

УДК 621.371.334:537.874.6

doi: 10.21685/2072-3040-2023-4-10

Реконфигурируемые нелинейные устройства фотоники на основе наноструктурированного графена (обзор)

Г. С. Макеева

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

radiotech@pnzgu.ru

Аннотация. Актуальность темы работы обусловлена необходимостью освоения терагерцового (ТГц) диапазона для увеличения объемов передаваемой информации и диктуется потребностями развивающейся техники ТГц-частот в разработке электронно-управляемых ТГц-устройств и антенн на основе новых типов материалов – графена, графеновых метаматериалов и метаповерхностей. Цель данной статьи – представить физические основы, электродинамические модели и принципы функционирования нелинейных плазмонных устройств ТГц-диапазона на основе наноструктурированного графена, их конструкции и характеристики, основываясь на новейших достижениях отечественной и зарубежной фотоники.

Ключевые слова: терагерцовый диапазон, графен, электродинамическая модель, плазмонные устройства

Для цитирования: Макеева Г. С. Реконфигурируемые нелинейные устройства фотоники на основе наноструктурированного графена (обзор) // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2023. № 4. С. 115–136. doi: 10.21685/2072-3040-2023-4-10

Reconfigurable nonlinear photonic devices based on nanostructured graphene (review)

G.S. Makeeva

Penza State University, Penza, Russia

radiotech@pnzgu.ru

Abstract. The relevance of the study is due to the need to mastering the terahertz (THz) range to increase the volume of transmitted information and is dictated by the needs of the developing technology of THz frequencies in the development of electronically controlled THz devices and antennas based on new types of materials such as a graphene, graphene metamaterials and metasurfaces. The purpose of this work is to present the physical foundations, electrodynamic models and principles of operation of nonlinear THz plasmonic nanostructured graphene based devices on nanostructured graphene, their design and characteristics, based on the latest achievements of Russian and foreign photonics.

Keywords: terahertz range, graphene, electrodynamic model, plasmon devices

For citation: Makeeva G.S. Reconfigurable nonlinear photonic devices based on nanostructured graphene (review). *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* = *University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2023;(4):115–136. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2023-4-10

Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон занимает область частот от 100 ГГц до 10 ТГц и относится к диапазону электромагнитного спектра, лежащему между диапазоном миллиметровых волн и инфракрасным (ИК) диапазоном. Прорыв в область ТГц-частот осуществлялось с двух направлений: со стороны миллиметровых волн и со стороны ИК-диапазона. В ходе освоения в методологию исследований ТГц-диапазона привносились методические подходы и технические решения, свойственные как технике сверхвысоких частот (СВЧ), так и оптике.

Распространение мобильных устройств, беспроводной передачи данных, форматов видеоданных сверхвысокого разрешения требует увеличения объемов передаваемой информации. Для этого необходимо создание высокоскоростных беспроводных сетей с повышенной пропускной способностью. Наиболее многообещающим подходом для решения этой задачи являются беспроводные ТГц-системы связи на основе технологий фотоники [1].

Освоение ТГц-диапазона является одной из основных тенденций развития современной радиоэлектроники и первоочередной задачей, поскольку в настоящее время возрастает необходимость как увеличения передаваемой информации в системах связи, так и выделения новых диапазонов для каналов связи (мобильная связь, Интернет).

Широкое применение имеют ТГц- и дальний ИК-диапазоны в неразрушающей интроскопии, спектроскопии, беспроводной связи, зондировании, сенсорах, контроле качества и технологиях безопасности [2, 3]; ТГц-диапазон становится все более многообещающим и может быть использован для высокоскоростных сетей беспроводной связи будущего [2].

Чрезвычайные требования к высокой пропускной способности и скорости передачи данных будущей беспроводной связи, такой как 6G и выше, больше не могут быть удовлетворены с помощью существующих технологий, которые в основном базируются на природных трехмерных (3D) материалах [4, 5].

В последнее время реализация ТГц-устройств ускорила за счет появления двумерных (2D) материалов, таких как графен, которые потенциально могут решить некоторые проблемы, связанные с разработкой эффективного управления передачей и детектированием ТГц-волн [4, 5].

Графен представляет собой плоский одноатомный слой атомов углерода, связанных в гексагональную структуру, чьи уникальные оптические и электронные свойства, помимо прочности и устойчивости к воздействию окружающей среды, открыли новые горизонты для фундаментальной физики вместе с технологическими инновациями в электронной, оптической и энергетической областях [6].

Использование графена для электромагнитных пассивных и активных устройств и антенн приносит значительные преимущества, такие как чрезвычайная миниатюризация, монолитная интеграция с графеновой радиочастотной наноэлектроникой, эффективная динамическая перестройка, а также прозрачность и механическая гибкость.

Материалы на основе графена проявляют интересные свойства в различных областях применения и широком диапазоне рабочих частот, охватывающих радиочастотный спектр, микроволновый и оптический диапазоны.

Сочетание уникальных оптических и электронных свойств, а также гибкости, прочности и устойчивости к воздействию окружающей среды делает графен чрезвычайно перспективным материалом для будущих фотонных и оптоэлектронных устройств.

Недавний прогресс в изготовлении и структурировании графена ставит задачи и предоставляет большие возможности для реконфигурируемых ТГц- и ИК-метаматериалов и интегральных плазмонных устройств с потенциальными приложениями, в том числе для ТГц-фильтров и поляризаторов [7–11].

Использование микро- и наноструктурированного графена чрезвычайно перспективно для преодоления ограничений существующих технологий с точки зрения повышения рабочих частот, сложности электрического смещения благодаря известному эффекту электрического поля в графене, а также интеграции и миниатюризации [8].

Высоколегированный графен недавно стал перспективной платформой для плазмоники благодаря своим уникальным оптоэлектронным свойствам, которые приводят к возбуждению относительно долгоживущих, сильно локализованных поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и активно перестраиваемых резонансам ППП, проявляющимся в ТГц- и ИК-диапазонах частот [12]. Интригующие и необычные физические свойства графена открывают значительный потенциал для передовых технологических приложений, связанных с фотоникой, особенно в области нелинейной оптики на глубоком субволновом уровне [13].

Сочетание сильной локализации поля и его увеличения, создаваемого графеновыми ППП, сильного нелинейного отклика в этом атомарно тонком материале, необычайной чувствительности к внешним электрическому и магнитному полям и низкой теплоемкости позволяет использовать графен в важных областях нанофотоники и, в частности, в достижении нелинейных эффектов на наноуровне [12, 14, 15].

Кроме того, электростатическое смещение в многослойном графене увеличивается по сравнению с однослойным за счет перераспределения носителей заряда по разным слоям, что расширяет спектральный диапазон перестройки плазмонных структур [16]. Улучшенная перестраиваемость многослойных метаповерхностей из графеновых нанолент внешним электрическим полем может обеспечить платформу для создания множества будущих плазмонных ТГц-устройств с высокими оптическими характеристиками и широкими возможностями перестройки [15].

Графен становится жизнеспособной альтернативой традиционным оптоэлектронным, плазмонным и нанофотонным материалам. Он обладает решающими преимуществами, такими как независимое от длины волны поглощение, возможность перестройки с помощью электростатического легирования, высокая концентрация носителей заряда, низкие коэффициенты диссипации, исключительные электронные свойства и способность ограничивать электромагнитную энергию в беспрецедентно малых объемах. Графен уже продемонстрировал большой потенциал для применения в большинстве областей электронных информационных технологий – начиная от высокоэффективных применений в сверхбыстродействующих процессорах обработки информации [17, 18].

Особое внимание привлекли нелинейные эффекты в графене, где некоторые явления, включая генерацию второй и третьей гармоник, преобразование частоты, пространственную фазовую самомодуляцию и оптический эффект Керра, были предсказаны теоретически и подтверждены экспериментально [19–21]. Четырехволновое смешение (ЧВС) является важным параметрическим процессом, который имеет множество приложений, таких как параметрическое усиление, фазовое сопряжение, преобразование длины волны, оптическая дискретизация, регенерация сигнала [18, 22, 23].

Традиционные нелинейные материалы, ограниченные их низкой нелинейной поляризацией, а также существующим процессом производства и возможностями интеграции, больше не могут удовлетворить текущий спрос на фотонные интегральные схемы [13].

Графен – один из самых замечательных нелинейно-оптических материалов с сильными широкополосными нелинейными свойствами. Это, вместе с другими уникальными свойствами, такими как высокая теплопроводность и подвижность носителей, делает графен предпочтительным материалом для нелинейного преобразования частоты [24].

Исследования нелинейности графена больше сосредоточены на генерации третьей гармоники (ГТГ) [25, 26] и ЧВС [27–29], основанных на нелинейности третьего порядка, и генерации высших гармоник. Получены электрически управляемые перестраиваемые ГТГ и ЧВС путем перестройки химического потенциала в графене [27]. Продemonстрировано заметное улучшение эффективности преобразования ГТГ в решетках графеновых микролент более чем на пять порядков по сравнению с листом графена при нормальном падении ТГц-волн [26]. Эффективность ГТГ и ЧВС можно повысить на несколько порядков за счет использования однослойных нелинейных метаповерхностей, состоящих из графеновых лент, диэлектрической прослойки и металлического отражателя, выполняющего роль подложки [25, 27].

В однослойном графене резонансы ППП обладают относительно низкой интенсивностью из-за малой достижимой плотности носителей заряда [30]. В многослойном графене плотность носителей больше, чем в монослое, что приводит к более высокочастотным резонансам, большей интенсивности ППП и более широким интервалам перестройки частоты [16].

Несмотря на большое значение нелинейной восприимчивости третьего порядка, нелинейный отклик графена ограничен по амплитуде сигнала объемом двумерного взаимодействия. Теоретически предлагаемые подходы к увеличению нелинейного отклика графена включают использование квантового ограничения в наноструктурах, локализованных ППП-резонансов и специально разрабатываемых слоистых структур [24].

1. Реконфигурируемые ТГц-генераторы на основе графеновых метаматериалов и метаповерхностей

ТГц-излучение имеет огромный потенциал для технологий завтрашнего дня (например в 6G-системах), обеспечивая сверхбыстродействие систем мобильной связи и беспроводных сетей. Однако узким местом при переходе с СВЧ на ТГц-частоты является отсутствие эффективных ТГц-генераторов и преобразователей частоты [31].

Отсутствие компактных мощных источников ТГц-сигнала и высокочувствительных детекторов мешает использовать ТГц-диапазон для применения не только в сенсорных датчиках и зондировании. Однако недавние достижения закрывают этот так называемый ТГц-провал. И в первую очередь это использование 2D-наноматериалов, таких как графен, который позволяет разрабатывать нелинейные устройства на новых принципах, способные работать в ТГц-диапазоне [31].

1.1. Математическая модель нелинейного процесса генерации третьей гармоники в плазменных графеновых структурах

Графен представляет собой сверхтонкий (2D) материал толщиной в один атом, его точнее моделировать как поверхностный ток (если пренебречь его субнанометровой толщиной), а не объемную среду. При наличии токопроводящего графена бесконечно малой (практически нулевой) толщины влияние графена может быть учтено через плотность поверхностного тока J :

$$\vec{J}(\vec{E}(t)) = \sigma_1 \vec{E}(t) + \sigma_2 |\vec{E}(t)| \vec{E}(t) + \sigma_3 |\vec{E}(t)|^2 \vec{E}(t) + \dots + \sigma_n |\vec{E}(t)|^{n-1} \vec{E}(t), \quad (1)$$

где $\vec{E}(t)$ – электрическое поле падающей волны; σ_1 – линейная проводимость графена; $\sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_n$ – нелинейная поверхностная проводимость графена второго, третьего и высшего n -го порядка соответственно.

Зависимость $\sigma(|\vec{E}(t)|)$ аппроксимируется многочленом

$$\sigma(|\vec{E}(t)|) = \sigma_1 + \sigma_2 |\vec{E}(t)| + \sigma_3 |\vec{E}(t)|^2 + \dots + \sigma_n |\vec{E}(t)|^{n-1}. \quad (2)$$

Нелинейность второго порядка отвечает за генерацию второй гармоники, а также суммарной и разностной частоты, и отлична от нуля только для материала, у которого отсутствует инверсионная симметрия на молекулярном уровне. Так как сотовая углеродная структура имеет инверсию симметрии, ни графен, ни углеродные нанотрубки не обладают нелинейностью второго порядка, если симметрия не нарушена [32].

Нелинейность третьего порядка возникает в любой системе, независимо от симметрии, и, как было показано, очень велика в графене, углеродных нанотрубках и других 2D-материалах. Нелинейность третьего порядка отвечает за генерацию третьей гармоники, нелинейное изменение показателя преломления (нелинейный эффект Керра) и изменение нелинейного поглощения (насыщаемое поглощение и многофотонное поглощение) [32].

Нелинейный процесс смешения волн – это процесс, при котором три фотона с одинаковыми частотами ω_1 комбинируются, чтобы генерировать новый фотон с утроенной частотой ω_3 , т.е. $\omega_3 = 3\omega_1$ согласно закону сохранения энергии [33].

Нелинейному процессу ГТГ соответствует нелинейный поверхностный ток графена

$$\vec{J}(\vec{E}(t)) = \sigma_1 \vec{E}(t) + \sigma_3 |\vec{E}(t)|^2 \vec{E}(t), \quad (3)$$

который может быть выражен формулой [33]:

$$J(\omega_3) = \sigma_1(\omega_3)E_1 + \sigma_3(\omega_3, \omega_1, \omega_1, \omega_1)E_1^2E_1, \quad (4)$$

где E_1 , ω_1 – электрическое поле и частота падающей волны сигнала (первой гармоники); ω_3 – частота генерируемой волны третьей гармоники.

Поскольку графен имеет центрально симметричную структуру и у поля падающей волны $\vec{E}(t)$ отсутствует нормальная компонента, в разложении (1) четные слагаемые можно не учитывать вследствие малости [17]. Максимальный уровень будет иметь гармоническая составляющая третьего порядка. В этом случае поверхностная проводимость графена равна

$$\sigma(|\vec{E}(t)|) = \sigma_1 + \sigma_3 |\vec{E}(t)|^2, \quad (5)$$

где σ_1 – линейная проводимость, рассчитываемая по формуле Кубо [34]; σ_3 – нелинейная проводимость третьего порядка.

В частотной области существования ППП-резонансов (низкочастотная часть ТГц-диапазона) нелинейная проводимость третьего порядка определяется только внутризонными переходами, поскольку энергии фотонов недостаточно для осуществления межзонных переходов. Это позволяет выразить нелинейную проводимость σ_3 третьего порядка как на основе квазиклассической кинетической теории с распределением Больцмана для носителей [15], так и с помощью квантовой теории вне области резонансных межзонных переходов ($\hbar\omega \ll 2\mu_c$) [35, 36]. Полагая, что движение носителей заряда является бесстолкновительным, из [15] получаем

$$\sigma^{(3)} = \frac{3}{32}\sigma_0, \quad \sigma_0 = -i \frac{e^4 v_F^2}{\omega^3 \hbar^2 \mu_c}, \quad (6)$$

где e – заряд электрона; μ_c – химический потенциал (уровень Ферми); $v_F = 10^6$ м/с – скорость Ферми; ω – частота падающей волны; $\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

Из формулы (4) следует, что значительное увеличение поля на частоте падающей волны f_1 критично для усиления нелинейного эффекта генерации третьей гармоники. Электрическое поле E_1 значительно увеличивается на резонансной частоте ППП-мод.

Эффективность преобразования частоты (генерации третьей гармоники) определяется как отношение излучаемой мощности волны третьей гармоники к мощности падающей волны P_1 на частоте входного сигнала [33]:

$$C_E = P_3 / P_1, \quad (7)$$

где P_1 – мощность падающей волны на основной частоте; P_3 – излучаемая мощность третьей гармоники.

1.2. Электрически управляемые ТГц-генераторы на основе гиперболических метаматериалов

Рассмотрим для примера генерацию третьей гармоники на основе гиперболического графенового метаматериала в ТГц-диапазоне [33]. Гипербо-

лический метаматериал на основе графена может значительно усилить нелинейные эффекты ТГц-излучения [33] в сравнении с монослоем графена, толщиной в один атом углерода, который не может сильно взаимодействовать с падающей волной из-за его чрезвычайной тонкости.

Гиперболические графеновые метаматериалы – это анизотропные искусственные материалы, которые состоят из слоев графен-диэлектрик или многослойных решеток графеновых нанолент. Графен очень важен для достижения гиперболической дисперсии, поскольку он обеспечивает плазмонное поведение, которое приводит к отрицательной диэлектрической проницаемости на оптических частотах [33].

Принцип генерации третьей гармоники на основе гиперболического графенового метаматериала схематически показан на рис. 1.

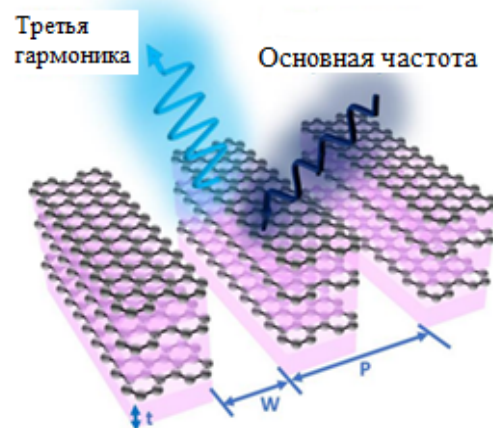


Рис. 1. Принцип генерации третьей гармоники на основе гиперболического метаматериала из многослойных решеток графеновых нанолент: P – период решетки, W – ширина щелей, t – толщина разделительного диэлектрического слоя [33]

Гиперболический метаматериал на основе наноструктурированного графена (схематично показан на рис. 1) состоит из слоев ($N = 10$) периодических решеток (период $P = 1900$ нм) графеновых нанолент, разделенных диэлектрическими слоями (толщина $t = 100$ нм, диэлектрическая проницаемость 2,2) ширина воздушных щелей $W = 500$ нм. Падающая волна имеет ТМ-поляризацию.

Из графиков на рис. 2 видно, что гиперболический метаматериал является резонансным при частоте $f = 5,25$ ТГц, где коэффициент прохождения T близок к нулю, а коэффициенты отражения R и поглощения P достигают максимальных значений.

Распределение электрического поля вокруг графеновых нанолент, имеющего максимальное значение при резонансе на частоте $f_1 = 5,25$ ТГц, показано на вставке к рис. 2.

Излучение третьей гармоники возрастает, когда частота падающей волны f_1 близка к резонансной частоте $f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц, как показано на рис. 3.

Нормированное распределение электрического поля для нелинейного режима генерации третьей гармоники показано на вставке к рис. 3, где часто-

та падающей волны равна $f_1 = f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц и частота генерируемой третьей гармоники составляет $f_3 = 15,75$ ТГц. Как и в линейном режиме на частоте f_1 (рис. 2), электрическое поле волны третьей гармоники на частоте f_3 в основном сосредоточено на краях графена (рис. 3).

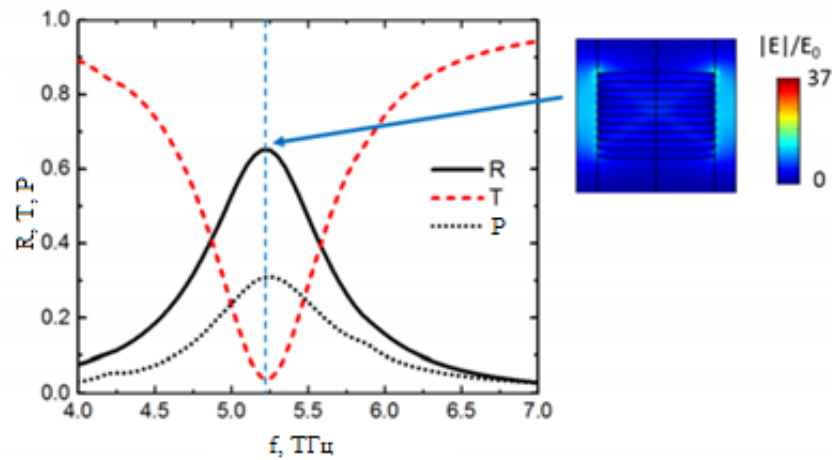


Рис. 2. Расчетные зависимости коэффициентов отражения R (сплошная линия), прохождения T (пунктирная линия) и поглощения P (точечная линия) от частоты падающей волны f_1 (линейный режим). Вставка: увеличение электрического поля $|E|/E_0$ на пике коэффициента отражения R на резонансной частоте $f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц, где E – внутреннее электрическое поле, E_0 – амплитуда электрического поля входного сигнала [33]

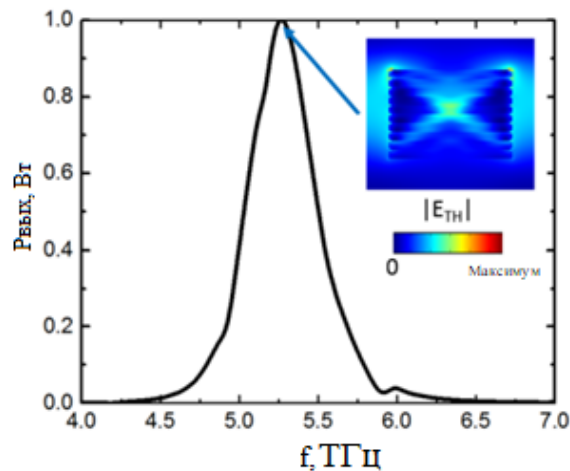


Рис. 3. Расчетная зависимость выходной мощности генерируемой волны третьей гармоники от частоты падающей волны f_1 (нелинейный режим). Вставка: распределение электрического поля генерируемой волны вокруг графеновых нанолент, нормированное к максимуму, соответствующему резонансной частоте $f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц [33]

Эффективность генерации третьей гармоники в зависимости от мощности падающей волны с частотой f_1 показана на рис. 4.

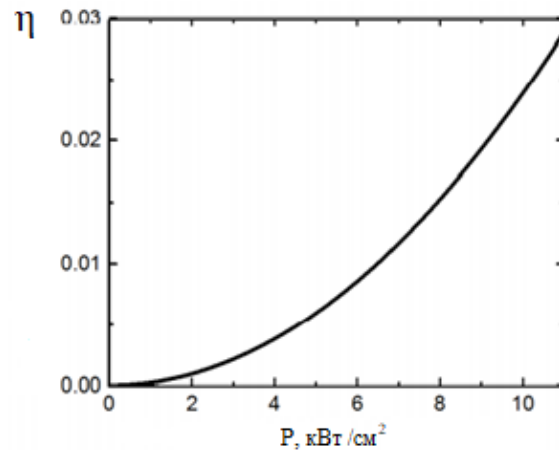


Рис. 4. Эффективность генерации третьей гармоники в зависимости от мощности падающей волны на частоте $f_1 = f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц [33]

Эффективность генерации может достигать значения 2,4 % даже при сверхнизкой входной мощности падающей волны. Чрезвычайно низкая требуемая мощность падающей волны на частоте входного сигнала обусловлена большой нелинейной поверхностной проводимостью графена и значительным увеличением поля при резонансе мод ППП.

На рис. 5 сравнивается эффективность генерации третьей гармоники на основе метаматериала из наноструктурированного графена (многослойных решеток графеновых нанолент) и многослойной структуры из монослоев неструктурированного графена при различных углах падения волны. В обоих случаях частота входного сигнала составляет 5,25 ТГц.

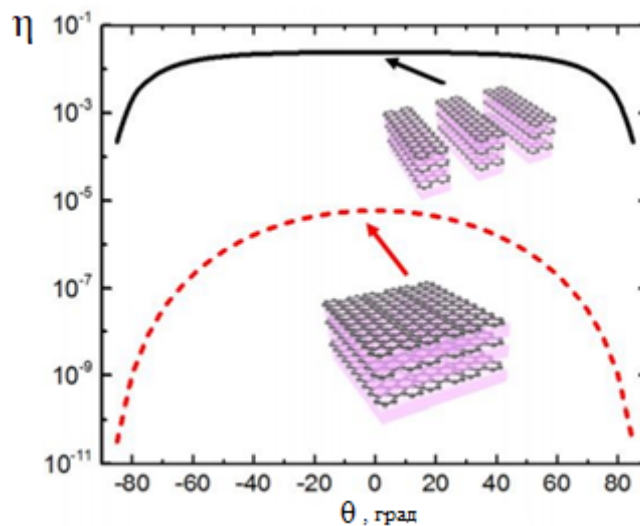


Рис. 5. Сравнение эффективности генерации третьей гармоники на основе метаматериала из графеновых нанолент (черная сплошная линия) и многослойной структуры из монослоев графена (красная пунктирная линия) при различных углах падения волны на частоте $f_1 = f_{\text{рез}} = 5,25$ ТГц [33]

Из графиков на рис. 5 следует, что эффективность генерации максимальна при нормальном падении волны (перпендикулярно поверхности графена) и более чем на три порядка больше в метаматериале из графеновых нанолент по сравнению с многослойной структурой из графена. Кроме того, эффективность генерации менее чувствительна к углу падения в метаматериале на основе наноструктурированного графена [33]. Таким образом, снимаются типичные ограничения для достижения высокой выходной мощности генераторов ТГц-диапазона.

1.3. Электрически перестраиваемые ТГц-генераторы на основе нелинейных метаповерхностей из графеновых нанолент

Принцип генерации третьей гармоники на основе нелинейной метаповерхности из графеновых нанолент [25] схематически показан на рис. 6.

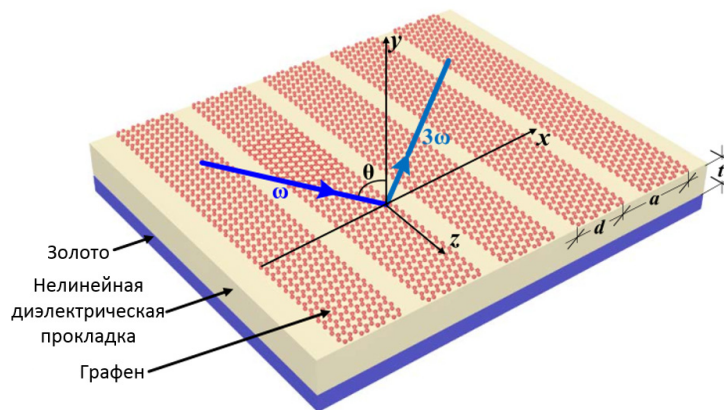


Рис. 6. Принцип генерации третьей гармоники на основе нелинейной метаповерхности из графеновых нанолент [25]

Решетка графеновых микролент помещена поверх тонкого диэлектрического слоя, который заканчивается металлической подложкой [25]. Разделительный слой между графеновыми микролентами и металлической подложкой заполнен диэлектриком с нелинейностью Керра. Металлический слой действует как идеальное отражающее зеркало. Кроме того, металлическая подложка может также служить в качестве электрода затвора для электрического легирования графена, что приводит к перестраиваемой энергии Ферми через приложенное напряжение смещения.

На основе численного анализа установлено, что поля резонансной моды входной частоты могут быть сильно локализованы и значительно увеличены вдоль поверхности графеновых микролент за счет возбуждения ППП в ТГц-диапазоне [25]. Кроме того, эффекты стоячей волны резонансов Фабри – Перо за счет отражения от металлической подложки вызывают дальнейшее увеличение электрического поля на резонансной частоте и более резкий линейный и нелинейный резонансный отклик. В результате эффективность генерации третьей гармоники может быть увеличена на несколько порядков, когда частота входного сигнала близка к резонансу метаповерхности.

В работе [25] исследована зависимость излучения третьей гармоники от частоты входного сигнала, угла падения волны и ряда параметров графена.

Результаты приведены на рис. 7. Увеличение поля падающей ТГц-волны за счет возбуждения ППП в сочетании с большой нелинейной проводимостью графена может резко повысить эффективность генерации третьей гармоники на несколько порядков (рис. 7).

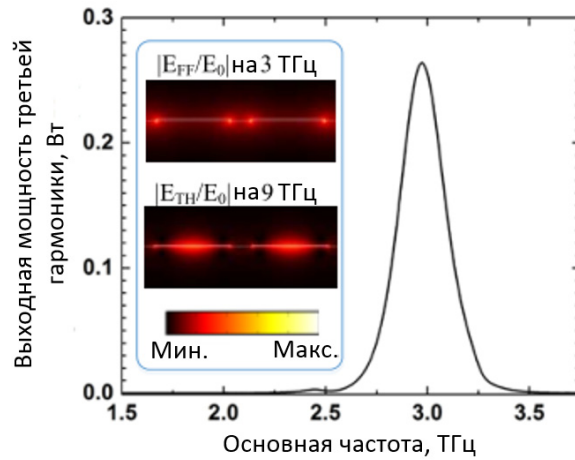


Рис. 7. Расчетная мощность излучаемой волны третьей гармоники в зависимости от частоты падающей ТГц-волны.

Вставка: нормированные распределения электрического поля вокруг графеновых нанолент на частоте входного сигнала $f_1 = 3$ ТГц и частоте третьей гармоники $f_3 = 9$ ТГц; $a = 3,88$ мкм, $d = 0,75a$ [25]

Кроме того, резонансную частоту метаповерхности можно регулировать путем динамической перестройки энергии Ферми (химического потенциала) графена с помощью электрического или химического легирования [25].

Нелинейные графеновые метаповерхности обеспечивают новый способ реализации компактных и эффективных нелинейных генераторов для нелинейной ТГц-спектроскопии и неинвазивных применений в ТГц-визуализации [25].

2. Реконфигурируемые ТГц-смесители и преобразователи частоты на основе плазмонных графеновых структур

2.1. Математическая модель нелинейного процесса преобразования частоты в графеновых структурах

Реакцию нелинейного материала на взаимодействие с оптическим полем можно описать его поляризацией:

$$\vec{P}(\vec{E}(t)) = \epsilon_0(\chi_1 \vec{E}(t) + \chi_2 |\vec{E}(t)| \vec{E}(t) + \chi_3 |\vec{E}(t)|^2 \vec{E}(t) + \dots + \chi_n |\vec{E}(t)|^{n-1} \vec{E}(t)), \quad (8)$$

где $\vec{E}(t)$ – падающее электрическое поле; χ_1 – линейная восприимчивость; $\chi_2, \chi_3, \dots, \chi_n$ – нелинейные восприимчивости второго, третьего и высшего n -го порядка.

Нелинейная часть поляризации связана с различными физическими явлениями и в общем случае может быть промоделирована с помощью тензоров восприимчивости.

В нелинейной среде появляются компоненты индуцированной нелинейной поляризации:

$$P_{NL}(t) = \frac{1}{8} \chi^{(3)} \sum_{q,r,l=\pm 1, \pm 2, \pm 3} E(\omega_q) E(\omega_r) E(\omega_l) \exp[j(\omega_q + \omega_r + \omega_l)t], \quad (9)$$

где $\omega_q, \omega_r, \omega_l$ – комбинационные частоты.

Интересным нелинейным эффектом третьего порядка в оптике является ЧВС, которое обычно требует очень высоких интенсивностей полей для проявления нелинейных эффектов.

Рассмотрим электрическое поле трех электромагнитных волн с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, падающих на нелинейную среду:

$$E(t) = \operatorname{Re}\{E(\omega_1) \exp(j\omega_1 t)\} + \operatorname{Re}\{E(\omega_2) \exp(j\omega_2 t)\} + \operatorname{Re}\{E(\omega_3) \exp(j\omega_3 t)\}. \quad (10)$$

Особый интерес с точки зрения применений представляет сгенерированная компонента ЧВС индуцированной нелинейной поляризации на комбинационной частоте $\omega_{FWM} = 2\omega_1 - \omega_2$ [37]:

$$P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) = 3\chi^{(3)} E^2(\omega_1) E^*(\omega_2). \quad (11)$$

В отличие от процесса генерации третьей гармоники, в процессе ЧВС два фотона с частотой волны накачки ω_1 и фотон с частотой волны сигнала ω_2 поглощаются, и в результате смещения в нелинейной среде генерируется фотон с комбинационной частотой $\omega_{FWM} = 2\omega_1 - \omega_2$, который повторно излучается. Эффективность ЧВС зависит от увеличения поля при резонансе ППП на входных частотах накачки и сигнала, а также от условий фазового синхронизма [38].

Эффект нелинейной поляризации второго порядка в монослое графена обычно исчезает в дипольном приближении, поскольку графен обладает центросимметричными свойствами. Однако, как экспериментально продемонстрировано, графен обладает чрезвычайно сильной нелинейной восприимчивостью третьего порядка χ_3 на ТГц-частотах. Сильный нелинейный отклик третьего порядка обусловлен внутризонными электронными переходами, а также резонансной природой взаимодействий в графене [37].

В случае вырожденного ЧВС частоты двух падающих (ω_1, ω_2) и третьей генерируемой (ω_3) волны подчиняются соотношению для комбинационной частоты $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$, где индексы 1 и 2 обозначают входную волну накачки и волну сигнала соответственно, а индекс 3 – сгенерированную холостую волну. Холостая волна возникает из-за нелинейной поляризации третьего порядка (8), вызванной процессом ЧВС в объемных нелинейных материалах, которая определяется выражением [37]:

$$\bar{P}(\omega_3) = \varepsilon_0 \chi_3(\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2) E_1^2 E_2, \quad (12)$$

где χ_3 – нелинейная восприимчивость третьего порядка; E_1, E_2 – электрические поля, индуцированные входной волной накачки и волной сигнала соответственно.

Нелинейный вклад графена в ЧВС может быть охарактеризован нелинейным поверхностным током [37]:

$$J(\omega_3) = \sigma_3(\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2) E_1^2 E_2. \quad (13)$$

Для частот от ТГц- до оптического диапазона нелинейная проводимость графена третьего порядка σ_3 определяется формулой, основанной на квантовой теории [36, 37]: $\sigma_3 = \sigma_3^{intra} + \sigma_3^{inter}$ (где σ_3^{intra} , σ_3^{inter} – внутризонная и межзонная проводимости соответственно). Использование формулы целесообразно, если энергии фотонов $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$ порядка уровня Ферми E_F (химического потенциала μ_c) и более. На ТГц- и ИК-частотах при $\{\hbar\omega_1, \hbar\omega_2\} < \mu_c$, $T = 300$ К справедливо соотношение $\sigma_3^{intra} \gg \sigma_3^{inter}$, тогда [37]:

$$\sigma_3(\omega_1, \omega_1, \pm\omega_2) \approx \sigma_3^{intra}(\omega_1, \omega_1, \pm\omega_2) = \frac{e^4 V_F^2}{8\pi\mu_c \hbar^2 (\omega_1 + i\tau^{-1})^2 (\pm\omega_2 + i\tau^{-1})}, \quad (14)$$

где e – заряд электрона; $V_F = 10^6$ м/с – скорость Ферми; μ_c – химический потенциал; $\hbar$ – приведенная постоянная Планка; τ – время релаксации. Знак «+» в (5), (6) перед ω_2 соответствует комбинационной частоте $\omega_3 = 2\omega_1 + \omega_2$, знак «–» – частоте $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$.

2.2. Электрически перестраиваемые ТГц-смесители на основе плазмонных графеновых структур

Использование различных плазмонных конфигураций эффективно усиливает оптические нелинейные эффекты за счет увеличения локальных электрических полей ППП и ослабления условий фазового синхронизма на наноразмере [39]. Увеличение поля вокруг графена и других 2D-материалов обычно слабое из-за плохой связи падающего электромагнитного излучения с этими ультратонкими средами. Однако условие фазового синхронизма может быть ослаблено в случае 2D-материалов, поскольку они чрезвычайно тонкие и фаза не может накапливаться по их толщине, в отличие от обычных объемных нелинейных материалов.

Один из возможных способов повысить эффективность процесса ЧВС состоит в том, чтобы увеличить интенсивность локального поля падающих волн с помощью искусственно созданных структур [37, 40, 41]. Для этого может быть использована плазмонная металлическая решетка с графеновым покрытием [37]. Сильная связь между плазмонным резонансом металлической решетки и ППП вдоль монослоя графена приводит к увеличению локального поля при резонансе в ТГц-диапазоне, что улучшает процесс ЧВС.

Принцип работы ТГц-смесителя на основе плазмонной металлической решетки с графеновым покрытием [37] схематически показан на рис. 8. Частоты падающих волн накачки f_1 и сигнала f_2 выбираются равными $f_1 = 8,8$ ТГц и $f_2 = 9,2$ ТГц, сгенерированная ЧВС-волна на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2 = 8,4$ ТГц. Частоты падающих волн f_1 , f_2 и генерируемой волны f_3 близки к резонансной частоте $f_{рез}$, при которой наблюдается максимальное поглощение ($f_{рез} = 8,8$ ТГц при уровне энергии Ферми графена $E_F = 0,1$ эВ) [37]. Следовательно, электрические поля, индуцированные падающими и генерируемой волнами, на частотах f_1 , f_2 , близких к резонансной $f_{рез}$, будут значительно увеличены.

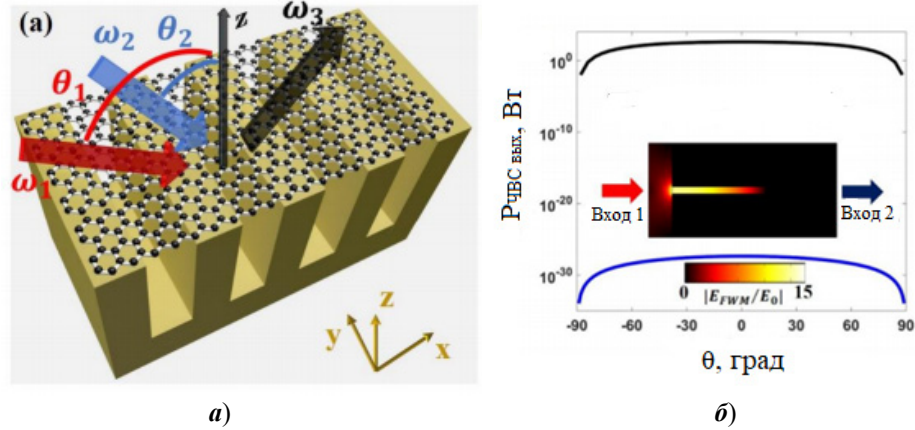


Рис. 8. Принцип работы ТГц-смесителя на основе плазмонной металлической решетки с графеновым покрытием (а); выходная мощность генерируемой ЧВС-волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2 = 8,4$ ТГц как функция угла падения θ_1 входной волны накачки для решетки, покрытой графеном (черная линия) и решетки без монослоя графена (синяя линия) (б). Вставка: распределение электрического поля генерируемой ЧВС-волны на комбинационной частоте $f_3 = 8,4$ ТГц [37]

Расчетное распределение электрического поля генерируемой ЧВС-волны на комбинационной частоте $f_3 = 8,4$ ТГц показано на вставке к рис. 8,б. Результаты получены для размеров решетки: период решетки p ; ширина воздушных щелей $b = 0,6$ мкм, высота решетки $d = 8$ мкм [37].

Выходная мощность ЧВС-излучения плазмонной металлической решетки без графена также рассчитана и показана на рис. 8,б (синяя линия). Выходная мощность ЧВС-излучения резко увеличивается на 25 % в случае гибридной решетки с графеновым покрытием по сравнению с металлической решеткой без графена (рис. 8,б). Это является дополнительным доказательством ключевого вклада графена в увеличенный нелинейный отклик плазмонной системы.

В работе [37] исследуется влияние изменения энергии Ферми E_F графена и геометрических параметров гибридной структуры на процесс ЧВС. Результаты представлены на рис. 9,б,в.

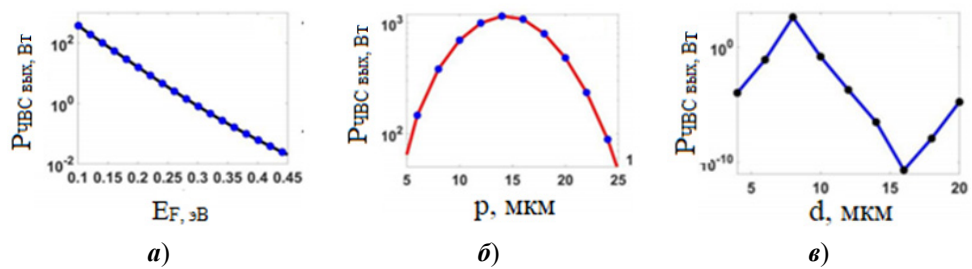


Рис. 9. Расчетная выходная мощность генерируемой ЧВС-волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2 = 8,4$ ТГц на основе гибридной решетки с графеновым покрытием: как функция энергии Ферми E_F графена, $p = 8$ мкм, $b = 0,6$ мкм, $d = 8$ мкм (а); как функция периода решетки p (б); как функция высоты решетки d ; $E_F = 0,1$ эВ (в) [37]

Выходная мощность ЧВС относительно высока, когда период решетки p изменяется в пределах от 5 до 25 мкм и достигает максимального значения для $p = 15$ мкм (рис. 9,б). Резонансная частота смещается, когда изменяется высота решетки d и это приводит к резкому изменению выходной мощности ЧВС-излучения (рис. 9,в). Таким образом, выходная мощность излучения генерируемой волны ЧВС может быть преобразована с помощью изменения либо уровня Ферми графена, либо геометрических параметров гибридной структуры.

Нелинейный процесс ЧВС более эффективный по сравнению с генерацией третьей гармоники, так как еще одна падающая волна накачки вносит свой вклад в процесс ЧВС. Полученная высокая эффективность нелинейных взаимодействий является одним из основных преимуществ гибридной графен-плазмонной конфигурации в ТГц-диапазоне [41, 42].

2.3. Электрически перестраиваемые ТГц-преобразователи частоты на основе графена

С использованием большой оптической нелинейности графена успешно продемонстрирована возможность получения третьей и высших гармоник [13], что показывает фундаментальные различия между новыми нелинейными устройствами на основе 2D-материалов и нелинейными устройствами на основе объемных материалов. В графене присутствуют сильные нелинейные оптические эффекты третьего и высших порядков (и отсутствуют нелинейные эффекты второго порядка) из-за его центросимметричной кристаллической структуры.

На рис. 10,а представлен ТГц-преобразователь частоты, электрически перестраиваемый при изменении химического потенциала графена μ_c с помощью ионно-гелиевого стробирования [13]. Результаты показывают, что умножение на третьей гармонике и преобразование частоты с суммарной частотой на выходе имеют существенное увеличение в сильно легированном графене, при этом преобразование частоты с разностной частотой имеет противоположный характер (рис. 10,б,в).

В работе [13] показано, что уровни сигналов высших гармоник (5, 7 и 9-я гармоники) в графене могут быть значительно увеличены возбуждением эллиптически поляризованной волной по сравнению с волной с линейной поляризацией. Таким образом, возможность изменять нелинейные отклики графена потенциально может позволить в будущем создавать различные электрически перестраиваемые нелинейно-оптические устройства.

Заключение

Графен – один из наиболее перспективных 2D-материалов для функциональных электромагнитных компонент [41]. Комбинированная синергия экстремального увеличения поля ППП и большой внутренней оптической нелинейности мотивирует интенсивные исследования в области нелинейной графеновой плазмоники [12]. Графен демонстрирует исключительно сильное взаимодействие излучения с веществом и регулируемые затвором нелинейные оптические свойства начиная от генерации разностной частоты на основе нелинейности второго порядка до ГТГ [14, 26, 42] и ЧВС [13, 43] на основе нелинейности третьего порядка для таких приложений, как оптические пара-

метрические усилители, генераторы, переключатели, преобразователи частоты и детекторы [43]. Сильное взаимодействие с излучением в диапазоне от ТГц- до ультрафиолетового излучения, наряду с другими уникальными свойствами, делают графен перспективным для будущего оптического управления и обработки информации [24].

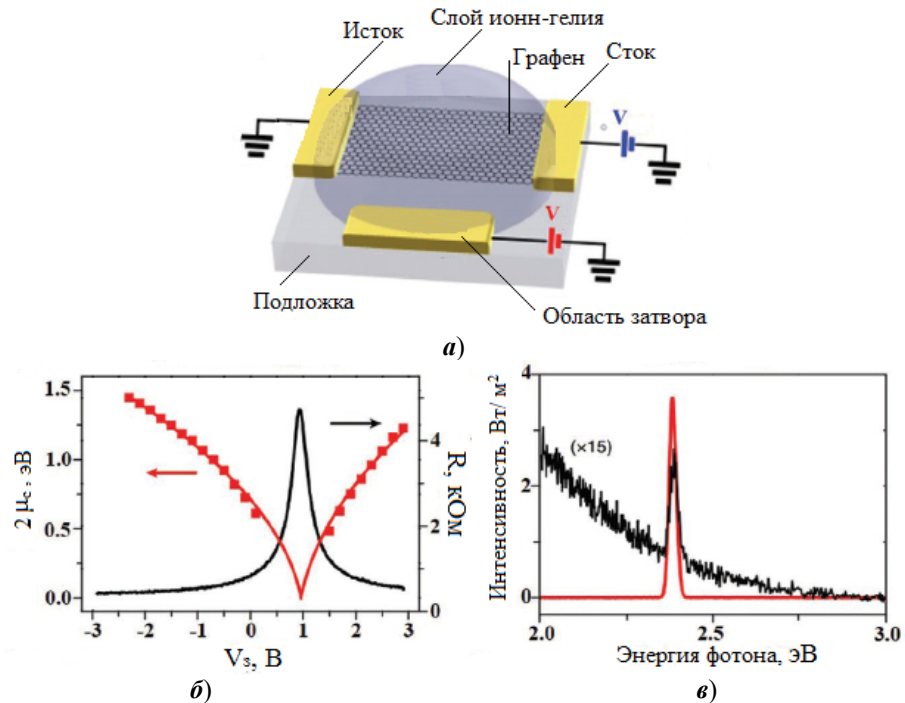


Рис. 10. Электрически перестраиваемый ТГц-преобразователь частоты на основе графена и ионно-гелиевого слоя на подложке из кварца (а); зависимость сопротивления графенового слоя R от напряжения на затворе V_g (черная кривая), пик которого соответствует нулевому химическому потенциалу $\mu_c = 0$ (красная кривая) (б); зависимость интенсивности сигнала третьей гармоники при воздействии фемтосекундным входным импульсом с длиной волны 1566 нм при значении химического потенциала $\mu_c = 0$ (черная кривая) и $\mu_c = 0,74$ эВ (красная кривая) [13] (в)

Область нелинейно-оптических явлений в графене открывает новые перспективы для дальнейших исследований. Такие эффекты в графене скоро найдут свое применение как для характеристики материалов, так и для разработки нелинейных устройств на основе графена. Нелинейные эффекты могут использоваться в различных приложениях, включая ТГц-умножители и генераторы, нелинейные ТГц-модуляторы, ИК-мультиплексоры, ИК-логику и ТГц-датчики [12]; а также в многослойных 2D-системах графеновых наноструктур произвольной конфигурации (наноструктурированный, функционализированный, легированный графен) с потенциальными приложениями для перестраиваемых ТГц-фильтров с широкой полосой пропускания, широкополосных ТГц-модуляторов, поляризаторов и поглотителей, включая графеновые антенны и решетки отражателей и связанные с ними разработки на ТГц-частотах.

Потенциальное применение графена заключается в нелинейной обработке оптических сигналов, где может быть полностью использовано сочетание уникальной чрезвычайно большой и сверхбыстродействующей нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка и отсутствия дисперсии по длине волны [44]. Недавний прогресс в области нелинейных оптических устройств с использованием графена и их приложений включает преобразование длины волны сигнала квадратурной фазовой манипуляции на основе вырожденного ЧВС, преобразование длины волны с фазовым сопряжением с помощью вырожденного ЧВС и преобразование частоты волны с помощью невырожденного ЧВС, двух- и трехвходовые высокоскоростные оптические вычисления, а также высокоскоростное когерентное идеальное поглощение с регулируемым затвором в ТГц-диапазоне [46]. Нелинейные эффекты третьего порядка: резонансная оптическая бистабильность при сверхмалых уровнях, автоиндуцированные регенеративные колебания и когерентное ЧВС в гибридных оптоэлектронных устройствах на основе графен-кремний демонстрируют осуществимость и универсальность гибридных 2D-графеновых нанофотонных устройств [45].

Когда графен встраивается в наноструктуры, которые улучшают способность локализации оптического излучения, наблюдается дальнейшее усиление различных нелинейно-оптических процессов: генерации гармоник, нелинейного поглощения, генерации частоты, генерации суммарной и разностной частот, ЧВС и распространения плазмонных солитонов [48]. Это открытие предоставляет возможности дальнейшего исследования нелинейных эффектов в графеновых структурах, включая параметрические процессы, которые имеют множество приложений, таких как параметрическое усиление, фазовое сопряжение, преобразование длины волны, оптическая дискретизация, регенерация сигнала, ЧВС [18].

Рождение нелинейной графеновой плазмоники может произвести революцию в области полностью оптического управления характеристик, обеспечивая дальнейшую миниатюризацию нелинейных оптических компонентов с уменьшенным энергопотреблением и улучшенным контрастом переключения [46].

Благодаря широкополосному оптическому отклику, сверхбыстрому времени релаксации, высокому коэффициенту нелинейности графена, а также гибким и контролируемым физическим характеристикам графеновые метаструктуры, метаматериалы и метаповерхности широко изучаются в междисциплинарных пограничных областях исследований, особенно в технологически важном ТГц-диапазоне частот [47, 48]. Недавно предложены реконфигурируемые перестраиваемые интеллектуальные поверхности на основе графена, которые могут работать в нескольких широкополосных ТГц- и ИК-диапазонах [48]. Метаматериалы на основе графена с искусственно созданной структурой резонансной элементарной ячейки позволяют включать больше функций в ТГц-устройства, таких как перестройка частоты поглощения, модуляция поляризации и переключение режимов отражения/поглощения [49]. Благодаря тщательно продуманным геометрическим формам графеновые метаструктуры предлагают амбициозную платформу для преобразования ТГц-излучения, ведущую к обширным приложениям, таким как ТГц-модуляторы, излучатели, детекторы и ТГц-линзы [50].

Список литературы

1. Семенова В., Беспалов В. Терагерцевые технологии // *Photonics*. 2015. Т. 3, № 51. С. 136–141.
2. Nagatsuma T. Terahertz technologies: present and future // *Electronics Express*. 2011. Vol. 8, № 14. P. 1127–1142.
3. Исаев В. М., Кабанов И. Н., Комаров В. В., Мещанов В. П. Современные радио-электронные системы терагерцового диапазона // Доклады Томского государственного университета управления и радиоэлектроники. 2014. № 4 (34). С. 5–21.
4. Abohmra A., Khan Z. U., Abbas H. T. [et al.]. Two-Dimensional Materials for Future Terahertz Wireless Communications // *IEEE Open Journ. of Antennas and Propagation*. 2022. Vol. 3. P. 217–228.
5. Taghvaei H., Ptilakis A., Tsilipakos O. [et al.]. Multiwideband Terahertz Communications Via Tunable Graphene-Based Metasurfaces in 6G Networks: Graphene Enables Ultimate Multiwideband THz Wavefront Control // *IEEE Vehicular Technology Magazine*. 2022. Vol. 17, № 2. P. 16–25.
6. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of graphene // *Nature Materials*. 2007. Vol. 6 (3). P. 183–191.
7. Filter R., Farhat M., Steglich M. [et al.]. Tunable graphene antennas for selective enhancement of THz emission // *Optics Express*. 2013. Vol. 21, № 3. P. 3737–3745.
8. Fallahi A., Perruisseau-Carrier J. Design of tunable bi-periodic graphene metasurfaces // *Physical Review B*. 2012. Vol. 86. P. 195408–195408.
9. Nayyeri V. M., Soleimani, Ramahi O. M. Modeling Graphene in the Finite-Difference Time-Domain Method Using a Surface Boundary Condition // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 2013. Vol. 61, № 8. P. 4176–4182.
10. Chen P.-Y., Soric J., Padooru Y. R. [et al.]. Nanostructured graphene metasurface for tunable terahertz cloaking // *New Journal of Physics*. 2013. Vol. 15. P. 123029.
11. Zhang Y., Feng Y., Zhu B. [et al.]. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency // *Optics Express*. 2014. Vol. 22, № 19. P. 22743.
12. Cox J. D., García De Abajo F. J. Nonlinear Graphene Nanoplasmonics // *Accounts of Chemical Research*. 2019. Vol. 52, № 9. P. 2536–2547.
13. Tan T., Jiang X., Wang C. [et al.]. 2D Material Optoelectronics for Information Functional Device Applications: Status and Challenges // *Advanced Science*. April. 2020. Vol. 7. P. 2000058.
14. Kundys D., Marshall O. P., Rodriguez F. [et al.]. Nonlinear Light Mixing by Graphene Plasmons // *Nano Letters*. 2018. Vol. 18, № 1. P. 282–287.
15. Li J., Zhang T., Chen L. High-Efficiency Plasmonic Third-Harmonic Generation with Graphene on a Silicon Diffractive Grating in Mid-infrared Region // *Nanoscale Research Letters*. 2018. Vol. 13, № 1. P. 338.
16. Rodrigo D., Tittl A., Limaj O. [et al.]. Double-layer graphene for enhanced tunable infrared plasmonics // *Light: Science and Applications*. 2017. Vol. 6, № 6. P. e16277.
17. Yao X., Tokman M. D., Belyanin A. Efficient nonlinear generation of THz plasmons in graphene and topological insulators // *Physical Review Letters*. 2014. Vol. 112. P. 055501.
18. Ji M., Cai H., Deng L. [et al.]. Enhanced parametric frequency conversion in a compact silicon-graphene microring resonator // *Optics Express*. 2015. Vol. 23, № 14. P. 18679–18685.
19. Mikhailov S. A. Non-linear electromagnetic response of graphene // *Europhysics Letters*. 2007. Vol. 79, № 27002.
20. Hendry E., Hale P. J., Moger J. [et al.]. Coherent Nonlinear Optical Response of Graphene // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105. P. 097401.
21. Glazov M. M., Ganichev S. D. High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene // *Physics Reports*. 2014. Vol. 535, № 3. P. 101.

22. Zhou H., Gu T., McMillan J. F. [et al.]. Enhanced Four-Wave Mixing in Graphene-Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides // *Applied Physics Letters*. 2014. Vol. 105. P. 091111.
23. Tokman M., Wang Y., Oladyshkin I. [et al.]. Laser-driven parametric instability and generation of entangled photon-plasmon states in graphene // *Physical Review B*. 2016. Vol. 93. P. 235422.
24. Jiang T., Kravtsov V., Tokman M. [et al.]. Ultrafast coherent nonlinear nanooptics and nanoimaging of graphene // *Nature Nanotechnology*. 2019. Vol. 14. P. 838–843.
25. Jin B., Guo T., Argyropoulos C. Enhanced third harmonic generation with graphene metasurfaces // *Journal of Optics*. 2017. Vol. 19, № 9. P. 094005.
26. Nasari H., Abrishamian M. S. Nonlinear terahertz frequency conversion via graphene microribbon array // *Nanotechnology*. 2016. Vol. 27 (30). P. 305202.
27. Jiang T., Huang D., Cheng J. [et al.]. Gate-tunable third-order nonlinear optical response of massless Dirac fermions in graphene // *Nature Photon.* 2018. Vol. 12. P. 430–436. doi: 10.1038/s41566-018-0175-7
28. You J., Lan W. Z., Panoiu N. C. Four-wave Mixing of Topological Edge Plasmons in a Graphene Metasurface // *Science Advances*. 2020. Vol. 6, № 13. P. 3910.
29. Jin B., Argyropoulos C. Nonlinear graphene metasurfaces with advanced electromagnetic functionalities // *Proc. SPIE 10722, Plasmonics: Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVI*. 2018.
30. Low T., Avouris P. Graphene Plasmonics for Terahertz to Mid-Infrared Applications // *ACS Nano*. 2014. Vol. 8, № 2. P. 1086–1101.
31. New material system to convert and generate terahertz waves developed / Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf // *Science Daily*. 18 December 2020. URL: www.sciencedaily.com/releases/2020/12/201218112511.htm
32. Soavi G., Wang G., Rostami H. [et al.]. Broadband, electrically tunable third-harmonic generation in graphene // *Nature Nanotech.* 2018. Vol. 13. P. 583–588.
33. Jin B., Guo T., Zhu L. Tunable THz generation and enhanced nonlinear effects with active and passive graphene hyperbolic metamaterials // *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits. Proc. SPIE 11284, Optoelectronics XXII*. 2020.
34. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene // *Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 103. P. 064302.
35. Cheng J. L., Vermeulen N., Sipe J. E. Third Order Optical Nonlinearity of Graphene // *New Journal of Physics*. 2016. Vol. 16. P. 053014.
36. Mikhailov S. A. Quantum theory of the third-order nonlinear electrodynamic effects of graphene // *Physical Review B*. 2016. Vol. 93, № 8. P. 085403.
37. Guo T. Tunable compact THz devices based on graphene and other 2D material metasurfaces // *Theses, Dissertations, and Student Research from Electrical & Computer Engineering*. 2020. Vol. 117. URL: <https://digitalcommons.unl.edu/elecengtheses/117>
38. An N., Tan T., Peng Z. [et al.]. Electrically Tunable Four-Wave-Mixing in Graphene Heterogeneous Fiber for Individual Gas Molecule Detection // *Nano Letters*. 2020. Vol. 20, № 9. P. 6473–6480.
39. Christopoulos T., Tsilipakos O., Kriezis E. E. Degenerate four-wave mixing in the THz regime with standing-wave graphene resonators // *Journal of the Optical Society of America B*. 2020. Vol. 37. P. 2626–2636.
40. Genevet P., Tetienne J.-P., Gatzogiannis E. [et al.]. Large Enhancement of Nonlinear Optical Phenomena by Plasmonic Nanocavity Gratings // *Nano Letters*. 2010. Vol. 10 (12). P. 4880–4883.
41. Zhang J., Wei X., Rukhlenko I. D. [et al.]. Electrically Tunable Metasurface with Independent Frequency and Amplitude Modulations // *ACS Photonics*. 2020. Vol. 7 (1). P. 265–271.
42. Nasari H., Abrishamiana M. S. Electrically tunable, plasmon resonance enhanced, terahertz third harmonic generation via graphene // *RSC Adv.* 2016. Vol. 6. P. 50190–50200.

43. An N., Tan T., Peng Z. [et al.]. Electrically Tunable Four-Wave-Mixing in Graphene Heterogeneous Fiber for Individual Gas Molecule Detection // *Nano Letters*. 2020. Vol. 20, № 9. P. 6473–6480.
44. Wang J., Hu X. Recent Advances in Graphene-Assisted Nonlinear Optical Signal Processing // *Journal of Nanotechnology*. 2016. Vol. 23. P. 1–18.
45. Gu T., Petrone N., McMillan J. [et al.]. Regenerative oscillation and four-wave mixing in graphene optoelectronics // *Nature photonics*. 2012. Vol. 6. P. 554–559.
46. Ooi K. J. A., Tan D. T. H. Nonlinear graphene plasmonics // *Proceedings of the Royal Society A*. 2017. Vol. 473 (2206). P. 20170433.
47. Wang L., An N., He X. [et al.]. Dynamic and Active THz Graphene Metamaterial Devices // *Nanomaterials*. 2022. Vol. 12. P. 2097.
48. Raad Sh. H. Reconfigurable switching between reflecting/absorbing modes in VO₂ assisted graphene-coated hemispherical dielectric hole arrays // *Scientific Reports*. 2022. Vol. 12. P. 7882.
49. Zhang Y., Feng Y., Zhu B. [et al.]. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency // *Optics Express*. 2014. Vol. 22, № 19. P. 22743.

References

1. Semenova V., Bespalov V. Terahertz technologies. *Photonics*. 2015;3(51):136–141. (In Russ.)
2. Nagatsuma T. Terahertz technologies: present and future. *Electronics Express*. 2011;8(14):1127–1142.
3. Isaev V.M., Kabanov I.N., Komarov V.V., Meshchanov V.P. Modern radio-electronic systems in the terahertz range. *Doklady Tomskogo gosudarstvennogo universiteta upravleniya i radioelektroniki = Proceedings of Tomsk State University of Management and Radioelectronics*. 2014;(4):5–21. (In Russ.)
4. Abohmra A., Khan Z.U., Abbas H.T. et al. Two-Dimensional Materials for Future Terahertz Wireless Communications. *IEEE Open Journ. of Antennas and Propagation*. 2022;3:217–228.
5. Taghvaei H., Ptilakis A., Tsilipakos O. et al. Multiwideband Terahertz Communications Via Tunable Graphene-Based Metasurfaces in 6G Networks: Graphene Enables Ultimate Multiwideband THz Wavefront Control. *IEEE Vehicular Technology Magazine*. 2022;17(2):16–25.
6. Geim A.K., Novoselov K.S. The rise of graphene. *Nature Materials*. 2007;6(3):183–191.
7. Filter R., Farhat M., Steglich M. et al. Tunable graphene antennas for selective enhancement of THz emission. *Optics Express*. 2013;21(3):3737–3745.
8. Fallahi A., Perruisseau-Carrier J. Design of tunable biperiodic graphene metasurfaces. *Physical Review B*. 2012;86:195408–195408.
9. Nayyeri V.M., Soleimani, Ramahi O.M. Modeling Graphene in the Finite-DifferenceTime-Domain Method Using a Surface Boundary Condition. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 2013;61(8):4176–4182.
10. Chen P.-Y., Soric J., Padooru Y.R. et al. Nanostructured graphene metasurface for tunable terahertz cloaking. *New Journal of Physics*. 2013;15:123029.
11. Zhang Y., Feng Y., Zhu B. et al. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency. *Optics Express*. 2014;22(19):22743.
12. Cox J.D., García De Abajo F.J. Nonlinear Graphene Nanoplasmonics. *Accounts of Chemical Research*. 2019;52(9):2536–2547.
13. Tan T., Jiang X., Wang C. et al. 2D Material Optoelectronics for Information Functional Device Applications: Status and Challenges. *Advanced Science*. April. 2020;7:2000058.
14. Kundys D., Marshall O.P., Rodriguez F. et al. Nonlinear Light Mixing by Graphene Plasmons. *Nano Letters*. 2018;18(1):282–287.

15. Li J., Zhang T., Chen L. High-Efficiency Plasmonic Third-Harmonic Generation with Graphene on a Silicon Diffractive Grating in Mid-infrared Region. *Nanoscale Research Letters*. 2018;13(1):338.
16. Rodrigo D., Tittl A., Limaj O. et al. Double-layer graphene for enhanced tunable infrared plasmonics. *Light: Science and Applications*. 2017;6(6):e16277.
17. Yao X., Tokman M.D., Belyanin A. Efficient nonlinear generation of THz plasmons in graphene and topological insulators. *Physical Review Letters*. 2014;112:055501.
18. Ji M., Cai H., Deng L. et al. Enhanced parametric frequency conversion in a compact silicon-graphene microring resonator. *Optics Express*. 2015;23(14):18679–18685.
19. Mikhailov S.A. Non-linear electromagnetic response of graphene. *Europhysics Letters*. 2007;79(27002).
20. Hendry E., Hale P.J., Moger J. et al. Coherent Nonlinear Optical Response of Graphene. *Physical Review Letters*. 2010;105:097401.
21. Glazov M.M., Ganichev S.D. High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene. *Physics Reports*. 2014;535(3):101.
22. Zhou H., Gu T., McMillan J.F. et al. Enhanced Four-Wave Mixing in Graphene-Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides. *Applied Physics Letters*. 2014;105:091111.
23. Tokman M., Wang Y., Oladyskhin I. et al. Laser-driven parametric instability and generation of entangled photon-plasmon states in graphene. *Physical Review B*. 2016;93:235422.
24. Jiang T., Kravtsov V., Tokman M. et al. Ultrafast coherent nonlinear nanooptics and nanoimaging of graphene. *Nature Nanotechnology*. 2019;14:838–843.
25. Jin B., Guo T., Argyropoulos C. Enhanced third harmonic generation with graphene metasurfaces. *Journal of Optics*. 2017;19(9):094005.
26. Nasari H., Abrishamian M.S. Nonlinear terahertz frequency conversion via graphene microribbon array. *Nanotechnology*. 2016;27(30):305202.
27. Jiang T., Huang D., Cheng J. et al. Gate-tunable third-order nonlinear optical response of massless Dirac fermions in graphene. *Nature Photon*. 2018;12:430–436. doi: 10.1038/s41566-018-0175-7
28. You J., Lan W.Z., Panoiu N.C. Four-wave Mixing of Topological Edge Plasmons in a Graphene Metasurface. *Science Advances*. 2020;6(13):3910.
29. Jin B., Argyropoulos C. Nonlinear graphene metasurfaces with advanced electromagnetic functionalities. *Proc. SPIE 10722, Plasmonics: Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVI*. 2018.
30. Low T., Avouris P. Graphene Plasmonics for Terahertz to Mid-Infrared Applications. *ACS Nano*. 2014;8(2):1086–1101.
31. New material system to convert and generate terahertz waves developed / Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. *Science Daily*. 18 December 2020. Available at: www.sciencedaily.com/releases/2020/12/201218112511.htm
32. Soavi G., Wang G., Rostami H. et al. Broadband, electrically tunable third-harmonic generation in graphene. *Nature Nanotech*. 2018;13:583–588.
33. Jin B., Guo T., Zhu L. Tunable THz generation and enhanced nonlinear effects with active and passive graphene hyperbolic metamaterials. *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits. Proc. SPIE 11284, Optoelectronics XXII*. 2020.
34. Hanson G.W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *Journal of Applied Physics*. 2008;103:064302.
35. Cheng J.L., Vermeulen N., Sipe J.E. Third Order Optical Nonlinearity of Graphene. *New Journal of Physics*. 2016;16:053014.
36. Mikhailov S.A. Quantum theory of the third-order nonlinear electrodynamic effects of graphene. *Physical Review B*. 2016;93(8):085403.
37. Guo T. Tunable compact THz devices based on graphene and other 2D material metasurfaces. *Theses, Dissertations, and Student Research from Electrical & Computer Engineering*. 2020;117. Available at: <https://digitalcommons.unl.edu/elecengtheses/117>

38. An N., Tan T., Peng Z. et al. Electrically Tunable Four-Wave-Mixing in Graphene Heterogeneous Fiber for Individual Gas Molecule Detection. *Nano Letters*. 2020;20(9):6473–6480.
39. Christopoulos T., Tsilipakos O., Kriezis E.E. Degenerate four-wave mixing in the THz regime with standing-wave graphene resonators. *Journal of the Optical Society of America B*. 2020;37:2626–2636.
40. Genevet P., Tetienne J.-P., Gatzogiannis E. et al. Large Enhancement of Nonlinear Optical Phenomena by Plasmonic Nanocavity Gratings. *Nano Letters*. 2010;10(12):4880–4883.
41. Zhang J., Wei X., Rukhlenko I.D. et al. Electrically Tunable Metasurface with Independent Frequency and Amplitude Modulations. *ACS Photonics*. 2020;7(1):265–271.
42. Nasari H., Abrishamiana M.S. Electrically tunable, plasmon resonance enhanced, terahertz third harmonic generation via graphene. *RSC Adv*. 2016;6:50190–50200.
43. An N., Tan T., Peng Z. et al. Electrically Tunable Four-Wave-Mixing in Graphene Heterogeneous Fiber for Individual Gas Molecule Detection. *Nano Letters*. 2020;20(9):6473–6480.
44. Wang J., Hu X. Recent Advances in Graphene-Assisted Nonlinear Optical Signal Processing. *Journal of Nanotechnology*. 2016;23. P. 1–18.
45. Gu T., Petrone N., McMillan J. et al. Regenerative oscillation and four-wave mixing in graphene optoelectronics. *Nature photonics*. 2012;6:554–559.
46. Ooi K.J.A., Tan D.T.H. Nonlinear graphene plasmonics. *Proceedings of the Royal Society A*. 2017;473(2206):20170433.
47. Wang L., An N., He X. et al. Dynamic and Active THz Graphene Metamaterial Devices. *Nanomaterials*. 2022;12:2097.
48. Raad Sh.H. Reconfigurable switching between reflecting/absorbing modes in VO2 assisted graphene-coated hemispherical dielectric hole arrays. *Scientific Reports*. 2022;12:7882.
49. Zhang Y., Feng Y., Zhu B. et al. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency. *Optics Express*. 2014;22(19):22743.

Информация об авторах / Information about the authors

Галина Степановна Макеева

доктор физико-математических наук,
профессор, профессор кафедры
радиотехники и радиоэлектронных
систем, Пензенский государственный
университет (Россия, г. Пенза,
ул. Красная, 40)

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Galina S. Makeeva

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, professor
of the sub-department of radioengineering
and radioelectronic systems,
Penza State University
(40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов / The author declares no conflicts of interests.

Поступила в редакцию / Received 14.09.2023

Поступила после рецензирования и доработки / Revised 02.10.2023

Принята к публикации / Accepted 18.11.2023