциях на оси x, z введённой системы координат условие (1) записывается как

$$k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2 = q, \quad (2)$$

$$k_1 \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2 = \beta(\Omega).$$

Далее анализируются условия существования решений системы (2) и проводится её численное решение при различных значениях периода структуры d и угла падения θ_1 в интервале его значений $0 \leq \theta_1 < 90^\circ$.

3. Дисперсионное соотношение

Для анализа и решения системы (2) необходимо иметь дисперсионное соотношение, т.е. зависимость $\beta(\Omega)$ для волнового вектора ППП, распространяющегося вдоль трубок. Существуют различные подходы к решению электродинамической задачи о распространении поверхностной волны в волноводе, образованном УНТ [15, 28–33], но получаемые при этом дисперсионные зависимости достаточно хорошо согласуются друг с другом. В настоящей работе мы используем дисперсионное соотношение для поверхностной ТМ волны в металлической ОУНТ без учёта потерь, приведённое в [28]:

$$i\Omega \varepsilon_0 = \sigma_{zz} \beta^2 a I(\beta a) K(\beta a), \quad (3)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; $I(\beta a)$ и $K(\beta a)$ – модифицированные функции Бесселя 1-го и 2-го рода;

$$\sigma_{zz} = \frac{i n_0 e^2}{m_e \Omega} \quad (4)$$

– продольная компонента тензора проводимости металлической ОУНТ (n_0 – равновесная поверхностная плотность π -электронов в УНТ, e – элементарный заряд, m_e – эффективная масса электрона).

Для входящего в (4) отношения n_0/m_e в [34] получена следующая оценка:

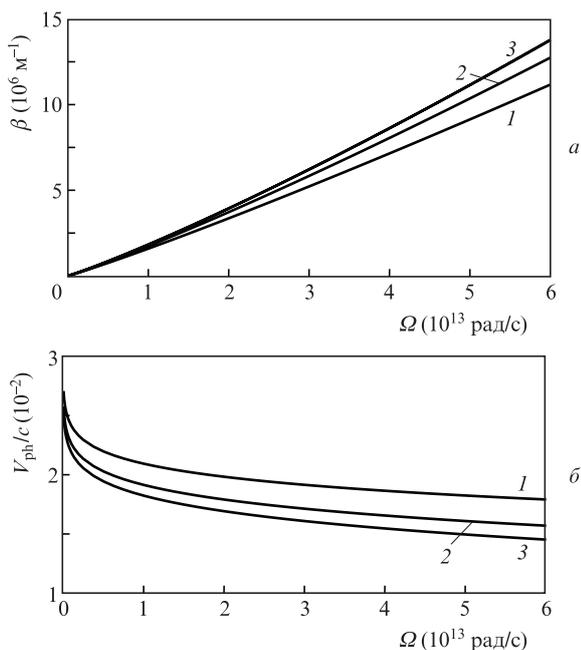


Рис.2. Частотные зависимости волнового числа (а) и фазовой скорости, нормированной на скорость света (б), ППП в металлической ОУНТ радиусом $a = 0.5$ (1), 1.5 (2) и 2.5 нм (3).

$$\frac{n_0}{m_0} = \frac{2V_F}{\pi^2 \hbar a}, \tag{5}$$

где \hbar – постоянная Планка; V_F – скорость Ферми, значение которой для металлических ОУНТ оценивается как $(0.9–1) \times 10^6 \text{ м/с}$ [29].

На рис.2 представлены зависимости $\beta(\Omega)$, рассчитанные по формулам (3)–(5) для различных значений радиуса трубки, а также соответствующие частотные зависимости фазовой скорости $V_{\text{ph}} = \Omega/\beta$. Видно, что в интересующей нас области частот зависимость $\beta(\Omega)$ с хорошей точностью может считаться линейной. Именно такое приближение будем использовать в дальнейшем изложении: в (2) положим $\beta = \Omega/V_{\text{ph}}$, где фазовая скорость принята равной её среднему значению ($V_{\text{ph}} = 6 \times 10^6 \text{ м/с}$) для трубки радиусом $a = 1 \text{ нм}$ в интервале частот, представленном на рис.2.

4. Анализ условия фазового синхронизма

Будем искать решения системы (2) в зависимости от угла падения θ_1 лазерного пучка на структуру при фиксированном периоде решётки d . Из первого и второго уравнений системы (2) получаем следующие выражения для искомого угла θ_2 :

$$\cos \theta_2 = \frac{k_1 \cos \theta_1 - q}{k_2} = \frac{\omega_1 \cos \theta_1 - qc}{\omega_1 - \Omega}, \tag{6}$$

$$\cos \theta_2 = \frac{k_1 \sin \theta_1 - \beta(\Omega)}{k_2} = \frac{\omega_1 \sin \theta_1 - c\beta(\Omega)}{\omega_1 - \Omega}, \tag{7}$$

откуда следует соотношение для Ω

$$(\omega_1 - \Omega)^2 = (\omega_1 \cos \theta_1 - qc)^2 + [\omega_1 \sin \theta_1 - c\beta(\Omega)]^2. \tag{8}$$

Решая численно (8), находим Ω , а затем из формул (6), (7) – угол θ_2 .

Далее для упрощения анализа предположим, что $\Omega \ll \omega_1$. Тогда уравнение (6) примет вид

$$\cos \theta_2 = \cos \theta_1 - q/k_1 = \cos \theta_1 \mp \lambda_1/d, \tag{9}$$

где λ_1 – длина волны падающего излучения. В случае $q > 0$ из выражения (9) вытекает условие $d \geq \lambda_1/2$, ограничивающее снизу величину периода решётки. При этом ситуация с $q < 0$ возможна только при $d \geq \lambda_1$.

Теперь, переписывая (7) в приближении $\Omega \ll \omega_1$ как

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 - \beta(\Omega)/k_1, \tag{10}$$

с учётом (9) можно найти величину волнового вектора ППП β :

$$\beta/k_1 = \sin \theta_1 \pm \sqrt{1 - (\cos \theta_1 \mp \lambda_1/d)^2}. \tag{11}$$

При этом следует допускать возможность двух знаков для волнового числа β (так же, как и для q), т.е. возможность распространения ППП вдоль трубок как в положительном, так и в отрицательном направлениях оси z . Отметим, что согласно дисперсионным соотношениям (2) двум различным направлениям распространения ППП соответствуют различные частоты Ω .

Анализ всех возможных комбинаций знаков q и β приводит к следующим результатам (рассмотрим два случая).

1. Период решётки $d \geq \lambda_1$. На рис.3 представлены результаты численного решения системы (2) при $d = 2 \text{ мкм}$ и радиусе ОУНТ $a = 1 \text{ нм}$. При $q > 0$ система (2) допускает два решения: одно (кривая 1) всегда даёт $\beta > 0$, а для другого (кривая 1') знак β изменяется при критическом значении угла падения (θ_1^{cr}), которое даёт равные нулю значения β и Ω . В приближении $\Omega \ll \omega_1$ критический угол определяется формулой

$$\theta_1^{\text{cr}} = \arccos(\lambda_1/2d). \tag{12}$$

Значения угла θ_1^{cr} в (12) лежат в интервале $60^\circ–90^\circ$. Величины β , отвечающие двум решениям, отличаются

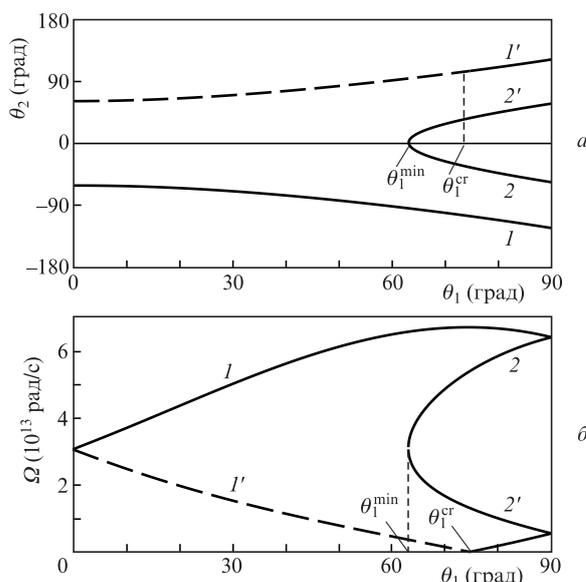


Рис.3. Зависимости угла θ_2 (а) и частоты Ω (б) от угла падения θ_1 при $d = 2.0 \text{ мкм}$, $q > 0$ (1, 1') и $q < 0$ (2, 2'). Сплошные линии – решения, отвечающие $\beta > 0$, штриховые – $\beta < 0$.

знаком в интервале $0 \leq \theta_1 < \theta_1^{cr}$ и имеют одинаковый (положительный) знак при углах падения, соответствующих интервалу $\theta_1^{cr} < \theta_1 \leq 90^\circ$.

Значения углов θ_2 , отвечающие этим двум решениям, отличаются только знаком – направления двух дифрагированных пучков симметричны относительно оси x . При этом минимальное значение модуля угла дифракции $\theta_2^{min} = \arccos(1 - \lambda_1/d)$ соответствует $\theta_1 = 0$, а максимальное значение $\theta_2^{max} = \arccos(-\lambda_1/d)$ реализуется при $\theta_1 \rightarrow 90^\circ$. Таким образом, углы θ_2 могут быть и острыми, и тупыми, т.е. имеет место либо прохождение излучения через структуру, либо отражение.

Если угол падения θ_1 превышает значение

$$\theta_1^{min} = \arccos(1 - \lambda_1/d), \tag{13}$$

то возможны ещё два решения, отвечающие условию $q < 0$ (кривые 2 и 2' на рис.3). Оба решения дают $\beta > 0$, а два дополнительных дифрагированных пучка также симметричны относительно оси x . Однако угол θ_2 для них может быть только острым, не превышающим по модулю $\arccos(\lambda_1/d)$. При $\theta_1 = \theta_1^{min}$ есть лишь один дополнительный дифрагированный пучок, направленный по оси x .

2. Период решётки $\lambda_1/2 < d < \lambda_1$. Результаты численного решения системы (2) представлены на рис.4 (при расчётах было принято, что $d = 0.8$ мкм и $a = 1$ нм). В этом случае отсутствуют решения с $q < 0$. При $q > 0$ здесь, как и в случае 1, существуют два решения, а также критический угол, определяемый той же формулой (12) и имеющий тот же смысл (его значения попадают в интервал $0-60^\circ$). Однако имеется существенное отличие: решения исчезают, если угол падения превышает максимально допустимое значение

$$\theta_1^{max} = \arccos(\lambda_1/d - 1). \tag{14}$$

При $\theta_1 = \theta_1^{max}$ два корня сливаются в один ($\theta_2 = 180^\circ$), т.е. имеется один дифрагированный (отражённый) пучок и возбуждается только один плазмон-поляритон в каж-

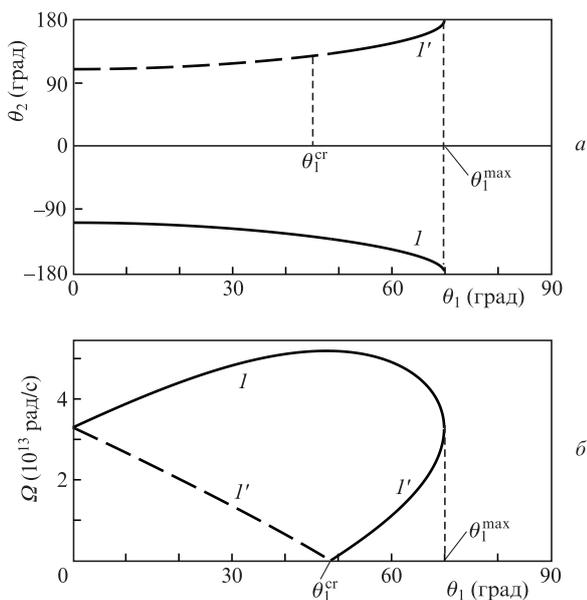


Рис.4. Зависимости угла θ_2 (а) и частоты Ω (б) от угла падения θ_1 при $d = 0.8$ мкм. Сплошные линии – решения, отвечающие $\beta > 0$, штриховые – $\beta < 0$.

дой нанотрубке. Это может оказаться важным для повышения эффективности данной структуры при использовании в качестве антенны ТГц диапазона.

Для реального массива УНТ обеспечить строгую периодичность облучаемой структуры достаточно сложно. Выполнение условия фазового синхронизма (2) возможно и в другой ситуации, когда в качестве мишени используется квазипериодический достаточно плотный массив УНТ, расстояние между нанотрубками в котором существенно меньше, чем требуется согласно формуле (2). В этом случае условие фазового синхронизма будет выполняться только для тех УНТ, расположение которых удовлетворяет (2). Поскольку излучатели, удовлетворяющие условию (2), когерентны между собой, излучение от них будет существенно сильнее, чем рассеяние от остальных нанотрубок. Использование плотного массива нанотрубок может значительно снизить требования к степени их упорядоченности в мишенях.

Эффективность преобразования непрерывного лазерного излучения в ТГц излучение (η) для плотного массива УНТ можно оценить как $\eta = \eta_{pl}\eta_{ant}$, где η_{pl} – эффективность преобразования лазерного излучения в ППП, а η_{ant} – эффективность антенны. Пусть период расположения УНТ на подложке равен d_1 , а период нанотрубок, для которых выполняется условие (2), – d_2 ($d_1 < d_2$). Тогда, если всё падающее излучение поглощается нанотрубками, эффективность η_{pl} можно оценить по порядку величины как $(d_1/d_2)^2$, что для типичных условий задачи даёт $\eta_{pl} \approx 0.01$.

Согласно модели дипольной антенны на основе УНТ, эффективность одиночной антенны η_{ant} составляет $10^{-4} - 10^{-6}$ [17–19, 21]. Однако в случае массива УНТ, когда возбуждается большое количество синфазных дипольных антенн (синфазность обеспечивается когерентностью лазерного излучения), эффективность может быть существенно выше и достигать 0.1 [19]. Таким образом, если принять, что вся падающая на массив УНТ энергия электромагнитной волны поглощается ППП в этих нанотрубках, то эффективность преобразования η может составлять $\sim 10^{-3}$; это соответствует предельной теоретической эффективности схем, предполагающих использование эффекта выпрямления [10–13].

Более эффективная (хотя и более сложная технически) схема может быть реализована в условиях двухпучкового возбуждения, когда на массив ОУНТ падают два встречных лазерных пучка под углами θ_1 и θ_2 с различными, но близкими друг к другу частотами ω_1 и ω_2 (см. рис.1,б). В этом случае условие фазового синхронизма запишется как

$$k_1 \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2 = \beta(\Omega). \tag{15}$$

Генерация ППП в нанотрубке при этом происходит на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. Обеспечить выполнение условия (15) можно, например, подбирая необходимое значение угла θ_2 при фиксированном значении угла падения опорного пучка θ_1 . Периодичность массива УНТ в этом случае, в отличие от однопучкового возбуждения, не имеет значения, что позволяет эффективно использовать плотные массивы УНТ.

5. Заключение

В работе показано, что лазерное излучение ближнего ИК диапазона может быть использовано для генерации

ППП в периодическом массиве УНТ в условиях однолучкового облучения, а также для произвольно расположенного (непериодического) массива в условиях двухлучкового облучения. В результате последовательных переотражений бегущей поверхностной волны от торцов плазмонного волновода, формируемого соответствующей нанотрубкой, образуются стоячие волны тока и напряжения. При заданной длине L плазмонного волновода существует дискретный набор частот, для которых выполняется условие образования стоячих волн $\beta(\Omega)L = m\pi$, где m – целое число. Таким образом, рассматриваемый плазмонный волновод благодаря реализуемым геометрическим резонансам может быть использован в качестве антенн, излучающих в ТГц и дальнем ИК диапазонах.

Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае резонансы должны наблюдаться для длин волн, которые в свободном пространстве могут существенно (на порядки) превышать размеры соответствующей антенны, что объясняется сильным замедлением ППП ТГц и дальнего ИК диапазонов. Отметим также, что частота ППП в данной схеме может легко перестраиваться в результате варьирования угла падения лазерного излучения. Такая подстройка необходима с целью выполнения условия геометрического резонанса, что обеспечивает резкое повышение эффективности антенны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проекты № 14.Z50.31.0015, 16.2773.2017/4.6, 3.5698.2017/9.10, 3.3889.2017/4.6), РФФИ (проект № 17-02-01382) и РНФ (проект № 18-12-00457).

- Lee Y.S. *Principles of Terahertz Science and Technology* (New York: Springer, 2009).
- Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. *УФН*, **181**, 867 (2011) [Bratman V.L., Litvak A.G., Suvorov E.V. *Phys. Usp.*, **54**, 837 (2011)].
- Zhang X.-C., Xu J. *Introduction to THz Wave Photonics* (New York: Springer, 2010).
- Tonouchi M. *Nat. Photonics*, **1**, 97 (2007).
- Weide D. *Opt. Photon. News*, **14**, 49 (2003).
- Алешкин В.Я., Антонов А.А., Гапонов С.В., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Спиваков А.Г., Яблонский А.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 905 (2008) [*JETP Lett.*, **88**, 787 (2009)].
- Faist J., Capasso F., Sivco D., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).
- Lewis R.A. *J. Phys. D*, **47**, 374001 (2014).
- Leyman R.R., Gorodetsky A., Bazieva N., Molis G., Krotkus A., Clarke E., Rafailov E.U. *Laser Photon. Rev.*, **10**, 772 (2016).
- Сазонов С.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **78**, 296 (2014).
- Bugay A.N., Sazonov S.V. *Phys. Lett. A*, **374**, 1093 (2010).
- Fülöp J.A., Pálfalvi L., Klingebiel S., Almási G., Krausz F., Karsch S., Hebling J. *Opt. Lett.*, **37**, 557 (2012).
- Nagai M., Matsubara E., Ashida M. *Opt. Express*, **20**, 6509 (2012).
- Sharma S., Vijay A. *Phys. Plasmas*, **25**, 023114 (2018).
- Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O.M., Gusakov A.V. *Phys. Rev. B*, **60**, 17136 (1999).
- Kibis O.V., Parfitt D.G.W., Portnoi M.E. *Phys. Rev. B*, **71**, 035411 (2005).
- Hanson G.W. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, **53**, 3426 (2005).
- Hao J., Hanson G.W. *Phys. Rev. B*, **74**, 035119 (2006).
- Shuba M.V., Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Thomsen C., Lakhtakia A. *Phys. Rev. B*, **79**, 155403 (2009).
- Batrakov K.G., Maksimenko S.A., Kuzhir P.P., Thomsen C. *Phys. Rev. B*, **79**, 125408 (2009).
- Дьячков П.Н., Бочков И.А. *Научно-технические ведомости СПбПУ. Естественные и инженерные науки*, **146**, 85 (2012).
- Садыков Н.Р., Скоркин Н.А. *ЖТФ*, **83**, 1 (2013).
- Булярский С.В., Дудин А.А., Орлов А.П., Павлов А.А., Леонтьев В.Л. *ЖТФ*, **87**, 1624 (2017).
- Chepurinov A.S., Ionidi V.Y., Kirsanov M.A., Kitsyuk E.P., Klenin A.A., Kubankin A.S., Oleinik A.N., Pavlov A.A., Shchagin A.V. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **934**, 012013 (2017).
- Атдаев А., Данилюк А.Л., Лабунов В.А., Прищепа С.Л., Павлов А.А., Басаев А.С., Шаман Ю.П. *Изв. вузов. Сер. Электроника*, **20**, 357 (2015).
- Полохин А.А., Герасименко А.Ю., Дудин А.А., Ичкидидзе Л.П., Кицок Е.П., Орлов А.П., Павлов А.А., Шаман Ю.П. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, **44**, 42 (2017).
- Kadochkin A.S., Moiseev S.G., Dadoenkova Y.S., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25**, 27165 (2017).
- Moradi A. *Photonics and Nanostructures*, **11**, 85 (2013).
- Moradi A. *J. Electromagnetic Analysis & Applications*, **2**, 672 (2010).
- Martin-Moreno L., Garcia de Abajo F.J., Garcia-Vidal F.J. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 173601 (2015).
- Attiya A.M. *Prog. Electromagn. Res.*, **94**, 419 (2009).
- Nakanishi T., Ando T. *J. Phys. Soc. Jap.*, **78**, 114708 (2009).
- Sasaki K., Murakami Sh., Yamamoto H. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 163109 (2016).
- Miano G., Villone F. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, **54**, 2713 (2006).