

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

УДК 621.371.334:537.874.6

**ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО И ИНФРАКРАСНОГО
ДИАПАЗОНОВ НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ
ГРАФЕНОВЫХ РЕШЕТОК**

© 2023 г. А. М. Лерер^а, *, Г. С. Макеева^б, В. В. Черепанов^а

^аЮжный федеральный университет,
ул. Зорге, 5, Ростов-на-Дону, 344090 Российская Федерация

^бПензенский государственный университет,
ул. Красная, 40, Пенза, 440026 Российская Федерация

*E-mail: lerer@sfedu.ru

Поступила в редакцию 31.05.2022 г.

После доработки 02.06.2022 г.

Принята к публикации 26.06.2022 г.

Разработан метод решения задачи нелинейной дифракции на двумерно-периодических решетках из графеновых лент. Учитывается нелинейная проводимость третьего порядка графена при воздействии двух волн, которая определяется полем волны накачки, в качестве которого используем поле на графеновых лентах, полученное при решении линейной задачи дифракции. Численный анализ показывает эффективность нелинейного преобразования частот терагерцового и инфракрасного диапазонов, когда частоты падающих волн накачки и сигнала совпадают с резонансными частотами мод основного и высшего порядков поверхностных плазмон-поляритонов в графеновых лентах.

DOI: 10.31857/S0033849423010084, EDN: CDKSIC

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейное преобразование частоты в нелинейной оптике имеет широкий спектр применений, включая новые источники излучения, датчики и обработку информации. Для высокоскоростной передачи данных в беспроводных терагерцовых (ТГц) системах связи с несущими частотами более 100 ГГц необходимы оптоэлектронные преобразователи, работающие на высоких частотах и являющиеся ключевым компонентом при генерации ТГц-сигнала методами фотоники [1]. При этом полностью оптическая обработка имеет огромное преимущество в скорости и эффективности по сравнению с традиционной электрооптической сигналов [2].

Последние достижения в области нелинейной обработки высокоскоростных цифровых оптических сигналов реализованы на платформах графеновой фотоники [3].

Графен является идеальным плазмонным материалом из-за его способности поддерживать перестраиваемые поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) в лентах и других ограниченных морфологиях в ТГц- и инфракрасном (ИК) диапазонах. Благодаря значительной локализации поля ППП могут дополнительно усиливать присущую графену исключительную нелинейность [4].

Графеновая плазмоника представляет уникальную платформу для типичных функций нелинейной оптической обработки сигналов благодаря его высокой нелинейной проводимости и жесткому оптическому ограничению [5].

Легированные наноструктуры графена открывают уникальные возможности для улучшения нелинейно-оптических процессов смешения волн на наноуровне [6]. Показано, что наноструктуры графена могут поддерживать ярко выраженные ППП на разных частотах, что приводит к необычайно высокой эффективности смешения волн, когда одна или несколько входных или выходных частот совпадают с частотами плазмонного резонанса. При этом, варьируя плотность легирующих зарядов в наноструктуре с фиксированной геометрией, улучшенное смешение волн может быть реализовано в широком спектральном диапазоне в видимом и ближнем ИК-диапазонах [6].

В [7] для генерации волн среднего ИК-диапазона на разностной частоте с помощью процесса нелинейного смешения ИК-волн на нелинейной восприимчивости графена второго порядка предложена структура, которая содержит лист графена на подложке из металлической (золото) решетки. Для увеличения эффективности нелинейного преобразования частоты используется локализация поля при резонансе ППП как падающих волн накачки и сигнала в ближнем ИК-диапазоне, так

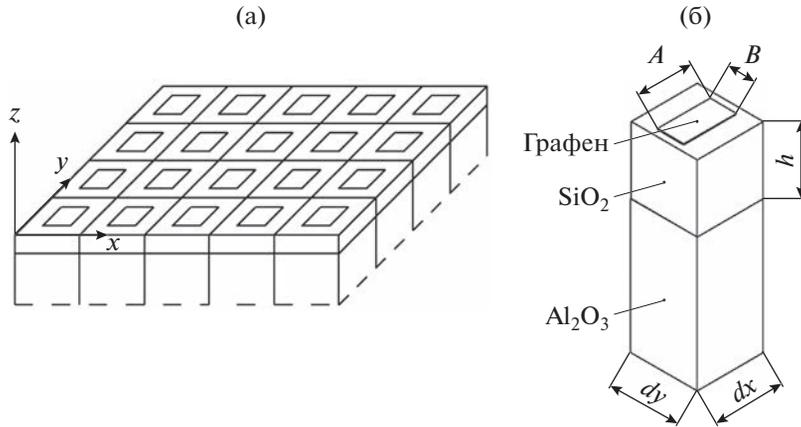


Рис. 1. Исследуемая решетка из графеновых лент (а) и геометрия элементарной ячейки (б).

и сгенерированной волны на комбинационной частоте в среднем ИК-диапазоне. При этом ППП на поверхности золота возбуждается основной модой решетки в ближнем ИК-диапазоне, а ППП на поверхности графена – модой высшего порядка решетки в среднем ИК-диапазоне [7].

Используя механизм увеличения нелинейной восприимчивости третьего порядка графеновых лент и сочетая эти свойства с условием фазового синхронизма в сверхтонком графене, в данной работе исследуется возможность и эффективность:

- генерации ТГц-волн при понижающем преобразовании частоты среднего ИК-диапазона,
- повышающего преобразования частоты из среднего ИК в ближний ИК-диапазон в графеновых метаповерхностях в условиях многомодового резонанса ППП. При этом одна или несколько входных (падающих волн накачки и сигнала) или выходных (генерируемых волн) частот выбираются равными резонансным частотам мод ППП основного и высшего порядков в графеновых лентах.

Цель данной работы – построение математической модели эффекта нелинейного смешения волн при дифракции на решетке из графеновых лент; генерация волны ТГц-диапазона при нелинейной дифракции двух волн ИК-диапазона; генерация волны ИК-диапазона при нелинейной дифракции волн ИК- и ТГц-диапазона.

1. ОБЪЕКТ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЙ

Бесконечные двумерно-периодические решетки состоят (рис. 1а) из прямоугольных графеновых лент с размерами $A \times B$, нанесенных на двухслойную подложку. Периоды решетки dx, dy вдоль осей x, y соответственно. Для диэлектрических слоев выбраны широко применяемые в графеновой электронике материалы SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2} = 1.45$) и Al_2O_3 ($n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.77$). Геометрические размеры элементарной ячейки представлены на рис. 1б.

Решение линейной задачи дифракции на решетках без графеновых слоев описано в работах [8] (решение объемных интегральных уравнений относительно напряженности поля в диэлектрических неоднородностях) и [9] (решение поверхностных интегральных уравнений относительно тока на импедансных лентах). В [10] решение поверхностных интегральных уравнений обобщено на структуры, содержащие графеновые ленты.

В данной работе рассматриваем нелинейную дифракцию двух плоских волн с частотами ω_1, ω_2 :

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega_1, \omega_2) = \vec{E}_1(\vec{r}, \omega_1) + \vec{E}_2(\vec{r}, \omega_2), \quad (1)$$

где

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{1,0} \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r} + \varphi_1) \quad (2)$$

– волна накачки,

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{2,0} \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r} + \varphi_2) \quad (3)$$

– волна сигнала,

$$\vec{k}_j = \vec{k}_{0j} \frac{\omega_j}{c},$$

(\vec{k}_{0j} – орт направления волнового вектора, c – скорость света в вакууме), \vec{E} – вектор напряженности электрического поля. Волновые векторы волн накачки \vec{k}_1 и сигнала \vec{k}_2 перпендикулярны поверхности графеновых лент; векторы напряженности электрического поля \vec{E}_1, \vec{E}_2 при s -поляризации ориентированы вдоль графеновых лент, при p -поляризации – поперек. Плотность поверхностного тока \vec{j} на графеновых лентах определяется формулой

$$\vec{j}(\omega_1, \omega_2) = (\sigma + \sigma_3 |\vec{E}|^2) \vec{E}(\omega_1, \omega_2), \quad (4)$$

где σ – линейная [11] и σ_3 – нелинейная проводимость третьего порядка графена [12, 13].

Из нелинейных процессов – самовоздействия, кросс-модуляции, генерации третьей гармоники, вырожденного четырехволнового смешения с генерацией волн на комбинационных частотах $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ и $\omega_3 = 2\omega_1 + \omega_2$ – в данной работе рассмотрим последний.

Полагаем $E_1 \gg E_2$. Тогда нелинейный ток определяем по формуле

$$\vec{j}_n(2\omega_1 \pm \omega_2) = \frac{1}{4} \sigma_3(2\omega_1 \pm \omega_2) |\vec{E}_1(\omega_1)|^2 \times \vec{E}_2(\omega_2) \cos[2(\omega_1 t + \varphi_1) \pm (\omega_2 t + \varphi_2)]. \quad (5)$$

Для частот от ТГц- до оптического диапазона нелинейная проводимость графена третьего порядка определяется формулой, основанной на квантовой теории [12, 13]: $\sigma_3 = \sigma_3^{\text{внутрз}} + \sigma_3^{\text{межз}}$ ($\sigma_3^{\text{внутрз}}$, $\sigma_3^{\text{межз}}$ – 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) и более. На ТГц- и ИК-частотах при $\{\hbar\omega_1, \hbar\omega_2\} < \mu$, $T = 300$ К справедливо соотношение $\sigma_3^{\text{внутрз}} \gg \sigma_3^{\text{межз}}$, тогда [13]

$$\sigma_3(\omega_1, \omega_1, \pm\omega_2) \approx \sigma_3^{\text{внутрз}}(\omega_1, \omega_1, \pm\omega_2) = \frac{e^4 V_F^2}{8\pi\mu\hbar^2(\omega_1 + i\tau^{-1})^2(\pm\omega_2 + i\tau^{-1})}, \quad (6)$$

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

Нелинейная задача дифракции решается методом возмущений в два этапа. Сначала решаем линейную задачу дифракции с граничными условиями на графеновых лентах

$$\vec{j}(\omega) = \sigma \vec{E}(\omega).$$

Для этого задача сводится к решению парных сумматорных уравнений относительно плотности токов на графеновых лентах [10]. В результате получим матрицу рассеяния и распределение поверхностных токов на лентах при частоте накачки.

Затем по формуле (5) находим нелинейный ток, а потом и рассеянные поля на комбинационных частотах. Процедура нахождения полей при заданном распределении токов для многослойной многополосной решетки также описана в [10].

Из элементарного анализа (5) видно, что для эффективного возбуждения генерируемых волн на комбинационных частотах $\omega_3 = 2\omega_1 \pm \omega$ желательно выполнение двух условий. Первое – большая амплитуда тока на частотах накачки ω_1 . Это

достигается выбором параметров структуры такими, чтобы на этих частотах ω_1 наблюдался плазмонный резонанс на графеновых лентах. Второе – при возможности выбрать параметры структуры так, чтобы максимум коэффициентов прохождения и отражения наблюдался и на комбинационных частотах $\omega_3 = 2\omega_1 \pm \omega_2$. Желательно, чтобы на комбинационной частоте ω_3 также наблюдался плазмонный резонанс. Этого легко добиться, если все три частоты – ω_1 , ω_2 , ω_3 – близки. Однако в противном случае это не всегда удается получить, так как распределение токов на графеновых лентах генерируемой волны с частотой ω_3 при плазмонном резонансе на этой частоте ω_3 и распределение токов на лентах при дифракции волны накачки с частотой ω_1 сильно различаются.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Спектры поглощения

На рис. 2 приведены спектры поглощения падающих волн с s - и p -поляризацией решетками из прямоугольных графеновых лент для различных значений химического потенциала графена μ в ТГц- и среднем ИК-диапазонах частот. Плоскость падения волны $y = 0$ (векторы \vec{E} , \vec{H} перпендикулярны к плоскости падения). Коэффициент поглощения рассчитывался по формуле $P = 1 - R - T$ (R , T – коэффициенты отражения и прохождения (по мощности)). Параметры решеток:

№ 1) $A = 8$ мкм, $B = 2.5$ мкм, $dx = 10$ мкм, $dy = 7$ мкм, $h = 2$ мкм;

№ 2) $A = 400$ нм, $B = 100$ нм, $dx = 500$ нм, $dy = 300$ нм, $h = 300$ нм.

Параметры графена: $\tau = 1$ пс, $T = 300$ К.

Максимумы коэффициента поглощения P соответствуют резонансам, определяемым ППП-модами в графеновых лентах конечной длины, и поляризацией падающей волны. Первая резонансная частота определяется фундаментальной ППП-модой. Для s -поляризации это резонанс электрического тока вдоль широкой стороны A лент (рис. 2а, 2в), для p -поляризации – вдоль узкой стороны B лент (рис. 2б, 2г). Перестройка по частоте многомодовых резонансов ППП обеспечивается изменением химического потенциала и позволяет получать различные комбинации спектров поглощения для моделирования преобразователей частоты широкого круга применения.

Можно отметить, что при p -поляризации в спектрах наблюдается больше пиков поглощения (см. рис. 2б, 2г), что увеличивает число вариантов для преобразователей.

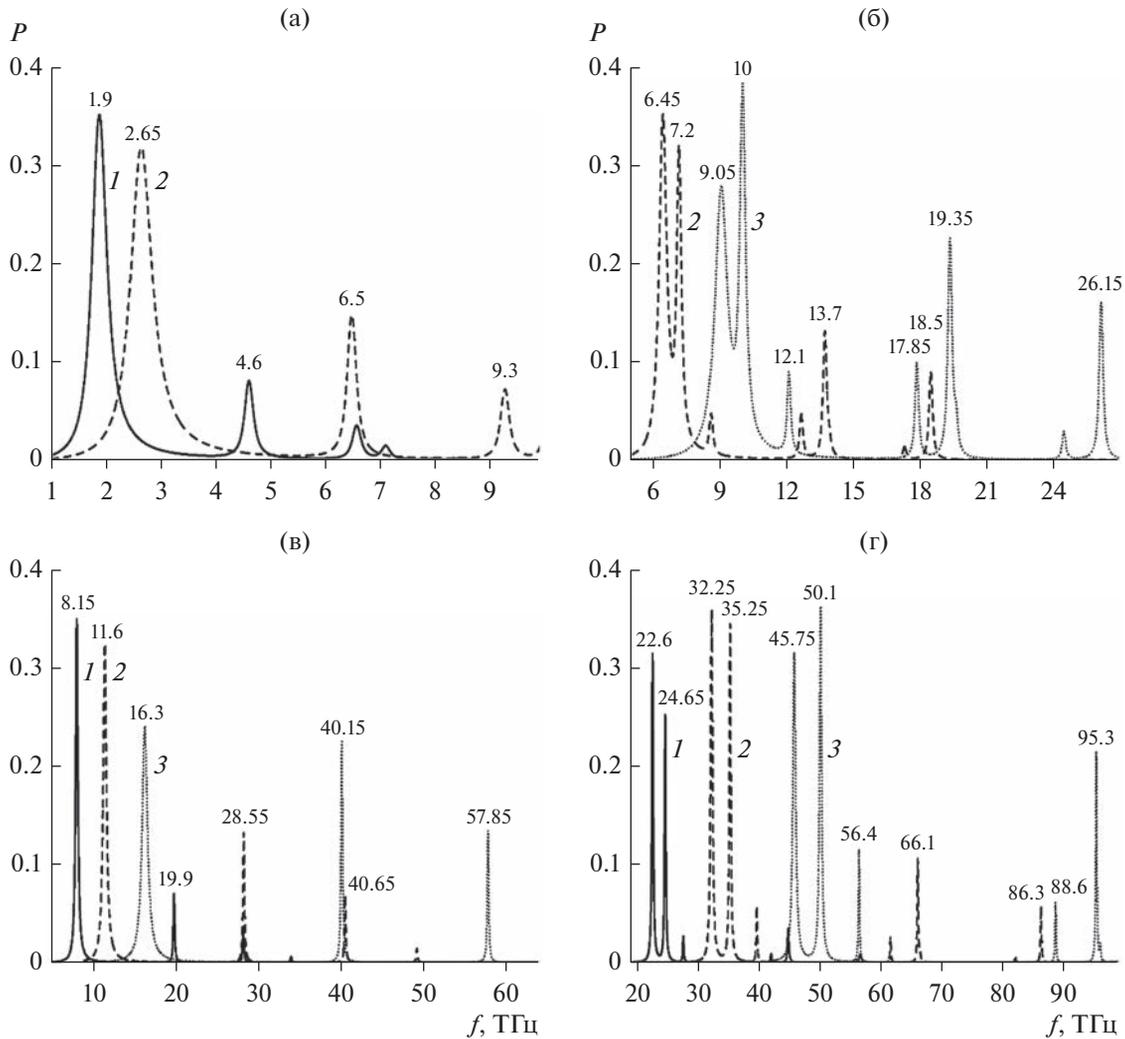


Рис. 2. Многомодовые линейные ТГц- и ИК-спектры поглощения P для s -поляризации (а, в) и p -поляризации (б, г) при $\mu = 0.25$ (1), 0.5 (2), 1 эВ (3) решеток № 1 (а, б) и № 2 (в, г); значения на кривых – резонансная частота.

2.2. Нелинейные спектры

Используя полученные спектры поглощения (см. рис. 2), были рассчитаны нелинейные спектры в резонансных условиях для следующих процессов:

- генерация ТГц-волн при понижающем преобразовании частоты среднего ИК-диапазона;
- повышающее преобразование частоты из ТГц- в средний ИК-диапазона, а также из среднего ИК-диапазона в ближний;
- преобразование частоты в ТГц- и ИК-диапазонах (близкие частоты).

Для достижения максимальной эффективности преобразования частоты необходимо определить условия резонанса мод ППП на графеновых лентах в требуемом диапазоне частот. В ТГц-диапазоне резонансные размеры лент варьируются в пределах от нескольких единиц до десятков мик-

рометров, в ИК-диапазоне – менее $1 \mu\text{м}$ [10, 14]. При размерах лент порядка 10 нм могут возникать размерные квантовые эффекты [15], которые в рамках представленной математической модели не учитываются.

Генерация ТГц-волн на основе понижающего преобразования частоты ИК-диапазона. Для реализации поставленной задачи выбраны спектры поглощения, представленные на рис. 2в ($\mu = 1$ эВ) и рис. 2г ($\mu = 0.5$ эВ). Используя эти спектры было проведено моделирование процесса генерации ТГц-волн на основе понижающего преобразования частоты ИК-диапазона. На рис. 3 представлены результаты расчетов нелинейных спектров – частотные зависимости нормированной мощности генерируемой волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2$, излучаемой в прямом T_3 и обратном R_3 направлениях; R_3 , T_3 нормированы на плотность мощности волны накачки с частотой f_1 .

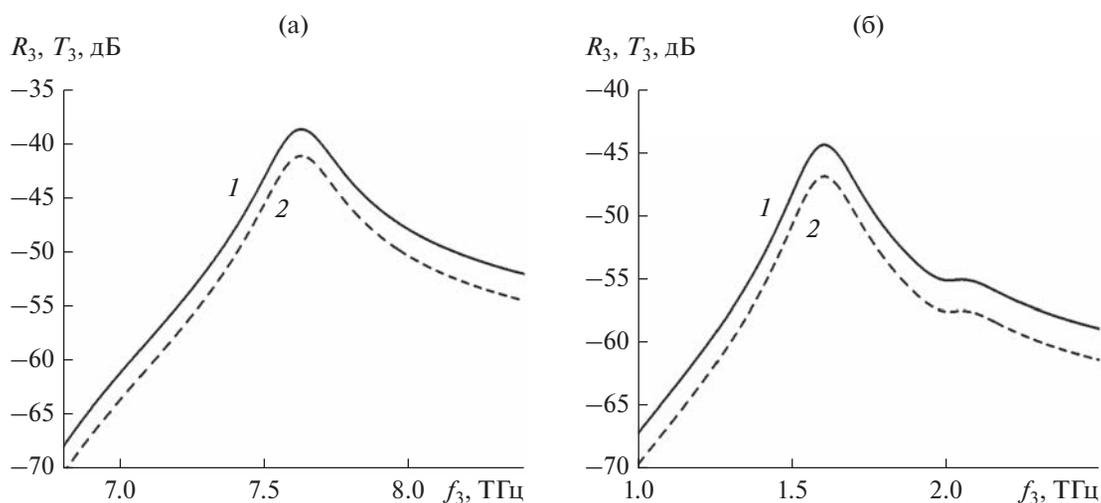


Рис. 3. Эффективность генерации ТГц-волн на основе понижающего преобразования частоты из среднего ИК- в ТГц-диапазон: нормированная мощность ТГц-волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2$, излучаемой в прямом T_3 (кривая 1) и обратном направлении R_3 (кривая 2): а) p -поляризация, $f_1 = 16.3$ ТГц, $f_2 = 39.4...41$ ТГц, $\mu = 1$ эВ; б) s -поляризация, $f_1 = 32.25$ ТГц, $f_2 = 65.5...67$ ТГц, $\mu = 0.5$ эВ, решетка № 2, плотность мощности волны накачки $P_1 = 10^{-5}$ мВт/мм².

Возрастанию эффективности преобразования частоты соответствует режим, когда частоты падающих волн f_1, f_2 близки к резонансным частотам основной и высших мод ППП (см. рис. 2в, 2г). На рис. 3а $f_1 = 16.3$ ТГц, частота сигнала f_2 изменяется в пределах 39.4...41 ТГц. Как результат нелинейного преобразования частоты получена генерация в интервале ТГц-частот $f_3 = 6.8...8.4$ ТГц с максимумом вблизи частоты 7.6 ТГц. Случаю на рис. 3б соответствует комбинация частот ИК-волн накачки и сигнала $f_1 = 32.25$ ТГц, $f_2 = 65.5...67$ ТГц с генерацией ТГц-волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2$ в интервале частот $f_3 = 1...2.5$ ТГц и максимумом вблизи частоты 1.6 ТГц.

Выбирая различные параметры решетки (размеры графеновых лент, периодичность) и графена (химический потенциал), можно получить нелинейные спектры, обеспечивающие перестраиваемую генерацию на комбинационной частоте во всем диапазоне ТГц-волн.

Повышающее преобразование частоты из ТГц в средний ИК-диапазон, из среднего ИК-диапазона в ближний. Для повышающего преобразования частоты из ТГц- в средний ИК-диапазон выбор спектров поглощения сделан из следующих соображений: спектры должны иметь резонансы основной моды ППП в ТГц-диапазоне, а высших мод ППП – в среднем ИК-диапазоне (см. рис. 2б, $\mu = 0.5, 1$ эВ). Используя спектры поглощения (см. рис. 2б), рассчитаны нелинейные спектры R_3, T_3 на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 + f_2$ (рис. 4). Частоты f_1, f_2 выбраны, как и при пони-

жающем преобразовании частоты, вблизи резонансов мод ППП.

На рис. 4а представлены результаты моделирования преобразования частоты ТГц-сигнала $f_2 = 7...12$ ТГц вверх, в средний ИК-диапазон $f_3 = 45.7...50.65$ ТГц, при этом частота сигнала f_2 перестраивается в области резонанса основной моды ППП, частота накачки $f_1 = 19.35$ ТГц выбирается равной резонансной частоте одной из высших мод ППП. На рис. 4б, 4в представлены результаты моделирования преобразования частоты $f_2 = 94.5...96.5$ ТГц среднего ИК-диапазона вверх в область частот ближнего ИК-диапазона: $f_3 = 194.7...196.7$ ТГц ($f_1 = 50.1$ ТГц) при значении химического потенциала $\mu = 1$ эВ.

В обоих случаях наблюдается повышение эффективности преобразования частоты, когда частоты накачки и сигнала f_1, f_2 приближаются к резонансным частотам основной и высших мод ППП соответственно.

Преобразование частоты в ТГц- и ИК-диапазонах. На рис. 5 представлены нелинейные спектры R_3, T_3 в ТГц- и ИК-диапазонах, рассчитанные на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2$. В этом случае все три частоты f_1, f_2, f_3 расположены вблизи резонанса основной моды ППП, чем и достигается максимальная эффективность генерации ТГц- и ИК-волн.

Эффективность рассмотренных преобразователей ТГц- и ИК-диапазонов может быть дополнительно повышена за счет эффекта стоячих волн в разделительных диэлектриках (выбор толщины

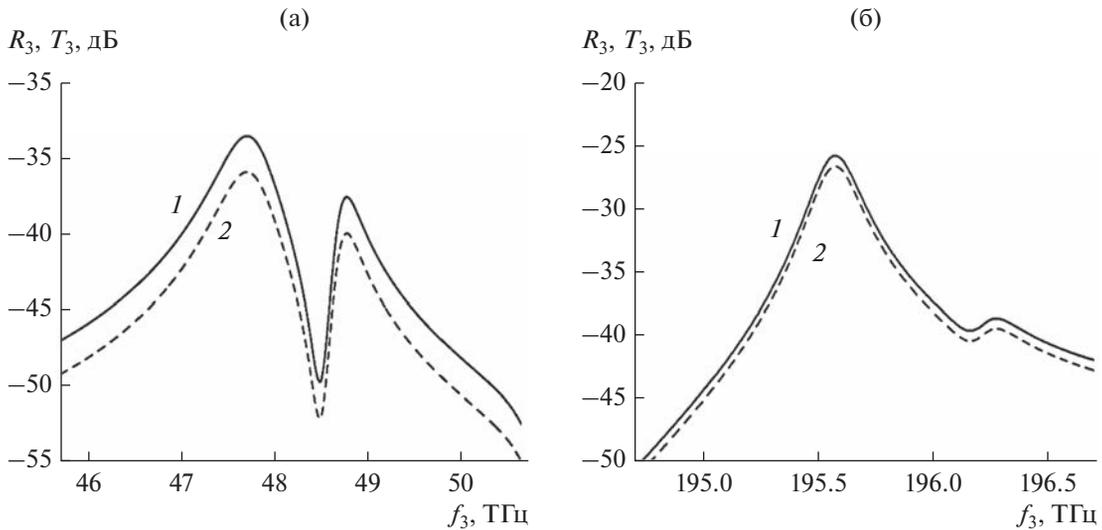


Рис. 4. Эффективность повышающего преобразования частоты из ТГц-диапазона в средний ИК (а) и из среднего ИК-диапазона в ближний (б): нормированная мощность ИК-волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 + f_2$, излучаемой в прямом T_3 (кривая 1) и обратном направлении R_3 (кривая 2) при p -поляризации: а) $f_1 = 19.35$ ТГц, $f_2 = 7...12$ ТГц, $\mu = 1$ эВ, решетка № 1, $P_1 = 0.1$ мВт/мм²; б) $f_1 = 50.1$ ТГц, $f_2 = 94.5...96.5$ ТГц, $\mu = 1$ эВ, решетка № 2, $P_1 = 10^{-5}$ мВт/мм².

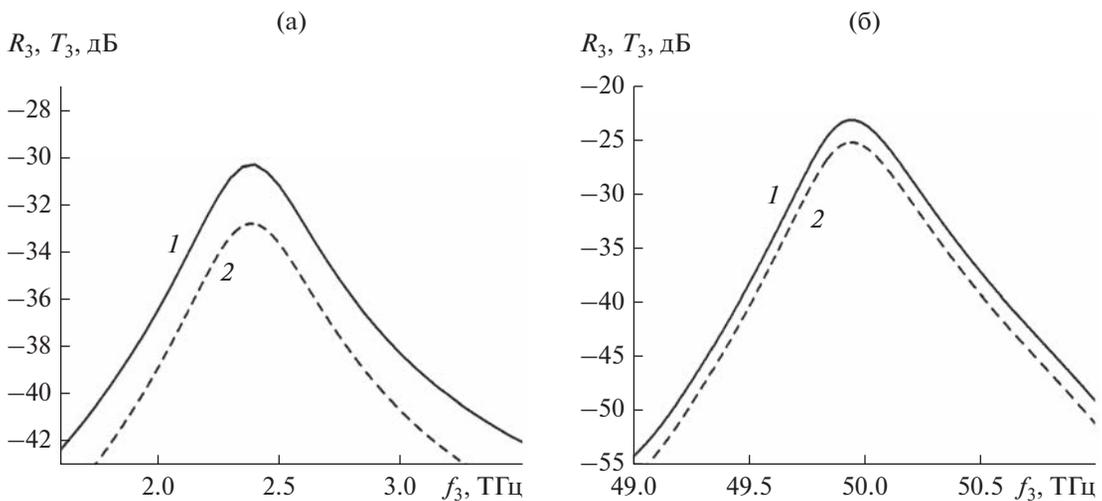


Рис. 5. Эффективность преобразования частоты в ТГц- (а) и ИК-диапазоне (б): нормированная мощность генерируемой волны на комбинационной частоте $f_3 = 2f_1 - f_2$, излучаемой в прямом T_3 (кривая 1) и обратном направлении R_3 (кривая 2): а) s -поляризация, $f_1 = 2.5$ ТГц, $f_2 = 1.5...3.6$ ТГц, $\mu = 0.5$ эВ, решетка № 1, $P_1 = 0.1$ мВт/мм²; б) p -поляризация, $f_1 = 50$ ТГц, $f_2 = 49...51$ ТГц ($f_3 = 51...49$ ТГц), $\mu = 1$ эВ, решетка № 2, $P_1 = 10^{-6}$ мВт/мм².

$h = \lambda_{рез}/4 + m\lambda_{рез}/2$; $m = 0, 1, \dots$); увеличения количества слоев графен-диэлектрик, а также использования многослойных диэлектрических зеркал (подробнее см. в [16]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численно-аналитического метода решения задачи нелинейной дифракции на дву-

мерно-периодических решетках из графеновых лент разработана математическая модель для исследования процессов нелинейного смешения волн ТГц- и ИК-диапазонов. Рассчитаны спектры поглощения, с помощью которых проведено моделирование повышающего и понижающего преобразования частоты в ТГц- и ИК-диапазонах. Показано значительное повышение уровня генерируемых ТГц-, ИК-волн на комбинационных частотах $f_3 =$

$= 2f_1 \pm f_2$, когда частоты волн сигнала и накачки выбираются вблизи резонансных частот мод ППП основного и высшего порядков в графеновых лентах. Представленные результаты могут быть использованы при проектировании ТГц-генераторов и систем визуализации ТГц-излучения, а также для разработки маршрутизации каналов в беспроводных ТГц-системах связи, когда требуется получить плотную частотную сетку.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание в сфере научной деятельности (проект № 0852-2020-0032)/(БА30110/20-3-07ИФ)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagatsuma T., Horiguchi Sh., Minamikata Y. et al. // Opt. Express. 2013. V. 21. № 20. P. 23736.
2. Hou Y., Jiang C. // Current Chinese Physics. 2021. V. 1. № 3. P. 299.
<https://doi.org/10.2174/221029810166621020416263>
3. Hu X., Zeng M., Wang A., Zhu L. et al. // Opt. Express. 2015 V. 23. № 20. P. 26158.
4. Deng H., Huang., He Y., Ye F. // Chinese Physics. B. 2021. V. 30. № 4. P. 044213.
5. Ooi K. J.A., Cheng J.L., Sipe J.E. et al. // APL Photonics. 2016. V. 1. № 4. P. 046101.
<https://doi.org/10.1063/1.4948417>
6. Cox J.D., Garcia de Abajo F.J. // ACS Photonics. 2015. V. 2. № 3. P. 306.
7. Cao J., Kong Y., Gao S., Liu C. // Optics Commun. 2018. V. 406. P. 183.
8. Лепер А.М. // РЭ. 2012. Т. 57. № 11. С. 1160.
<https://doi.org/10.1134/S106422691210004X>
9. Лепер А.М., Иванова И.Н. // РЭ. 2016. Т. 61. № 5. С. 435.
<https://doi.org/10.1134/S1064226916050089>
10. Лепер А.М., Макеева Г.С., Черепанов В.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 6. С. 543.
<https://doi.org/10.31857/S0033849421060188>
11. Hanson G.W. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. № 6. P. 064302.
12. Cheng J.L., Vermeulen N., Sipe J. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. № 23. P. 235320.
13. Mikhailov S.A. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. № 8. P. 085403.
14. Лепер А.М., Иванова И.Н., Макеева Г.С., Черепанов В.В. // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. № 3. С. 342.
15. Cox J.D., Garcia de Abajo F.J. // Accounts Chemical Research. 2019. V. 52. № 9. P. 2536.
16. Lerer A.M., Makeeva G.S., Cherepanov V.V. // Mater. 2020 Int. Conf. Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE). Saratov. 24–25 Sept. N.Y.: IEEE, 2020. P. 269.
<https://doi.org/10.1109/APEDE48864.2020.9255492>