

ISSN 1561-8323 (Print)
ISSN 2524-2431 (Online)
УДК 537.86:621.373

Поступило в редакцию 27.11.2017
Received 27.11.2017

К. Г. Батраков, С. А. Максименко

Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Республика Беларусь

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА В ГРАФЕНОВЫХ СИСТЕМАХ

(Представлено членом-корреспондентом Ф. Ф. Комаровым)

Аннотация. Теоретически рассматривается механизм стимулированной эмиссии электромагнитного излучения электронным пучком, взаимодействующим с графеном и металлическими углеродными нанотрубками. Базовые физические свойства таких углеродных наноструктур: сильное замедление поверхностных электромагнитных волн, anomalously большая длина свободного пробега и экстремально большая достижимая плотность тока электронов, позволяют предложить их в качестве кандидатов для разработки наноразмерных излучателей черенковского типа, подобных лампе бегущей волны и лазеру на свободных электронах. При использовании внешнего электронного пучка в графен/полимерных слоистых структурах возможна макроскопическая генерация, причем частота генерации может перестраиваться путем допирования графена или изменением числа слоев в структуре и расстояния между слоями.

Ключевые слова: графен, углеродные нанотрубки, черенковское излучение, стимулированное излучение, терагерцовый диапазон частот

Для цитирования: Батраков, К. Г. Стимулированное излучение черенковского типа в графеновых системах / К. Г. Батраков, С. А. Максименко // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2018. – Т. 62, № 1. – С. 33–40.

Konstantin G. Batrakov, Sergey A. Maksimenko

Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

CHERENKOV-TYPE STIMULATED EMISSION IN GRAPHENE-BASED SYSTEMS

(Communicated by Corresponding Member Fadey F. Komarov)

Abstract. A mechanism of stimulated emission of electromagnetic radiation by an electron beam in metal carbon nanotubes and graphene is theoretically considered. Three basic properties of graphene and carbon nanotubes: strong slowing down of surface electromagnetic waves, anomalously large electron free path length, and extremely high electron current density to be reached in the structures considered allow us to propose them as candidates for the development of Cherenkov-type nanoscale emitters analogous to a traveling-wave tube and a free electron-based laser. In graphene/polymer multi-layered structures exposed to an external electron beam, the generation is possible on a macroscopic scale, and the generation frequency tuning is proposed by varying the graphene doping, the number of graphene sheets, a distance between sheets, etc.

Keywords: graphene, carbon nanotubes, Cherenkov radiation, stimulated emission, terahertz frequency range

For citation: Batrakov K. G., Maksimenko S. A. Cherenkov-type stimulated emission in graphene-based systems. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2018, vol. 62, no. 1, pp. 33–40 (in Russian).

Введение. Современный этап развития электромагнетизма связан с постановкой и прогрессом в решении следующих научно-технологических задач:

миниатюризация элементов электрических цепей и межэлементных расстояний в интегральных схемах (ИС) до величин 5–10 нм, позволяющая достичь плотности упаковки в десятки миллиардов элементов на ИС;

активное освоение терагерцового диапазона частот (300 ГГц – 3 ТГц) в целях повышения пропускной способности и скорости беспроводной связи, создания систем безопасности для аэропортов и других мест массового посещения, развития спектроскопических методов исследования сложных биологических молекул.

В силу уникальных физических свойств наноразмерные формы углерода (графен, углеродные нанотрубки (УНТ) и др.) с момента их открытия рассматриваются в качестве базовых для реше-

ния обеих поставленных задач, т. е. и как основа для создания элементной базы наноэлектроники (наноразмерные диоды, транзисторы, фильтры, антенны, усилители и генераторы электромагнитных сигналов и т. д.) и как основа для разработки макроскопических устройств и функциональных материалов контроля электромагнитных полей верхнего терагерцового и терагерцового диапазонов частот.

В частности, в качестве среды для генерации терагерцового излучения на наноуровне предлагаются углеродные нанотрубки и графен, возбуждение которых осуществляется путем оптической накачки [1]. Принцип работы системы стандартен: оптические фотоны переводят электроны из валентной зоны в зону проводимости, затем возбуждение снимается путем перехода возбужденных электронов на более низкие уровни зоны проводимости с излучением терагерцовых фотонов. Впервые генерация терагерцовых плазмонов таким способом наблюдалась экспериментально в графене [2]. Выбранный подход, однако, представляется не слишком удачным для использования в наноразмерных электрических цепях, так как минимальная площадь засветки существенно превосходит размеры элемента и, таким образом, в зону облучения попадает множество других элементов. Нами предложены альтернативные варианты создания генератора (усилителя) на основе углеродных нанотрубок и графена, которые обсуждаются в данной работе.

Возможность создания источника света на основе углеродной нанотрубки. В макроскопической электронике известны генераторы электромагнитного излучения, работающие на основе излучательной неустойчивости направленных электронных потоков, такие как лампа бегущей волны (ЛБВ), лампа обратной волны (ЛОВ), лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Для функционирования указанных приборов необходимо поддержание высокого вакуума для проводки электронных пучков. В противном случае рассеяние электронов нарушает когерентность излучения и приводит к деградации элементов системы. Для создания электронного пучка в таких приборах используются, например, вакуумные диоды. Плотность тока диодов ограничена влиянием пространственного заряда и относительно невысока ($<10\text{--}100\text{ А/см}^2$). Поэтому для генерации стимулированного излучения требуется довольно протяженная область взаимодействия (от 10 см до нескольких метров, в зависимости от параметров электронного пучка и генерируемой частоты). Одним из фундаментальных свойств УНТ является установленная экспериментально [3] баллистическая электронная проводимость со свободным пробегом, составляющим несколько десятков микрон, что на порядки превышает величину пробега $\sim 10\text{ нм}$ в обычных твердых телах. Аномально большой пробег является следствием того, что квазичастица (электрон) в графене описывается эффективным безмассовым уравнением Дирака и вытекающим из этого «парадоксом» Клейна – прохождением электроном без потерь потенциального барьера [4].

Еще одним базовым принципом работы приборов типа ЛОВ и ЛБВ является синхронизация электронного пучка и электромагнитной волны для эффективной передачи кинетической энергии пучка волне. Обычно это достигается путем замедления волны в гофрированной электродинамической структуре. Существенное, в 50–100 раз, уменьшение фазовой скорости поверхностной волны в УНТ по сравнению со скоростью света [5; 6] позволяет добиться условия черенковского синхронизма движения нерелятивистского пучка π -электронов и индуцированной электромагнитной волны. Таким образом, баллистичность движения электронов в УНТ и сильные замедляющие свойства нанотрубок, наряду с высокой достижимой плотностью тока, вплоть до 10^{10} А/см^2 [7], позволяют реализовать источник стимулированного излучения, основанный на модуляции электронного потока в поле генерируемой им волны. Генерация при таких плотностях тока может развиваться при длинах в несколько десятков микрон. Детальная теория генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона построена нами в [8–10]. В качестве электронного пучка в этом случае выступает собственный ток π -электронов. Направленный поток электронов может быть получен путем приложения напряжения к определенной части одностенной или к разным стенкам двустенной УНТ. Не останавливаясь на деталях, на рис. 1 приводим результаты теоретических расчетов для инкремента неустойчивости УНТ для трех различных значений тока.

Таким образом, три фундаментальных свойства УНТ (сильное замедление поверхностной волны, баллистичность движения носителей заряда и экстремально высокая достижимая плот-

ность тока) позволяют нам предложить УНТ в качестве возможной реализации наноразмерного источника (усилителя) электромагнитного излучения терагерцового и оптического диапазонов частот. Такое устройство является перспективным для использования в качестве активного элемента наноразмерных интегральных схем нового поколения. Как следует из приведенного графика, граничные условия реализации усиления (положительные значения временного инкремента) достижимы на современном технологическом уровне. Дальнейшее развитие данного подхода может быть связано с использованием многостенных нанотрубок, в которых возможно существование электромагнитных мод с фазовой скоростью, существенно меньшей, чем в одностенных УНТ. Этот вопрос подробно обсуждается в следующем разделе, посвященном генерации в графен/полимерных многослойных структурах.

Поверхностные волны в многослойных структурах графена. В данном и следующем разделах работы мы исследуем применение макроскопических графеновых структур с внешним пучком электронов для создания источников (усилителей) электромагнитного излучения с электрически перестраиваемой частотой генерации. Такая возможность обусловлена хорошо разработанными методами перестройки электродинамических параметров графена и нанотрубок, например, плавного изменения проводимости путем электростатического допирования [11]. Изменение проводимости, в свою очередь, приводит к изменению условий синхронизма «электромагнитная волна + электрон» и, значит, к плавному изменению частоты генерации. Важно также отметить, что современные технологии допускают создание графеновых листов с линейными размерами в несколько сантиметров и формирование с их помощью графеновых структур с изменяемыми свойствами, идеально подходящими для различных применений, требующих плавной перестройки. В частности, одним из таких применений является создание перестраиваемых по частоте усилителей и генераторов терагерцового диапазона на основе слоистых структур, состоящих из чередующихся слоев графена и полиметилметакрилата (ПММА) [12] (рис. 2).

Для эффективного обмена энергией в системе электрон–электромагнитная волна при черенковском механизме необходимо существование продольной (вдоль направления движения электрона оси Ox) компоненты электрического поля. Поэтому нас будет интересовать волна ТМ поляризации, поддерживаемая такой структурой. Выбирая направление оси Oy вдоль направления магнитного поля, можно представить его в следующем кусочно-непрерывном виде:

$$H_y^{(i)} = e^{iqx} (c_1^{(i)} \exp[ik_z^{(i)} z] + c_2^{(i)} \exp[-ik_z^{(i)} z]),$$

где индекс « i » нумерует соответствующую область между графеновыми слоями; q – компонента волнового вектора вдоль направления распространения поверхностной волны; $k_z = \sqrt{\omega^2 - q^2 c^2}$, $c_1^{(i)}$ – коэффициенты, которые

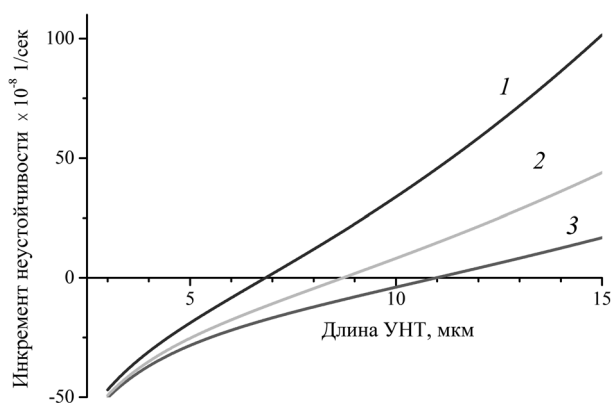


Рис. 1. Зависимость временного инкремента неустойчивости УНТ от ее длины при трех различных значениях плотности тока возбуждения; $j = 10 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (1); $j = 7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (2); $j = 5 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (3)

Fig. 1. Time increment instability of a carbon nanotube as a function of its length at three values of excitation current density; $j = 10 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (1); $j = 7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (2); $j = 5 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ (3)

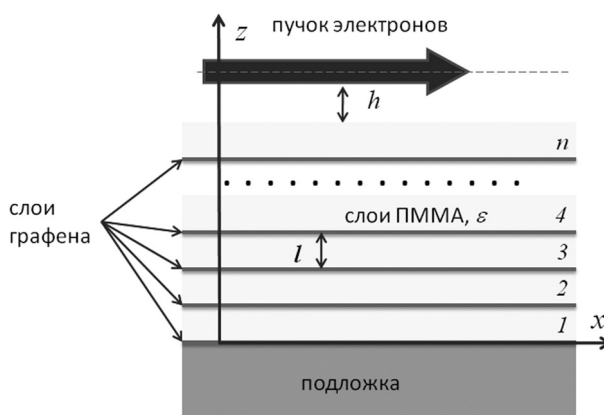


Рис. 2. Принципиальная схема генератора квази-черенковского излучения на основе слоистой структуры графен/ПММА

Fig. 2. Block diagram of the quasi-Cherenkov radiation generator based on a laminated graphene/polymethylmetacrylate structure

определяются из условий шивки на границах; ω – частота волны. В нашем случае необходимо задать граничные условия на всех графеновых слоях. Этими условиями являются равенство тангенциальных компонент электрических полей с обеих сторон от графенового слоя и скачок тангенциальной компоненты магнитного поля при переходе через такой слой. Этот скачок пропорционален возбуждаемому в слое поверхностному току:

$$E_t(z_i + 0) = E_t(z_i - 0),$$

$$H(z_i + 0) - H(z_i - 0) = \frac{4\pi}{c} [j_t(z_i) \times \mathbf{n}].$$

Здесь \mathbf{n} – единичный вектор нормали к слою, а поверхностный ток задается законом Ома $j_t = \sigma E_t$, в котором поверхностная проводимость графена σ определяется внутризонными и межзонными переходами. В терагерцовом и более длинноволновом диапазонах при типичных значениях химического потенциала графена $\mu \sim 0,1$ эВ определяющий вклад в проводимость вносят внутризонные переходы, и таким образом сама проводимость описывается законом Друде:

$$\sigma = 4T \frac{\alpha}{\pi \hbar} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu}{2T} \right) \right] \frac{ic}{\omega + i\Gamma},$$

где T – температура в энергетических единицах; c – скорость света; α – постоянная тонкой структуры; Γ – ширина линии, определяемая процессами столкновения электронов в графене. В случае системы из одного графенового слоя граничные условия приобретают вид

$$c_1 + c_2 = 0, \quad c_2(1 + \xi) - c_1 = 0,$$

где $\xi = (4\pi k_z / \omega) \sigma$. Равенство нулю детерминанту этой линейной системы приводит к дисперсионному уравнению, описывающему связь частоты с волновым вектором,

$$\frac{4\alpha\mu}{\hbar\omega} T \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu}{2T} \right) \right] \frac{\sqrt{q^2 c^2 - \omega^2}}{\omega + i\Gamma} = 1.$$

Рис. 3 демонстрирует зависимость черенковской частоты генерации для электронного пучка с энергией 4, 10 и 60 кэВ. В каждом из случаев кривые приведены для абсолютного нуля темпе-

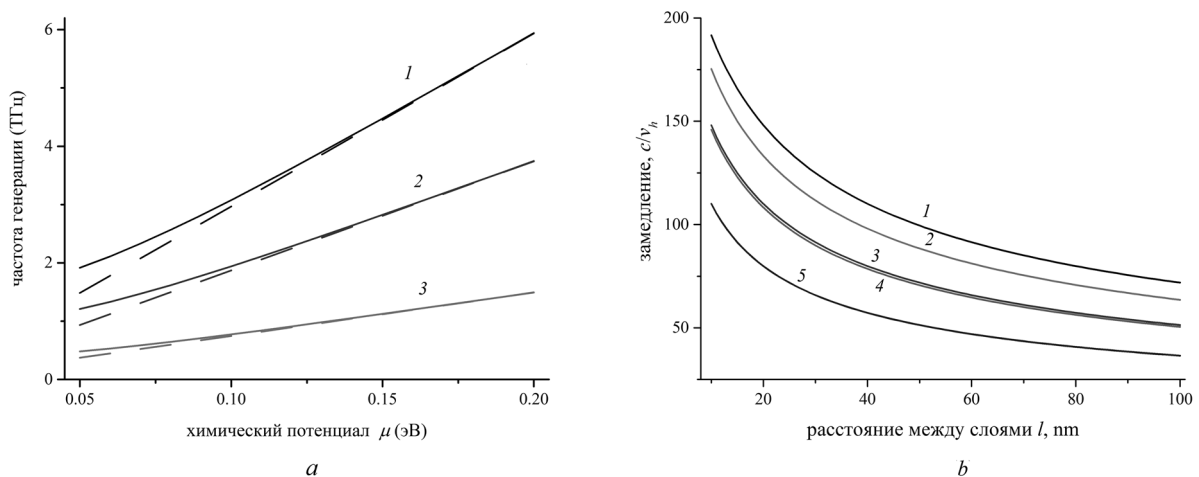


Рис. 3. *a* – Зависимость частоты генерации от химического потенциала графена при различных значениях энергии пучка: 4 кэВ (1), 10 кэВ (2) и 60 кэВ (3) и температуры. Сплошные линии соответствуют температуре 400 К, а штриховые получены для значений $T = 0$; *b* – Зависимость замедления волны от расстояния между слоями графена: $\mu = 0,05$ эВ (1, 2), $\mu = 0,1$ эВ (3, 4) и $\mu = 0,2$ эВ (5); Линии 1 и 3 получены при $T = 0$, а линии 2 и 4 при $T = 400$ К. В случае 5 кривые для разных температур совпадают

Fig. 3. *a* – Generation frequency as a function of chemical graphene potential at different values of beam energy: 4 keV (1), 10 keV (2) and 60 keV (3) and temperature. Solid lines correspond to a temperature of 400 K and the dotted lines stand for the values of $T = 0$; *b* – wave slowing down as a function of distance between graphene layers: $\mu = 0.05$ eV (1, 2), $\mu = 0.1$ eV (3, 4) and $\mu = 0.2$ eV (5); Lines 1 and 3 are obtained at $T = 0$ and lines 2 and 4 – at $T = 400$ K. In case 5, the curves for different temperatures coincide

ратуры и для $T = 400$ К. Более высокие температуры нежелательны, так как возможно расплавление ПММА. Как следует из рис. 3, высокая температура заметно влияет только при достаточно низком значении химического потенциала (0,05 эВ). При $\mu \geq 0,1$ эВ, что является типичным, если не принимать дополнительных мер, для CVD графена, влияние температуры мало. В настоящее время существуют хорошо разработанные методы плавного изменения химического потенциала, например, путем электростатического допирования графена электродом [13]. Таким образом, по-прежнему является одна из возможностей плавной перестройки частоты излучения.

При черенковской генерации на нерелятивистских пучках и особенно на собственных π -электронах графена необходимо сильное замедление волны, соответствующее скорости нерелятивистского электрона. Слоистая графеновая структура представляет прекрасную возможность для сильного замедления. Продемонстрируем этот эффект на примере двух слоев графена, расположенных друг от друга на расстоянии достаточно малом по сравнению с длиной волны, но большем радиуса туннелирования электронов, так что электронные уровни в отдельных слоях графена формируются независимо друг от друга. Поле ТМ волны в этом случае запишется в виде выражения

$$H_y = e^{iqx} \begin{cases} a \exp(-ik_z z), & z < 0, \\ c_1 \exp(ik_z z) + c_2 \exp(-ik_z z), & 0 < z < l, \\ d \exp[ik_z(z-l)], & z > l, \end{cases} \quad (1)$$

где l – расстояние между слоями. Из системы граничных условий, которая в данном случае состоит из четырех уравнений, легко получается дисперсионное уравнение, определяющее собственные поверхностные волны, поддерживаемые двухслойной структурой:

$$2 + \xi \left(1 \pm \exp \left[-l \sqrt{q^2 - (\omega/c)^2} \right] \right) = 0. \quad (2)$$

Знаку «+» в этом выражении отвечает симметричная мода. В условиях, когда область локализации поверхностной волны значительно превышает расстояние между слоями графена, колебания электронов, индуцированные этой волной в слоях графена, происходят синфазно. Для такой волны оба слоя графена «воспринимаются» как один, эффективный поверхностный ток всей системы равен сумме поверхностных токов, возбуждаемых в каждом слое. Как результат, воздействие такой системы на параметры волны происходит таким образом, что можно ввести эффективный химический потенциал, который в случае $\mu \sim T$ равен сумме химических потенциалов слоев. Свойства волны в этом случае будут описываться так же, как для одного слоя графена с эффективным химическим потенциалом. Таким образом, поскольку частота генерации зависит от химического потенциала (рис. 3, *a*), ее перестройка возможна как изменением химического потенциала путем электростатического или химического допирования, так и числа слоев в структуре графен/полимер. Существование симметричных мод в графеновых слоистых структурах подтверждено в экспериментальных работах, исследующих прохождение и поглощение падающего микроволнового и терагерцового излучения в графене [12; 14].

Другой тип волны отвечает знаку «-» в (2). В этом случае возбуждаемые в разных слоях плазмонные колебания электронной системы происходят в противофазе. Этой асимметричной моде отвечает высокая степень локализации поверхностной волны, чему сопутствует ее большее замедление. Причем параметры этой моды весьма чувствительны к расстоянию между графеновыми слоями. Зависимости замедления волны от расстояния l при двух значениях температур приведены на рис. 3, *b*. Из графиков следует, что черенковский синхронизм на этой моде может быть реализован для нерелятивистских электронов, даже на собственных электронах графена. Для подтверждения существования асимметричных мод в экспериментах на прохождение/поглощение падающей волны необходимо использовать, например, дифракционную решетку, переводящую часть падающей объемной волны в поверхностную локализованную волну в месте расположения графена.

Генерация в графене на внешнем электронном пучке. Рассмотрим электронный пучок, распространяющийся над слоем графена или над графеновой многослойной системой. По аналогии с (1) выпишем магнитную компоненту ТМ волны в рассматриваемой системе:

$$H_y = e^{iqx} \begin{cases} a_1 \exp(-ik_z z), & z < 0, \\ c_1 \exp(ik_z z) + c_2 \exp(-ik_z z), & 0 < z < l, \\ d_1 \exp[ik_z(z-l)] + d_2 \exp[-ik_z(z-l)], & l < z < h, \\ f_1 \exp(ik_{bz} z) + f_2 \exp(-ik_{bz} z), & h < z < h + \delta, \\ a_2 \exp(ik_z z), & z > h + \delta. \end{cases} \quad (3)$$

По сравнению с рассмотренными случаями в кусочно-непрерывную область добавляется область, заполненная электронным пучком: $h < z < h + \delta$. Дисперсия волны в этой области описывается уравнением [15]

$$k_{bz}^2 c^2 - \omega^2 = \frac{\omega_L^2}{\Delta^2 \gamma^2} (q^2 c^2 - \omega^2),$$

в котором $\Delta = \omega - qu$ – отстройка от черенковского синхронизма; γ – лоренц-фактор (для нерелятивистского пучка он практически равен единице). В результате требования удовлетворения граничных условий для полей на всех границах, указанных в (3), получается следующее дисперсионное уравнение, описывающее систему «электронный пучок + графен»:

$$I_b = - \frac{(2 + \xi)^2 - \xi^2 \exp\{-2l\sqrt{q^2 - (\omega/c)^2}\}}{\xi \left[2 + \xi + (2 - \xi) \exp\{2l\sqrt{q^2 - (\omega/c)^2}\} \right]}.$$

В этом уравнении

$$I_b = \exp(2ik_z h) \frac{(k_{bz}^2 - k_z^2)^2 \{\exp(ik_{bz} \delta) - \exp(-ik_{bz} \delta)\}}{(k_{bz} - k_z)^2 \exp(ik_{bz} \delta) - (k_{bz} + k_z)^2 \exp(-ik_{bz} \delta)}.$$

На рис. 4 приведены результаты численных расчетов пространственных инкрементов излучательной неустойчивости для некоторых вариантов с разным количеством слоев и химического потенциала для разных энергий пучка. Главный вывод, следующий из кривых, приведенных на этом рисунке, заключается в том,

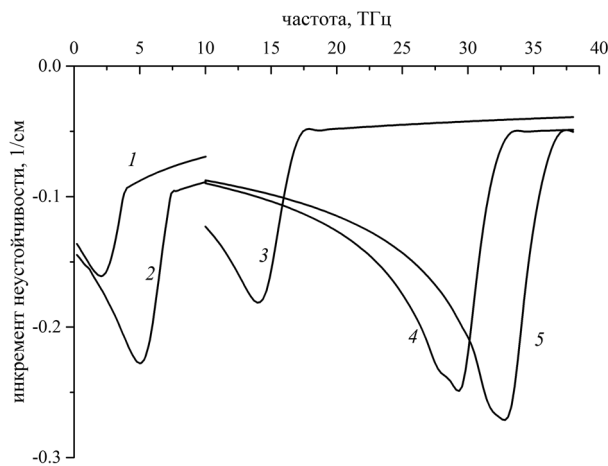


Рис. 4. Частотная зависимость пространственного инкремента неустойчивости $\text{Im}(q)$ для одного (кривые 1, 2), четырех (3), восьми (4) и девяти (5) слоев графена. Энергия пучка $E = 4$ КэВ и химический потенциал $\mu = 0,1$ эВ для кривых 1, 2; $E = 10$ КэВ и $\mu = 0,2$ эВ для кривых 3–5. Для всех случаев ширина линии $\Gamma = 10$ ТГц

Fig. 4. Frequency dependence of the space increment of instability $\text{Im}(q)$ for one (curves 1, 2), four (3), eight (4) and nine (5) layers of graphene. The beam energy $E = 4$ keV and chemical potential $\mu = 0.1$ eV for curves 1, 2; $E = 10$ keV and $\mu = 0.2$ eV for curves 3–5. For all the cases, the line width $\Gamma = 10$ THz

что неустойчивость будет развиваться при длине взаимодействия «волна–электронный пучок» порядка и больше нескольких сантиметров ($\max |\text{Im } k_z| \sim 0,3$ 1/см), что технологически является вполне достижимым. Более того, для этих целей не требуется монокристаллический графен, достаточно использовать планарную мозаичную структуру, состоящую из разориентированных монокристаллических областей графена меньшего размера.

Заключение. Представленные в настоящей работе результаты формируют физический базис создания наноразмерных источников терагерцового излучения на основе углеродных нанотрубок и графена. Источником электронов являются собственные π -электроны наноструктуры, обладающие аномально большой длиной свободного пробега, достаточной для развития генерации при условии сильного замедления поверхностной электромагнитной волны. Эти же свойства могут быть использованы для создания макроскопического источника (усилителя) терагерцового излучения с внешним пуч-

ком электронов. Аномально сильное, в сотни раз, замедление асимметричной моды поверхностной волны в наноразмерных формах углерода позволяет достичь в многослойных углерод/полимерных структурах длины генерации в несколько сантиметров, что вполне соответствует сегодняшнему уровню технологии синтеза графена. Отметим возможность плавной и дискретной перестройки частоты генерации путем электростатического допирования графена, изменения количества слоев и/или расстояния между слоями, а также регулированием температуры. Рассмотренная возможность генерации на графене, а также плавной и дискретной перестройки частоты генерации делает многослойные графен/полимерные структуры перспективными с точки зрения реализации терагерцового источника.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке проектов БРФФИ (Ф17Арм-025) и U.S. Air Force through CRDF Global Agreement grant (AF20-15-61804-1).

Acknowledgments. The work was sponsored by the Projects of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (Ф17Арм-025) and the U.S. Air Force through CRDF Global Agreement grant (AF20-15-61804-1).

Список использованных источников

1. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides / V. Ryzhii [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 107, N 5. – P. 054505 (1–6). doi.org/10.1063/1.3327212
2. The gain enhancement effect of surface plasmon polaritons on terahertz stimulated emission in optically pumped monolayer graphene / T. Watanabe [et al.] // *New J. Physics.* – 2013. – Vol. 15, N 7. – P. 075003 (1–11). doi.org/10.1088/1367-2630/15/7/075003
3. Multiwalled carbon nanotubes are ballistic conductors at room temperature / C. Berger [et al.] // *Appl. Phys. A.* – 2002. – Vol. 74, N 3. – P. 363–365. doi.org/10.1007/s003390201279
4. Katsnelson, M. I. Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene / M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, A. K. Geim // *Nature Phys.* – 2006. – Vol. 2, N 9. – P. 620–625. doi.org/10.1038/nphys384
5. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions and surface wave propagation / G. Y. Slepyan [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 60, N 24. – P. 17136–17149. doi.org/10.1103/physrevb.60.17136
6. Experimental evidence of localized plasmon resonance in composite materials containing single-wall carbon nanotubes / M. V. Shuba [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85, N 16. – P. 165435 (1–6). doi.org/10.1103/physrevb.85.165435
7. Yao, Z. High-Field Electrical Transport in Single-Wall Carbon Nanotubes / Z. Yao, C. L. Kane, C. Dekker // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84, N 13. – P. 2941–2944. doi.org/10.1103/physrevlett.84.2941
8. Batrakov, K. G. Toward the nano-FEL: Undulator and Cherenkov mechanisms of light emission in carbon nanotubes / K. G. Batrakov, P. P. Kuzhir, S. A. Maksimenko // *Physica E.* – 2008. – Vol. 40, N 5. – P. 1065–1068. doi.org/10.1016/j.physe.2007.08.003
9. Carbon nanotube as a Cherenkov-type light emitter and free electron laser / K. G. Batrakov [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 79, N 12. – P. 125408 (1–12). doi.org/10.1103/physrevb.79.125408
10. Batrakov, K. G. Cherenkov synchronism: non-relativistic electron beam in multi-walled nanotube and multi-layer graphene / K. G. Batrakov, P. P. Kuzhir, S. A. Maksimenko // *Physica B.* – 2010. – Vol. 405, N 14. – P. 3050–3053. doi.org/10.1016/j.physb.2010.01.047
11. Electric field effect in atomically thin carbon films / K. Novoselov [et al.] // *Science.* – 2004. – Vol. 306, N 5696. – P. 666–669. doi.org/10.1126/science.1102896
12. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption / K. Batrakov [et al.] // *Scientific Reports.* – 2014. – Vol. 4, N 1. – P. 7191 (1–5). doi.org/10.1038/srep07191
13. Graphene Doping: A Review / B. Guo [et al.] // *Insciences J.* – 2011. – Vol. 1, N 2. – P. 80–89. doi.org/10.5640/insc.010280
14. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in graphene / K. Batrakov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – Vol. 108, N 12. – P. 123101 (1–4). doi.org/10.1063/1.4944531
15. Кузелев, М. В. Вынужденное излучение сильноточных релятивистских электронных пучков / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе // *УФН.* – 1987. – Т. 152. – С. 285–316.

References

1. Ryzhii V., Dubinov A., Otsuji T., Mitin V., Shur M. S. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides. *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 107, no. 5, art. 054505 (1–6). doi.org/10.1063/1.3327212
2. Watanabe T., Fukushima T., Yabe Y., Tombet S. A. B., Satou A., Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Ryzhii V., Otsuji T. The gain enhancement effect of surface plasmon polaritons on terahertz stimulated emission in optically pumped monolayer graphene. *New Journal of Physics*, 2013, vol. 15, no. 7, art. 075003 (1–11). doi: 10.1088/1367-2630/15/7/075003
3. Berger C., Yi Y., Wang Z. L., de Heer W. A., Multiwalled carbon nanotubes are ballistic conductors at room temperature. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2002, vol. 74, no. 3, pp. 363–365. doi.org/10.1007/s003390201279

4. Katsnelson M. I., Novoselov K. S., Geim A. K. Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene. *Nature Physics*, 2006, vol. 2, no. 9, pp. 620–625. doi.org/10.1038/nphys384
5. Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A. V. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions and surface wave propagation. *Physical Review B*, 1999, vol. 60, no. 24, pp. 17136–17149. doi.org/10.1103/physrevb.60.17136
6. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Plyushch A. O., Kuzhir P. P., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Ksenevich V. K., Buka P., Seliuta D., Kasalynas I., Macutkevicius J., Valusis G., Thomsen C., Lakhtakia A. Experimental evidence of localized plasmon resonance in composite materials containing single-wall carbon nanotubes. *Physical Review B*, 2012, vol. 85, no. 16, art. 165435 (1–6). doi.org/10.1103/physrevb.85.165435
7. Yao Z., Kane C. L., Dekker C. High-field electrical transport in single-wall carbon nanotubes. *Physical Review Letters*, 2000, vol. 84, no. 13, pp. 2941–2944. doi.org/10.1103/physrevlett.84.2941
8. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S. Toward the nano-FEL: Undulator and Cherenkov mechanisms of light emission in carbon nanotubes. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2008, vol. 40, no. 5, pp. 1065–1068. doi.org/10.1016/j.physe.2007.08.003
9. Batrakov K. G., Maksimenko S. A., Kuzhir P. P., Thomsen C. Carbon nanotube as a Cherenkov-type light emitter and free electron laser. *Physical Review B*, 2009, vol. 79, no. 12, pp. 125408 (1–12). doi.org/10.1103/physrevb.79.125408
10. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Cherenkov synchronism: non-relativistic electron beam in multi-walled nanotube and multi-layer graphene. *Physica B: Condensed Matter*, 2010, vol. 405, no. 14, pp. 3050–3053. doi.org/10.1016/j.physb.2010.01.047
11. Novoselov K., Geim A., Morozov S., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S., Grigorieva I., Firsov A. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, 2004, vol. 306, no. 5696, pp. 666–669. doi.org/10.1126/science.1102896
12. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Paddubskaya A., Voronovich S., Lambin Ph., Kaplas T., Svirko Yu. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption. *Scientific Reports*, 2014, vol. 4, no. 1, art. 7191 (1–5). doi.org/10.1038/srep07191
13. Guo B., Fang L., Zhang B., Gong J. R. Graphene Doping: A Review. *Insciences Journal*, 2011, vol. 1, no. 2, pp. 80–89. doi.org/10.5640/insc.010280
14. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Volynets N., Voronovich S., Paddubskaya A., Valusis G., Kaplas T., Svirko Yu., Lambin Ph. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in graphene. *Applied Physics Letters*, 2016, vol. 108, no. 12, art. 123101 (1–4). doi.org/10.1063/1.4944531
15. Kuzelev M. V., Rukhadze A. A. Stimulated radiation from high-current relativistic electron beams. *Soviet Physics Uspekhi*, 1987, vol. 30, no. 6, pp. 507–524. doi.org/10.1070/pu1987v030n06abeh002853

Информация об авторах

Батраков Константин Германович – канд. физ.-мат. наук, доцент. Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета (ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: kgbatrakov@gmail.com.

Максименко Сергей Афанасьевич – д-р физ.-мат. наук, профессор, директор. Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета (ул. Бобруйская, 11, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: sergey.maksimenko@gmail.com.

Information about the authors

Batrakov Konstantin Germanovich – Ph. D. (Physics and Mathematics), Assistant Professor. Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University (11, Bobruiskaya Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: kgbatrakov@gmail.com.

Maksimenko Sergey Afanasievich – D. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Director. Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University (11, Bobruiskaya Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: sergey.maksimenko@gmail.com.