

Локализация и усиление терагерцового излучения графенсодержащей фотонной ячейкой

© С.В. Елисеева,¹ Д.И. Семенцов,¹ Т.М. Василевская²

¹ Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

² Кафедра летной эксплуатации и безопасности полетов, Ульяновский институт гражданской авиации им. Главного маршала авиации Б.П. Бугаева, 432071 Ульяновск, Россия
e-mail: eliseeva-sv@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 июля 2025 г.

В окончательной редакции 20 декабря 2025 г.

Принято к публикации 13 января 2026 г.

Исследованы спектральные свойства фотонной ячейки, состоящей из двух боковых зеркал и центрального слоя параэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью. Каждое из зеркал состоит из слоя полупроводника и нанесенного на него монослоя графена. В ближнем терагерцовом диапазоне мнимая часть диэлектрической проницаемости графена отрицательна и возможно усиление взаимодействующего с ним излучения, связанное с дрейфом носителей. В резонаторном слое за счет высокой диэлектрической проницаемости параэлектрика создается высокая плотность волнового поля. С помощью температуры, а также внешних электрического и магнитного полей может быть реализовано эффективное управление фотонными спектрами прохождения, отражения и усиления.

Ключевые слова: фотонная ячейка, полупроводник, графен, параэлектрик, фотонные спектры, терагерцовый диапазон, усиление.

DOI: 10.61011/JTF.2026.06.63007.184-25

Введение

Управление спектрами отражения и прохождения для фотонно-кристаллических структур, как правило, достигается включением в их состав слоев, материальные параметры которых зависят от легко изменяемых внешних факторов. Для таких структур характерно наличие в спектре пропускания фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) [1–4]. Нарушение периодичности в структуре приводит к возникновению в ФЗЗ узкой полосы пропускания (дефектной моды) [5,6]. К подобным структурам относятся микрорезонаторы с двумя брэгговскими зеркалами и рабочей полостью (областью между зеркалами), которая, как правило, заполняется активной (управляемой) средой.

Контрастность ФЗЗ и дефектной моды в спектре фотонного кристалла существенно зависят от числа периодов в брэгговских зеркалах, с их увеличением контрастность растет [7,8]. В этой связи представляет интерес рассмотреть свойства отдельной фотонной ячейки (ФЯ) с минимальным числом периодов в брэгговских зеркалах (как, например, в [9]), при котором ФЯ еще можно рассматривать как микрорезонатор с достаточно высокой концентрацией энергии волнового поля в резонаторном слое и эффективным управлением проходящего и отраженного излучения.

В настоящей работе на основе численного анализа коэффициентов прохождения, отражения и поглощения исследуются фотонные свойства одной из возможных

графенсодержащих ФЯ, которая состоит из двух слоев полупроводника, двух графеновых монослоев и параэлектрика, заполняющего резонаторную полость между указанными слоями. Считаем, что диэлектрическая проницаемость (ДП) параэлектрика во много раз превосходит ДП соседних слоев. Активность графена и его усиливающие свойства, проявляются за счет дрейфа носителей заряда в результате токовой накачки [10]. Изменение энергии Ферми графена, внешнего магнитного и электрического полей и температуры позволяет эффективно управлять фотонным спектром ФЯ.

1. Исходные уравнения и материальные параметры

Рассмотрим симметричную ФЯ, каждое из двух боковых „зеркал“ которой состоит из слоя полупроводника толщиной L_1 и нанесенного на него монослоя графена толщиной $L_2 = 0.355 \text{ nm}$. Боковые „зеркала“ с инвертированным друг относительно друга порядком следования слоев выполняют роль многопериодных брэгговских зеркал в фотонно-кристаллическом микрорезонаторе. Между „зеркалами“ помещен слой сегнетоэлектрика толщиной L_3 , с высоким значением ДП, который выполняет роль резонаторного слоя. Среда, в которую помещена вся структура, является вакуумом. К структуре приложены управляющие статические магнитное и электрическое поля. Магнитное поле \mathbf{H}_0 ориентировано

вдоль оси OX , приложенное в плоскости монослоев, оно не оказывает влияния на электронную подсистему графена ввиду его 2D-геометрии.

Перпендикулярно границам раздела слоев приложено электрическое поле \mathbf{E}_\perp , создаваемое системой электродов (шин), на которые подается соответствующая разность потенциалов. Меняя величину и полярность поля \mathbf{E}_\perp , можно менять положение уровня Ферми и сдвигать его в зону проводимости или валентную зону, тем самым меняя поверхностную проводимость графена. Это же поле оказывает воздействие на параэлектрик, приводя его к нелинейности (при достаточно больших значениях \mathbf{E}_\perp). Дрейф носителей заряда в графене создается за счет подачи разности потенциалов V_g на противоположные края листа графена (рис. 1). В качестве полупроводниковых слоев в ФЯ выбран n -InSb, обладающий высокими подвижностью и длиной свободного пробега электронов при комнатной температуре. С учетом направления распространения волны и статического магнитного поля (волновой вектор $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$) эффективная ДП полупроводника имеет вид $\epsilon_\perp = \epsilon - \frac{\epsilon_a^2}{\epsilon}$, где $\epsilon = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$ — диагональная и $i\epsilon_a = \epsilon_{yz}$ — недиагональная компоненты тензора $\hat{\epsilon}$. Частотная зависимость соответствующих величин определяется следующими выражениями:

$$\epsilon = \epsilon_\ell \left(1 - \frac{\omega_p^2 \omega_v}{\omega(\omega_v^2 - \omega^2)} \right), \quad \epsilon_a = \frac{\epsilon_l \omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega_v^2 - \omega^2)}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^* \epsilon_\ell}$ и $\omega_c = eH_0 / m^* c$ — плазменная и циклотронная частоты, $\omega_v = \omega + i\nu$, ν — частота столкновений. Для численного анализа будем использовать следующие параметры полупроводника: решеточная часть ДП $\epsilon_\ell \simeq 17.8$, концентрация носителей $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, их эффективная масса $m^* = 0.014 m_e$, m_e — масса свободного электрона, $\omega_p = 1.57 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ и $\omega_c = 1.227 \cdot 10^9 H_0 \text{ s}^{-1}$, $\omega_v = \omega + i\nu$, частота столкновений $\nu = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ [11].

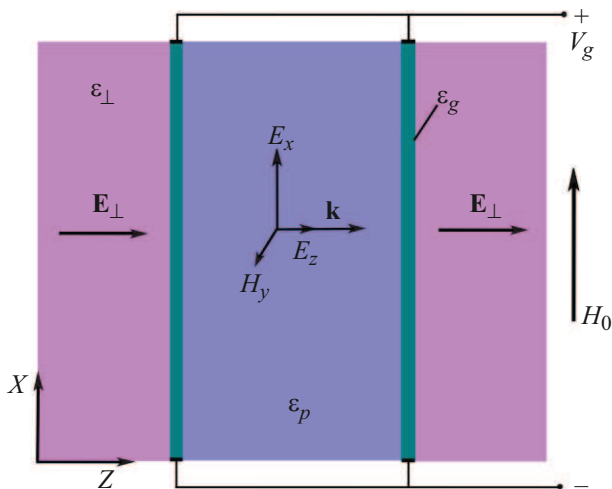


Рис. 1. Геометрия задачи.

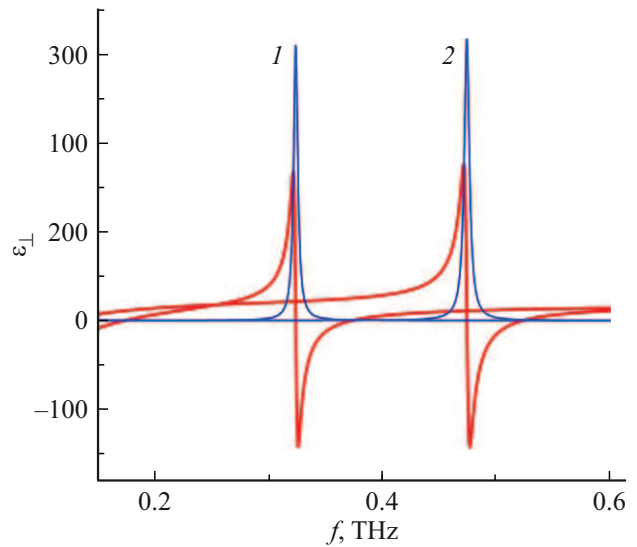


Рис. 2. Частотная зависимость мнимой и действительной частей (тонкая и толстая линии (синяя и красная линия только онлайн) соответственно) эффективной ДП полупроводника для значений статического поля $H_0 = (1, 2) \text{ kOe}$ (кривые 1,2).

На рис. 2 приведены частотные зависимости действительной и мнимой части эффективной ДП для полупроводника n -InSb, полученные для $H_0 = 1, 2 \text{ kOe}$ (кривые 1,2). Отметим резонансный характер ДП $\epsilon_\perp(\omega, H_0)$: для значения магнитного поля $H_0 = (m^* \cdot c / e) \sqrt{\omega_{res}^2 - \omega_p^2}$ в узкой области вблизи резонансной частоты $\omega_{res} \simeq \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ наблюдается резкое увеличение мнимой части эффективной ДП, что должно приводить на соответствующих значениях поля и частоты к резким провалам в спектре прохождения для слоя полупроводника. С увеличением поля резонансный пик сдвигается в область более высоких частот. Вдали от резонансной частоты действительная часть эффективной ДП меняется очень медленно и может считаться постоянной величиной. Таким образом, с помощью внешнего магнитного поля можно управлять значениями действительной и мнимой части ДП полупроводника.

К наиболее перспективным материалам фотоники можно отнести графен и различные графеносодержащие планарные структуры [12–15]. При возбуждении графена и создании в его энергетической структуре инверсии он обладает свойствами усиливающей среды [13–15]. Активное состояние графена также можно получить при дрейфе носителей заряда в результате токовой накачки. Терагерцовый отклик графена, по которому протекает постоянный ток, для частот ниже частоты электрон-электронных столкновений определяется его поверхностной проводимостью σ_g . Общее выражение для поверхностной проводимости графена, справедливое при неравенстве нулю тангенциальной компоненты волнового вектора ($k_x \neq 0$), в гидродинамическом при-

ближении получено в работах [9,12,14,15]. Гидродинамическое приближение хорошо работает при низких и умеренных температурах (особенно около комнатной, где графен проявляет уникальные эффекты), но ограничено при высоких температурах из-за разрушения его 2D-структуры. Наличие подложки понижает температуру разрушения эпитаксиального графенового слоя. При нормальном падении волны на монослой графена ($k_x = 0$) его поверхностная проводимость может быть представлена следующим образом:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_0} = \frac{4E_F\omega[3\gamma\beta + 2i\omega(1 - \beta)]}{\pi\hbar\sqrt{1 - \beta}\omega^2(i - \gamma/\omega)[3\gamma\beta + i\omega(\beta - 2)]}, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = e^2/4\hbar$, E_F — энергия Ферми в отсутствие дрейфа носителей, параметр $\beta = (u/V_F)^2$, V_F и u — скорость Ферми и скорость дрейфа, которая зависит от величины приложенного к слоям графена статического электрического поля (т.е. разности потенциалов V_g), τ — время релаксации для носителей заряда в графене. Выражение (2) получено из общего выражения для поверхностной проводимости графена, справедливого при неравенстве нулю тангенциальной компоненты волнового вектора ($k_x \neq 0$). Высокочастотные проводимость и ДП графена связаны соотношением $\varepsilon_g = 1 + i4\pi\sigma_g/\omega\ell_g$, где ℓ_g — толщина слоя графена. При $\text{Re}(\sigma_g) < 0$ величина $\text{Im}(\varepsilon_g) = 4\pi\text{Re}(\sigma_g)/\omega\ell_g$ может оказаться отрицательной, что указывает на возможность реализации усиления взаимодействующего с графеновым слоем излучения. Прикладывая к листу графена напряжение различной полярности, можно сдвигать химический потенциал в зону проводимости или валентную зону и тем самым менять поверхностную проводимость графена.

Управление энергетическим состоянием графена реализуется с помощью приложенного нормально поверхности слоя статического электрического поля. Зависимость энергии Ферми от напряженности статического поля E_\perp в неявном виде определяется выражением [16]:

$$E_\perp = \frac{e}{\pi\hbar^2V_F^2\varepsilon_b} \int_0^\infty \varepsilon[F(\varepsilon) - F(\varepsilon + 2E_F)]d\varepsilon, \quad (3)$$

где $F(\varepsilon) = [\exp[(\varepsilon - E_F)/k_B T] + 1]^{-1}$ — распределение Ферми–Дирака, ε — энергия электрона, скорость Ферми $V_F = 3\gamma_0 b/2\hbar$, где $\gamma_0 = 2.7$ eV, $b = 0.142$ nm — расстояние между соседними атомами в гексагональной 2D-решетке графена, ε_b — ДП подложки.

Исследования свойств графена выявили наличие минимума в проводимости в точке Дирака. Для описания транспортных свойств в графене необходимо принять во внимание рассеяние носителей заряда примесями графена [17,18]. В низкоразмерных материалах вклад в полную емкость C вносят емкость двойного электрического слоя C_{dg} и квантовая емкость C_q , отражающая изменение заряда в графене со сдвигом уровня Ферми: $C = C_q C_{dg}/(C_{dg} + C_q)$. Квантовая емкость C_q

стационарной структуры в зависимости от приложенного напряжения V_g , соответствующего смещению уровня Ферми E_F , может быть получена на основе графика плотности электронных состояний [19]:

$$C_q(V_g) = \frac{1}{mV_g} \int_0^{V_g} eD(E_F - eV')dV',$$

где m — масса структуры, D — площадь под графиком плотности электронных состояний в рассматриваемом диапазоне энергий, e — элементарный заряд.

Теория предоставляет количественное описание квантовой емкости графена в терминах скорости Ферми, плотности носителей, температуры и фундаментальных физических величин [20]:

$$C_q = \frac{2e^2k_B T}{\pi(\hbar V_F)^2} \ln \left[2 \left(1 + \text{ch} \frac{eV_{\text{ch}}}{k_B T} \right) \right],$$

где $V_{\text{ch}} = E_F/e$ — потенциал графена. В случае низких температур $eV_{\text{ch}} \gg k_B T$ концентрация носителей заряда в графенах может быть оценена как

$$n_g = \left(\frac{eV_{\text{ch}}}{\hbar V_F \sqrt{\pi}} \right)^2.$$

Квантовая емкость графена увеличивается при увеличении плотности носителей заряда в графене. Если V_g близко к напряжению, соответствующему точке Дирака, подвижность электронов ограничена сверху наличием дефектов в графене. В то же время квантовая емкость пропорциональна корню из концентрации зарядов. Учитывая, что в точке Дирака концентрация минимальна, можно сделать вывод, что при приближении V_g к этой точке плотность носителей заряда мала.

На рис. 3 приведена зависимость энергии Ферми графена от напряженности статического электрического поля, полученная для значения ДП подложки $\varepsilon_b = \varepsilon_\ell = 17.8$ (подложкой является полупроводник). Отметим, что с ростом подаваемого на слой графена потенциала энергия Ферми растет тем быстрее, чем больше ε_b .

На рисунке также приведены зависимости мнимой части эффективной ДП графена от частоты при $E_F = (50, 100, 200)$ meV (кривые 1–3), полученные на основе (2) для $u = 0.75V_F$, $V_F = 10^6$ m/s, $\tau = 0.2$ ns. Видно, что в области отрицательных значений указанная величина монотонно растет. Значение f_a определяет частоту, выше которой ε_g'' становится положительной (в рассматриваемом нами случае $f_a = 0.591$ THz). В отрицательной области большему значению энергии Ферми отвечает большее значение ε_g'' (по модулю) при фиксированной частоте.

На рис. 4 приведены тоновые диаграммы зависимости мнимой части ДП графена от частоты и параметра u/V_F , а также от частоты и энергии Ферми. Зависимость $\varepsilon_g''(f, u/V_F)$ построена для $E_F = (100, 220)$ meV,

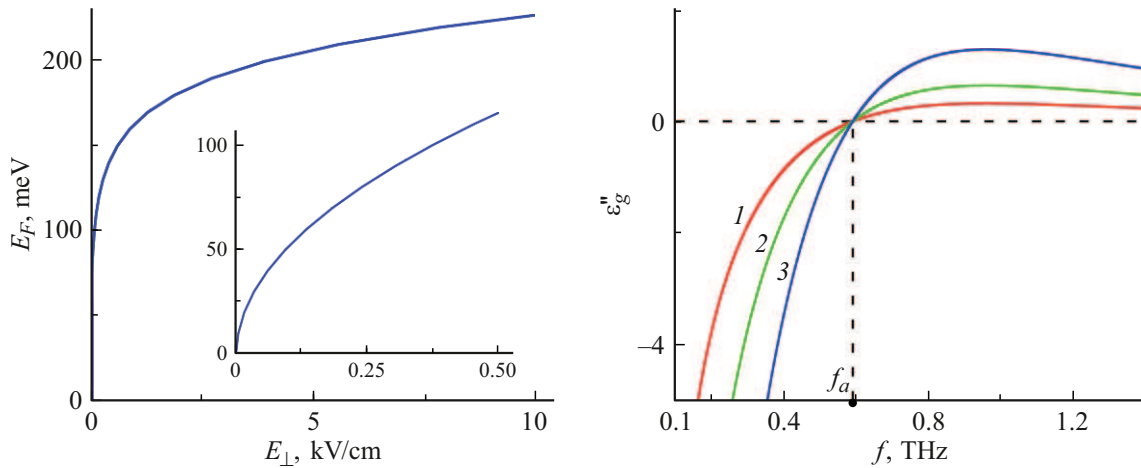


Рис. 3. Зависимость энергии Ферми графена от электрического поля для $\epsilon_b = \epsilon_{\ell} = 17.8$. Частотная зависимость мнимой части ДП графена при $E_F = (50, 100, 200)$ meV (кривые 1–3).

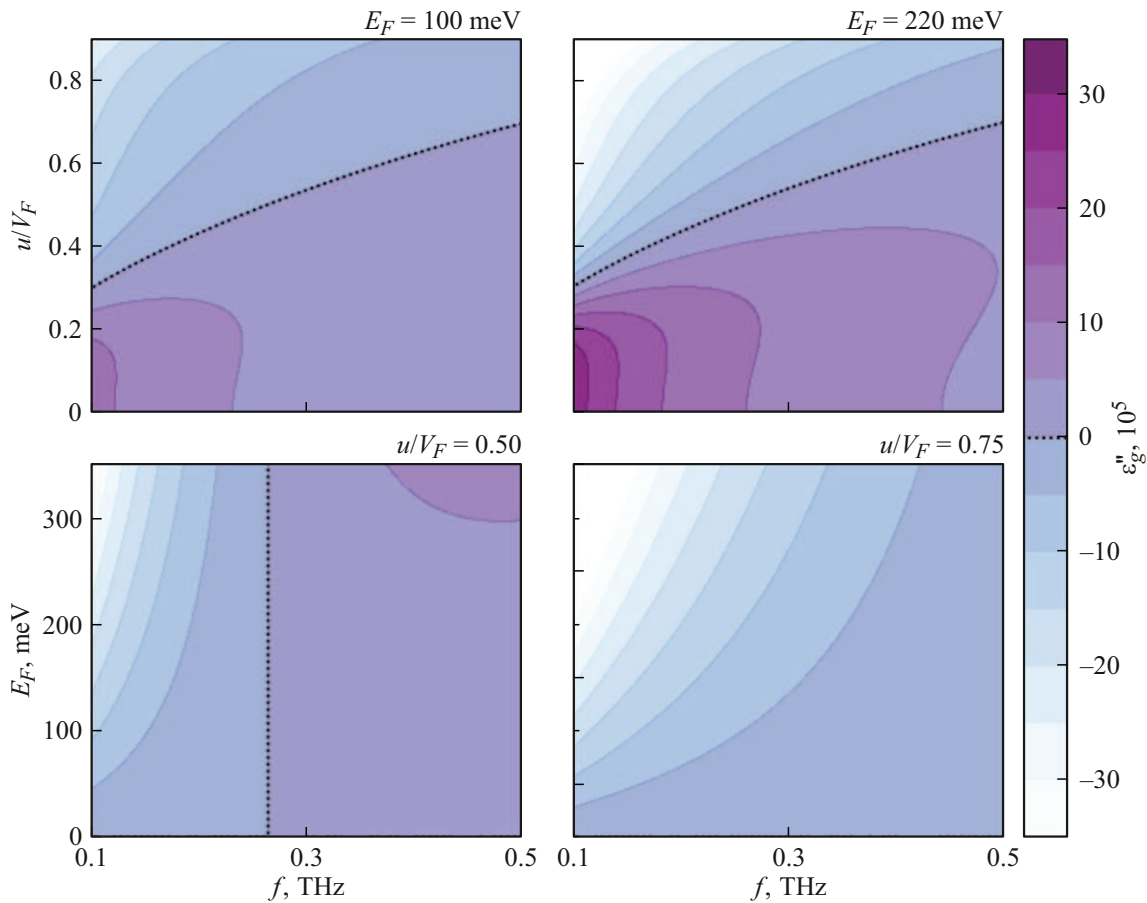


Рис. 4. Зависимости мнимой части ДП графена: от параметра u/V_F и частоты при $E_F = (100, 220)$ meV и от энергии Ферми E_F и частоты при $u/V_F = 0.5, 0.75$; $H_0 = 1.9$ kOe.

зависимость $\epsilon''_g(f, E_F)$ построена для $u/V_F = 0.5, 0.75$, в обоих случаях $H_0 = 1.9$ kOe. Пунктирные линии отделяют области положительных и отрицательных значений ϵ''_g . Приведенные диаграммы позволяют определять величину проводимости графена в достаточно широких интервалах значений указанных параметров.

На представленных диаграммах видно, что существуют области значений параметров, в которых ϵ''_g отрицательна и в этих областях может быть реализовано усиление в графене.

В качестве материала с большим значением ДП в широком интервале температур нами выбран ти-

танат стронция (SrTiO_3) — параэлектрик, который выше температуры структурного фазового перехода ($3\text{ мкм} \rightarrow 4\text{ мм}$) находится в кубической фазе и является оптически изотропным. Его диэлектрические свойства аналогичны свойствам параэлектрической фазы реальных сегнетоэлектриков со структурой перовскита, так как связаны с наличием поперечной мягкой моды, частота которой ω_T стремится к нулю при понижении температуры, что приводит к аномальному росту низкочастотной ДП при $T \rightarrow 0$. Данные эксперимента указывают, что с ростом температуры квадрат частоты мягкой моды линейно растет по закону $\omega_T^2 \sim (T - T_c)$, где $T_c \simeq (35 \pm 5)$ К. В области $T > T_s \simeq 105$ К температурная зависимость ДП титаната стронция в отсутствие внешнего электрического поля хорошо описывается законом Кюри–Вейса $\epsilon_0(T) \simeq C/(T - T_c)$ с константой $C = 8.6 \cdot 10^4$ К [21,22]. В соответствии с указанной зависимостью $\epsilon_0 = 330$ при комнатной температуре и $\epsilon_0 = 1100$ при $T = 110$ К.

Зависимость ДП SrTiO_3 от частоты и внешнего электрического поля на частотах $\omega < \omega_T$ и при температурах, отвечающих параэлектрической фазе, достаточно хорошо описывается выражением [23,24]:

$$\epsilon_p(E_{\perp}, \omega) = \frac{\epsilon_0 \omega_T^2}{\omega_T^2 (1 + E_{\perp}^2 / E_{nl}^2) - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (4)$$

где $\epsilon_0(T)$ — статическая ДП, γ — параметр затухания, E_{nl} — электрическое поле, определяющее нелинейность материала, E_{\perp} — внешнее статическое поле. Для численного анализа мы используем значения $\gamma \simeq 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $E_{nl} = 60 \text{ кВ/см}$. Поэтому область линейности сегнетоэлектрика можно считать значения внешнего электрического поля не выше $E_{\perp} = 10 \text{ кВ/см}$.

В диапазоне температур от 110 К до 300 К для антимионид индия с электронным типом проводимости $n\text{-InSb}$ кинетические параметры имеют медленно меняющиеся температурные зависимости проводимости, теплоемкости и т.д., и не испытывают скачков [25]. Также слабо меняется температурная зависимость проводимости эпитаксиального графена в рассматриваемом диапазоне температур [26].

2. Распределение волнового поля в ФЯ

Рассмотрим теперь особенности распределения волнового поля по ФЯ, связанные с условием $\epsilon_p \gg \epsilon_{1,2}$. Известно, что при внедрении в симметричную фотонно-кристаллическую структуру дефектного слоя и соблюдении определенных фазовых условий возможна локализация излучения в дефектной моде. Для фотонного кристалла плотность энергии волнового поля в резонаторном слое, симметрично расположенном между двумя брэгговскими зеркалами, дается соотношением [21]:

$$|E|^2 = \frac{(1 - R_{mir})|E_{inc}|^2}{(1 - R_{mir})^2 + 4R_{mir} \sin^2 \delta}, \quad (5)$$

где R_{mir} — коэффициент отражения брэгговских зеркал на заданной частоте, $\delta = k_0 \sqrt{\epsilon_p} L_3$ — набег фазы за один проход в резонаторном слое, $|E_{inc}|^2$ — плотность энергии падающей волны. Таким образом, степень локализации и характер распределения поля существенно зависят как от параметров брэгговских зеркал, так и заполнения резонаторной полости.

Для ФЯ боковые слои полупроводник/графен выполняют роль „зеркал“, которые можно считать „брэгговскими“, состоящими из одного периода [9]. Коэффициент отражения R_{mir} такого зеркала зависит от частоты не только за счет выполнения фазовых соотношений, но и за счет материальной дисперсии указанных слоев, т.е. от внешних параметров. Волновое поле между „зеркалами“ ФЯ также существенно зависит от набег фазы при прохождении резонаторного слоя, т.е. от состояния заполняющего резонаторную полость сегнетоэлектрика.

Будем считать, что на ФЯ слева нормально падает линейно поляризованная волна с компонентами поля $(E_{0x}, H_{0y}, 0)$. При переходе волны через границу раздела волна становится ТМ-волной с компонентами поля (E_x, H_y, E_z) . Распределение волнового электрического поля в каждом слое ФЯ можно представить в виде:

$$E_{xj} = A_j \exp(-ik_j z) + B_j \exp(ik_j z), \quad z_{j-1} < z < z_j, \quad (6)$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\epsilon_j}$ — константа распространения в каждом из слоев, $k_0 = \omega/c$, ω и c — частота и скорость волны в вакууме, $j = 1, \dots, 5$. Выражения для магнитного поля в каждом из слоев определяется связью $H_{yj}(z) = -i/k_0 \cdot dE_{xj}(z)/dz$. Временная зависимость волнового поля определяется множителем $\exp(i\omega t)$.

Из условия непрерывности тангенциальных компонент волнового поля E_{xj} и H_{yj} на границах раздела всех слоев получаем систему уравнений для определения коэффициентов A_j и B_j :

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} (1 + \sqrt{\epsilon_{j+1}/\epsilon_j} \exp(ik_j L_j)) (1 - \sqrt{\epsilon_{j+1}/\epsilon_j} \exp(ik_j L_j)) \\ (1 - \sqrt{\epsilon_{j+1}/\epsilon_j} \exp(ik_j L_j)) (1 + \sqrt{\epsilon_{j+1}/\epsilon_j} \exp(ik_j L_j)) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $L_j = z_j - z_{j-1}$ — толщина j -го слоя. Полагаем, что при $z = 0$ в структуру вводится излучение с амплитудой $A_0 = E_{inc}$. Поскольку на выходе из структуры отсутствует падающая на нее волна, поэтому $B_N = 0$. С помощью системы уравнений (6) и (7) можно последовательно определить амплитуды поля в каждом слое структуры и соответственно распределение плотности энергии поля по структуре.

На рис. 5 приведено распределение квадрата модуля напряженности электрического и магнитного волнового

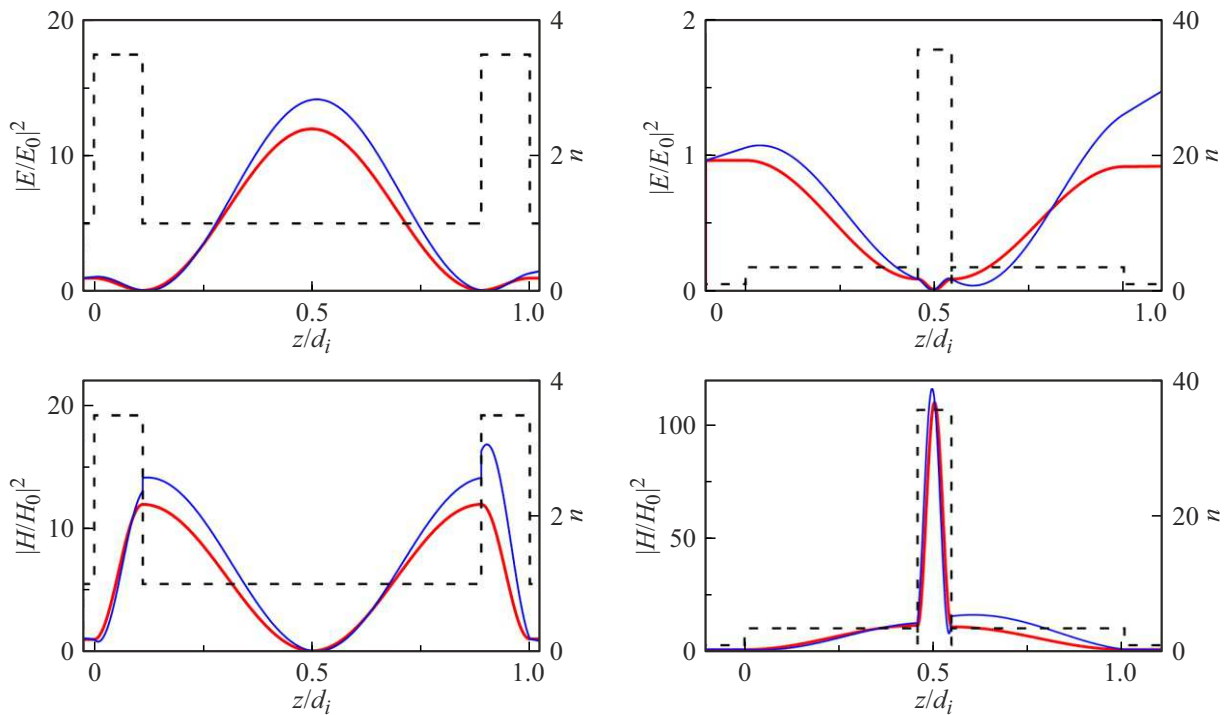


Рис. 5. Распределение электрического и магнитного поля в ФЯ для пустого и заполненного резонатора (левый и правый столбец) при $f_0 = 0.25$ THz, $E_F = (100, 220)$ meV (толстая и тонкая кривые (красная, синяя кривые — только онлайн)), $H_0 = 1.9$ kOe, $u/V_F = 0.5$, толщина всей структуры d_j ($j = 0, p$ для воздуха и параэлектрика соответственно); штриховая линия — профиль показателя преломления.

поля по ФЯ, полученные при значении $H_0 = 1.9$ kOe на частотах $f_0 = 0.25$ THz для двух значений энергии Ферми $E_F = (100, 220)$ meV (толстая и тонкая кривые (красная, синяя кривые — только онлайн)), незаполненного и заполненного параэлектриком резонатора (левый и правый столбец). Профиль показателя преломления, представленный на рисунке пунктирной кривой, отвечает значениям $T = 110$ K, $\epsilon_p = 1100$. Для $f_0 = 0.25$ THz толщина слоя полупроводника $L_1 = \lambda_0/2\sqrt{|\epsilon_\perp|} = 71.6$ μm резонаторной полости $L_3 = \lambda_0/2 \simeq 600$ μm , всей структуры с незаполненной полостью $d_0 \simeq 743$ μm ; толщина слоя заполнения полости (сегнетоэлектрика) $L_3 = \lambda_0/2\sqrt{|\epsilon_p|} = 18$ μm (с учетом равенства оптических толщин для обоих типов ФЯ), толщина всей структуры с заполненной полостью $d_p \simeq 161$ μm .

Характер распределения волнового поля существенно зависит как от выбора рабочей частоты, на которой работает ФЯ, так и от заполнения резонаторной полости. Ввиду наличия дисперсии каждого из слоев с изменением частоты меняется и тип распределения волнового поля. Для выбранной частоты симметрия распределения поля относительно центра структуры различна для электрического и магнитного полей и зависит от материала заполнения полости. Так, для ФЯ с незаполненной резонаторной полостью максимальная локализация электрического поля наблюдается в ее центре, минимальная — на границах полости; для магнитного поля в центре ячейки локализация минимальна,

а на границах полости — максимальна. При заполнении полости параэлектриком фазовые соотношения меняются, в силу чего меняется и характер распределения поля в ФЯ [27]. На представленных зависимостях видно, что в этом случае степень локализации магнитного поля более значительна по сравнению с полем электрическим. Это следует из связи напряженностей с индукциями волнового поля ($H = B/\mu$ и $E = D/\epsilon$) с учетом того, что магнитная проницаемость для всех слоев одинакова (равна единице), тогда как значения ДП-слоев различаются и существенно больше единицы. Наиболее значительная локализация наблюдается для магнитного поля при заполненной полости ФЯ, что может быть использовано при изучении нелинейных свойств этого материала.

3. Спектры отражения, прохождения и усиления

Будем считать, что линейно поляризованная волна распространяется в структуре вдоль оси симметрии (ось OZ), которая перпендикулярна границам раздела слоев. Передаточная матрица всей структуры связывает амплитуды падающей, отраженной и выходящей волн, и имеет вид:

$$\hat{G} = \hat{N}_1 \hat{N}_2 \hat{N}_3 \hat{N}_2 \hat{N}_1, \quad (8)$$

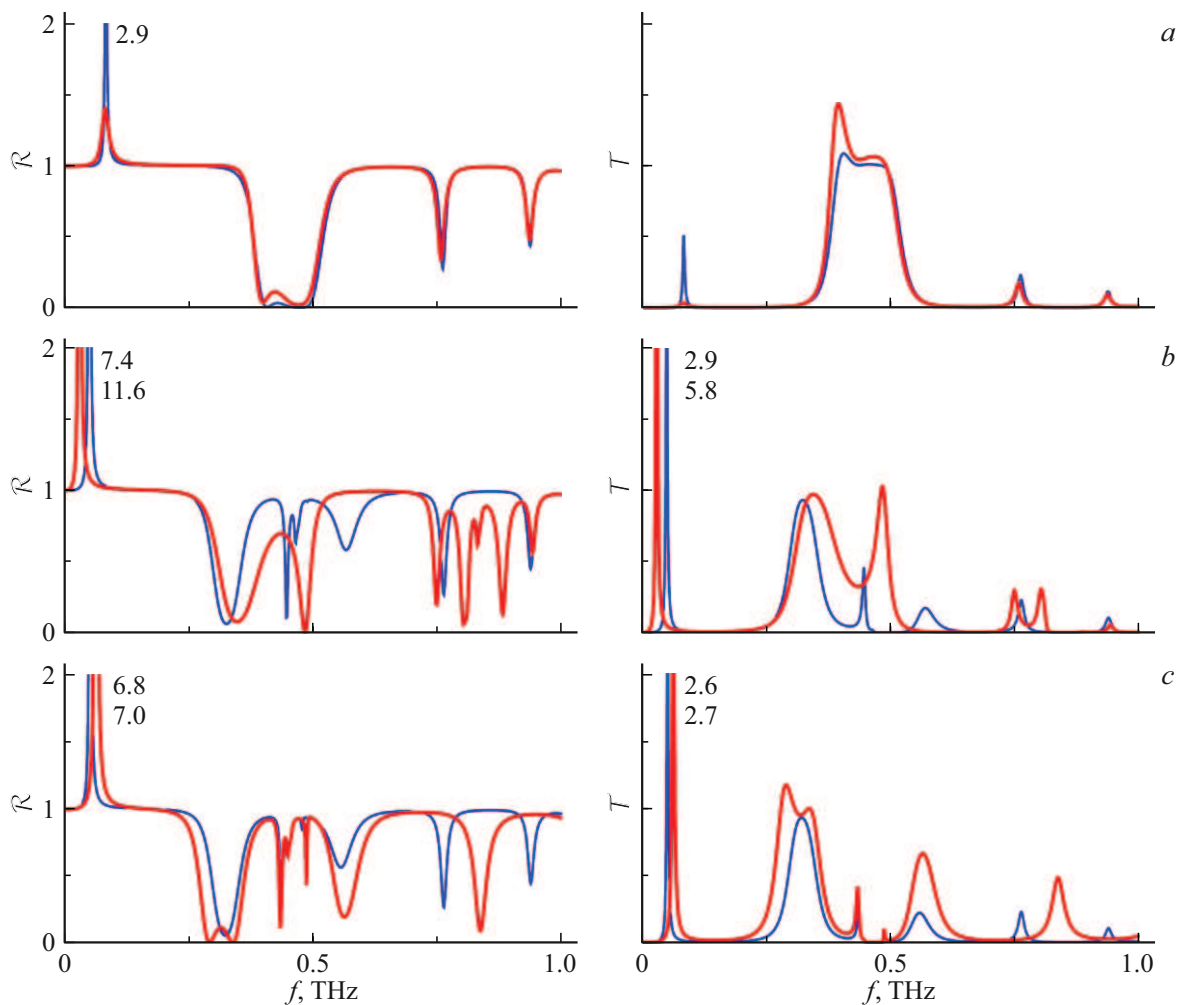


Рис. 6. Спектры отражения и прохождения при: $T = 110$ К, $H_0 = 0$, $E_F = (100, 220)$ меВ (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)) (a); $T = 110$ К, $H_0 = (2, 4)$ кОе (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)), $E_F = 100$ меВ (b); $H_0 = 1.9$ кОе, $E_F = 100$ меВ, $T = (110, 300)$ К (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)) (c), другие параметры $E_{nl} = 60$ кВ/см, $E_{\perp} = 10$ кВ/см.

где передаточную матрицу каждого из слоев можно представить [10,28]:

$$N_j = \begin{pmatrix} \cos k_j L_j & -i \frac{k_0 \epsilon_j}{k_j} \sin k_j L_j \\ (-i \frac{k_j}{k_0 \epsilon_j} \sin k_j L_j & \cos k_j L_j \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $j = 1, 2, 3$. В случае поперечного распространения ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$) собственными волнами рассматриваемой структуры являются ТЕ- и ТМ-волны с компонентами волнового поля (H_x, E_y, H_z) и (E_x, H_y, E_z) соответственно. Дальнейший анализ будем проводить для волны ТМ-типа, так как для рассматриваемой структуры именно волна этого типа является управляемой внешним магнитным полем. Для ТМ-волны в слое полупроводника $\epsilon_1 = \epsilon_{\perp}$ и константа распространения $k_1^{TM} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\perp}}$, в слоях графена и параэлектрика $k_{2,3} = k_0 \sqrt{\epsilon_{g,p}}$, $k_0 = \omega/c$, c — скорость волны в вакууме. Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения всей ФЯ выражаются

через элементы передаточной матрицы структуры [28]:

$$r = \frac{G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}, \quad (10)$$

$$t = \frac{2}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}.$$

Энергетические коэффициенты отражения и прохождения в этом случае имеют вид: $\mathcal{R} = |r|^2$, $\mathcal{T} = |t|^2$. Ниже приводятся спектры отражения и прохождения ТМ волн, смоделированные на основе приведенных выше соотношений для ФЯ с заполненной резонаторной полостью параэлектриком.

На рис. 6 представлены фотонные спектры для ячейки с заполненной параэлектриком резонаторной полостью при: $T = 110$ К, $H_0 = 0$, $E_F = 100, 220$ меВ (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)) (рис. 6, a); $T = 110$ К, $H_0 = 2, 4$ кОе (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)), $E_F = 100$ меВ (рис. 6, b); $H_0 = 1.9$ кОе,

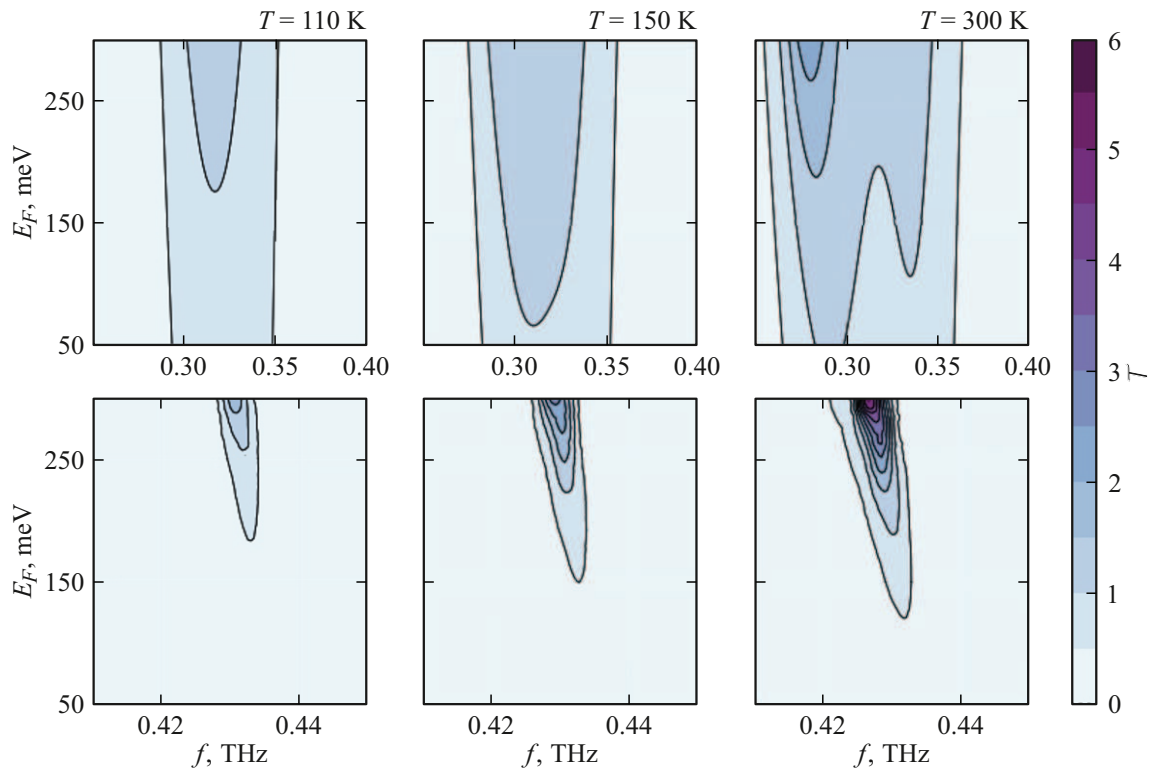


Рис. 7. Тоновая диаграмма коэффициента прохождения для ФЯ, заполненной параэлектриком при $H_0 = 1.9$ кОе, $E_{\perp} = 10$ кВ/см и $T = (110, 150, 300)$ К.

$E_F = 100$ meV, $T = 110, 300$ К (тонкая и толстая кривые (синяя, красная кривые — только онлайн)) (рис. 6, c). Толщина полупроводника $L_1 = 47.8 \mu\text{m}$ при $H_0 = 0$, $L_1 = 14.4 \mu\text{m}$ при $H_0 = 1.9$ кОе; толщина параэлектрика $L_3 = 9.36 \mu\text{m}$ при температуре $T = 110$ К, $L_3 = 17.7 \mu\text{m}$ при температуре $T = 300$ К. Анализ приведенных зависимостей показывает, что управление даже одним параметром существенно трансформирует спектр. Так, при выбранных параметрах рост энергии Ферми приводит к деформации (асимметрии) дефектной моды, уменьшению усиления для отраженной волны и увеличению усиления для волны, прошедшей через ФЯ. Увеличение магнитного поля ведет к слабому сдвигу линии усиления в область более низких частот и росту усиления как отраженной, так и прошедшей волны. Рост температуры приводит к изменению нескольких параметров параэлектрика, что приводит к сложной трансформации спектров отражения и прохождения.

На рис. 7 для исследуемой ФЯ представлены тоновые диаграммы коэффициента прохождения $\mathcal{T}(f_0, E_F)$, на которых для трех значений температуры выделены две частотные области (верхний и нижний ряды) с разным уровнем усиления проходящего излучения. Вычисления проводились для заданных значений внешних полей ($H_0 = 1.9$ кОе, $E_0 = E_{\perp} = 10$ кВ/см), температур $T = (110, 150, 300)$ К и соответствующих этим температурам параметров параэлектрика: $\epsilon_0 \simeq 1100, 700, 340$, $\omega_T \simeq (7.8, 9.54, 14.32) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$,

$\gamma \simeq 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $E_{nl} = 60$ кВ/см. На каждой из указанных диаграмм приведена одна из областей с максимальным коэффициентом прохождения. Линии одного уровня усиления указывают на характер его изменения в различных областях значений управляющих параметров.

Видно, что области усиления с ростом температуры расширяются по частоте и смещаются в сторону меньших значений энергии Ферми. Таким образом, положением области усиления для проходящего через ФЯ излучения можно эффективно управлять не только с помощью энергии Ферми, но и температуры. Аналогичные тоновые диаграммы можно построить и для отраженного от ФЯ излучения.

При учете поглощения в слоях коэффициент поглощения, т.е. доля поглощенной структурой энергии, определяется выражением $\mathcal{A} = 1 - (\mathcal{R} + \mathcal{T})$. При наличии в структуре только поглощения, значение \mathcal{A} является положительной величиной $0 < \mathcal{A} < 1$. При наличии поглощения и усиления интегральный коэффициент поглощения может быть как больше, так и меньше нуля. В последнем случае величина $\mathcal{A} < 0$ является, по сути, коэффициентом усиления взаимодействующего с ФЯ излучения.

На рис. 8 приведена тоновая диаграмма зависимости коэффициента \mathcal{A} от частоты и энергии Ферми для исследуемой ФЯ с резонансной полостью, заполненной параэлектриком при значениях внешних параметров $H_0 = 1.9$ кОе, $E_{\perp} = 10$ кВ/см,

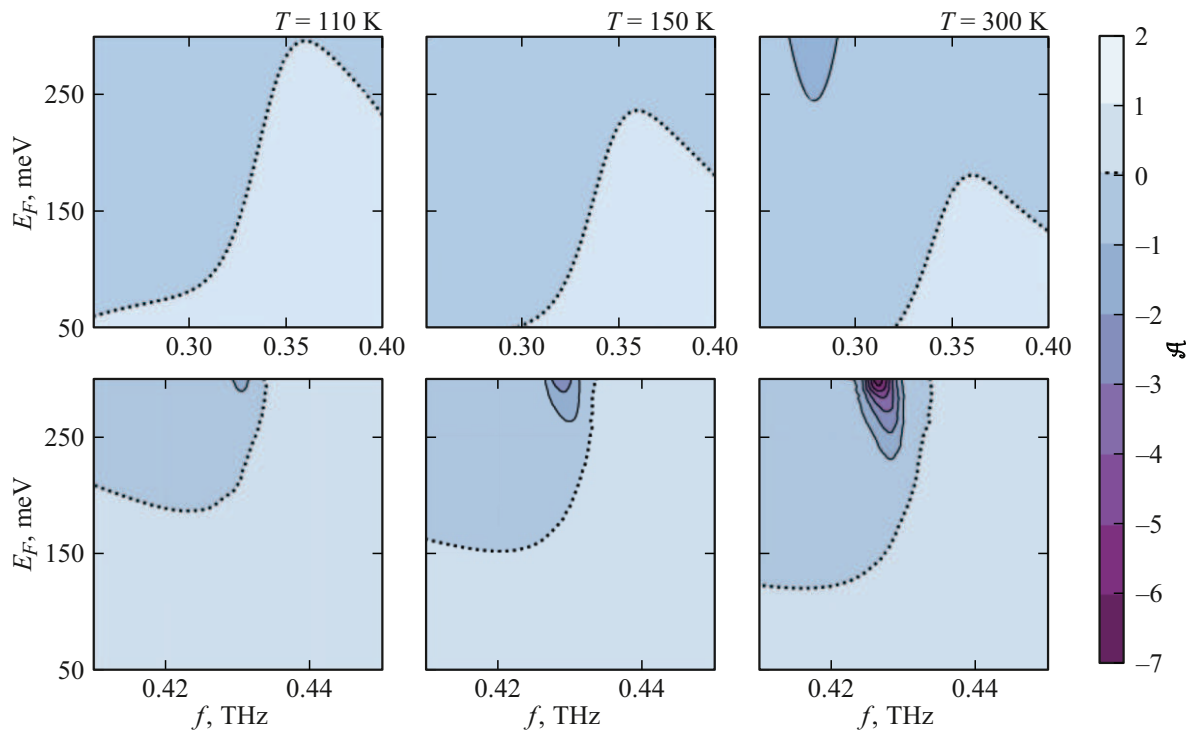


Рис. 8. Тоновая диаграмма коэффициента усиления ТМ-волны для ФЯ, заполненной параэлектриком при $H_0 = 1.9 \text{ kOe}$, $E_{\perp} = 10 \text{ kV/cm}$.

температуре $T = (110, 150, 300) \text{ K}$ и соответственно $\varepsilon_0 \simeq 1100, 700, 340$, $\omega_T \simeq (7.8, 9.54, 14.32) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Пунктиром показана граница между поглощением и усилением.

На представленном интервале частот отмечаем две области существенного усиления. С ростом температуры усиление начинается с более низких значений энергии Ферми, сами области при этом уширяются. В отличие от поглощения усиление может достигать значительных величин. Таким образом видно, что появляется возможность эффективного управления областью усиления излучением не только с помощью внешних электрического и магнитного полей, но и температуры.

Заключение

Преимуществом одномерных фотонно-кристаллических структур по сравнению с двумерными и трехмерными является простота и низкая стоимость их изготовления. При этом, несмотря на их хорошую изученность, одномерные структуры продолжают оставаться объектами исследований для получения новых или модификации уже существующих материалов с новыми оптическими свойствами. В этом плане представляет интерес рассмотрение свойств отдельной ФЯ с минимальным числом периодов в брэгговских зеркалах, которую еще можно рассматривать как микрорезонатор с достаточно эффективным управлением проходящего через него (или отраженного) излучения.

В результате проведенного численного анализа выявлены особенности спектра симметричной ФЯ, у которой ДП резонаторного слоя во много раз превосходит проницаемости слоев в обкладках (зеркалах). Так как ДП материалов слоев сильно зависит от внешнего как магнитного, так и электрического полей, а также и температуры, то положением дефектной моды можно эффективно управлять. В работе показано, что свойствами такой ФЯ можно управлять не только в результате изменения магнитного или электрического поля, но и в результате изменения энергии Ферми графеновых слоев и изменения температуры сегнетоэлектрического материала.

На тоновых диаграммах коэффициента усиления в зависимости от частоты и энергии Ферми можно видеть области усиления в центре запрещенной зоны и в области низких частот рассматриваемого диапазона. Эти свойства позволяют использовать графеновую ФЯ как самостоятельный функциональный элемент в сложных оптических установках в качестве усилителя терагерцового излучения. Данная структура также может найти широкое практическое применение, в частности, может служить эффективным фильтром в узкой частотной области.

Отметим, что нами не рассмотрена трансформация спектров, которая возможна при изменении степени легирования полупроводника. Однако приведенные выражения для компонент ДП полупроводника учитывают изменения параметров материала, что может

быть учтено при вычислениях на основе приведенных соотношений.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FEUF-2026-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev. *Magnetophotonics: From theory to applications*. (Springer Science & Business Media, 2013)
- [2] В.Б. Казанский, В.Р. Туз, В.В. Хардинов. *Электродинамическая теория композитных сред* (Харьковский нац. ун-т им. В.Н. Каразина, 2015)
- [3] С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.П. Тимофеев. *Фотонные кристаллы* (СФУ, 2013)
- [4] А.В. Сарафанникова, А.И. Гарифуллин, Р.Х. Гайнутдинов. *Тез. докл. XXIV Объединенной международной молодежной научной школы* (Казань, Россия, 2020), с. 95.
- [5] V. Kumar, B. Suthar, J. Malik, A. Kumar, Kh.S. Singh, T. Singh, A. Bhargva. *Photonics and optoelectronics* **2**, 17 (2013). URL:IDhttps://www.airitilibrary.com/Article/Detail/P20150529006-201301-201508100021-201508100021-19-25
- [6] С.В. Елисеева, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов. *ФТТ*, **55**(1), 61 (2013). [S.V. Eliseeva, V.A. Ostatochnikov, D.I. Sementsov. *Phys. Sol. St.*, **55** (1), 73 (2013). DOI: 10.1134/S1063783413010137]
- [7] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. *Опт. и спектр.* **109** (5), 790 (2010). [S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. *Opt. Spectr.*, **109** (5), 729 (2010). DOI: 10.1134/S0030400X10110123]
- [8] T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113902 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.113902
- [9] S.V. Eliseeva, P.A. Itrin, D.I. Sementsov. *Photonics*, **10** (12), 1318 (2023). DOI: 10.3390/photonics10121318
- [10] T. Otsuji, S.A. Boubanga-Tombet, A. Satou, D. Yadav, H. Fukidome, T. Watanabe, T. Suemitsu, A.A. Dubinov, V.V. Popov, W. Knap, V. Kachorovskii, K. Narahara, M. Ryzhii, V. Mitin, M.S. Shur, V. Ryzhii. *Nanophotonics*, **11**, 1677 (2022). DOI: 10.1515/nanoph-2021-0651
- [11] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (Наука, М., 1989)
- [12] D. Svintsov. *Phys. Rev. B.*, **100**, 195428 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.195428
- [13] M.Yu. Morozov, I.M. Moiseenko, V.V. Popov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **30**, 08LT02 (2018). DOI: 10.1088/1361-648X/aaa648
- [14] I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev. *Phys. Rev. B.* **103** (19), 195430 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.195430
- [15] I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev. *Semiconductors*, **55** (1), S30 (2021). DOI: 10.1134/S1063782621080133
- [16] О.А. Голованов, Г.С. Макеева, В.В. Вареница. *Надежность и качество сложных систем*, **4** (8), 26 (2014).
- [17] M.H. Liu. *Phys. Rev. B — Condensed. Matter and Mater. Phys.*, **87** (12), 125427 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.125427
- [18] P. Olbrich, J. Kamann, M. König, J. Munzert, L. Tutsch, J. Eroms, D. Weiss, Ming-Hao Liu, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, V.V. Popov, D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, F. Fromm, Th. Seyller, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B.*, **93** (7), 075422 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.075422
- [19] В.В. Шунаев, А.А. Петрунин, А.В. Ушаков, О.Е. Глухова. *ЖТФ*. **94** (3), 372 (2024). [V.V. Shunaev, A.A. Petrunin, A.V. Ushakov, O.G. Glukhova. *Tech. Phys.*, **94** (3), 372 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.03.57374.314-23]
- [20] J. Xia, F. Chen, J. Li, N. Tao. *Nature Nanotechnology*, **4** (8), 505 (2009). DOI: 10.1038/nnano.2009.177
- [21] В.М. Фридкин. *Сегнетоэлектрики-полупроводники* (Наука, М., 1976)
- [22] S. Kamba. *APL Mater.*, **9**, 020704 (2021). DOI: 10.1063/5.0036066
- [23] А. Замудио-Лара, С.В. Кошечая, В.В. Гримальский, Ф. Яньез-Кортес. *Вісті вищих учбових закладів. Радіоелектроніка*, **58**, 33 (2015).
- [24] M. Misra, K. Kotani, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 182909 (2005). DOI: 10.1063/1.2128039
- [25] В.Г. Орлов, Г.С. Сергеев. *ФТТ*, **55** (11), 2105 (2013). [V.G. Orlov, G.S. Sergeev. *Physics of the Solid State*, **55** (11), 2215 (2013). DOI: 10.1134/S1063783413110188]
- [26] З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов. *ФТП*, **48** (7), 951 (2014). [Z.Z. Alisultanov, R.P. Meilanov. *Semiconductors*, **48** (7), 924 (2014). DOI: 10.1134/S1063782614070021]
- [27] I.V. Fedorova, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. *Superlattices and Microstructures*, **117**, 488 (2018). DOI: 10.1016/j.spmi.2018.03.030
- [28] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Elsevier, 2013)