

УДК 535.354,539.186.3

ЦИФРОВОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМОННЫХ СХЕМ

© 2020 г. А. В. Шестериков¹, А. Ю. Лексин¹, Т. В. Прохорова¹,
Н. М. Воронова¹, А. В. Прохоров¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых”,
Владимир, Россия

*E-mail: avprokhorov33@mail.ru

Поступила в редакцию 20.09.2019 г.

После доработки 15.11.2019 г.

Принята к публикации 27.11.2019 г.

Рассмотрены вопросы применения численных методов и алгоритмов для проектирования плазмонных схем на основе двумерных материалов и полупроводниковых квантовых точек. Описываются математические подходы как основа для системы автоматизированного расчета параметров полупроводниковых квантовых точек сферической формы, а также особенности применения метода конечных разностей во временной области для полного полевого моделирования вблизи поверхности наноструктурированного графена.

DOI: 10.31857/S0367676520030242

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы создания и использования программного обеспечения для расчета гибридных схем резонансного взаимодействия между отдельными эмиттерами и электромагнитным полем является слабым местом практически всех доступных коммерческих программ. В контексте рассматриваемых задач гибридными являются такие схемы взаимодействия, в которых квантовый эмиттер (атом, молекула, квантовая точка (КТ), квантовый провод (КП)) испытывает одновременное воздействие как свободного электромагнитного поля, так и локализованных электромагнитных волн. Такие волны – поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) – формируются в волноводных интерфейсах на границе материалов с резким контрастом диэлектрической проницаемости (металл/диэлектрик); их преимущество перед свободно распространяющимися волнами заключается в возможности пространственной локализации на масштабах порядка нескольких нанометров, существенно меньше длины волны света. Одновременно с этим характерные частоты таких возбуждений могут соответствовать терагерцевому, инфракрасному и даже оптическому диапазонам, что позволяет добиться беспрецедентных скоростей отклика и нанометровых масштабов устройств на их основе.

В настоящей работе рассматриваются вопросы разработки и реализации математических моде-

лей для проектирования плазмонных схем на основе полупроводниковых квантовых точек и наноструктурированного графена. Для этого, была создана база данных характеристик КТ на основе соединений АЗВ5 и А2В6, вмещающая в себя информацию о параметрах энергии потолка валентной зоны, дна зоны проводимости, ширины запрещенной зоны и т.д. Разработанные математические методы позволили производить автоматизированный расчет энергетической структуры уровней, частот и дипольных моментов, скоростей релаксации и др.

На следующем этапе были проведены работы по реализации метода конечных разностей во временной области для моделирования распространения PPP в плазмонных волноводах на основе проводящих структур как перспективных сред для реализации межузловых соединений в плазмонных схемах. Составлена математическая модель по реализации метода конечных разностей во временной области (FDTD) для моделирования плазмон-поляритонных мод в графеновых двумерных структурах. Проведено тестирование на примере сравнения результатов расчета с результатами известных работ по моделированию распространения PPP в графеновых схемах [1, 2]. Получено полное согласие результатов работы авторских методов как с коммерческими программами, так и с практическими работами зарубежных авторов на оригинальном коде.

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОЛОЖЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КТ ЗАДАННОГО РАЗМЕРА

Для расчета размерных зависимостей ограниченного числа энергетических уровней дырки в валентной зоне КТ может быть использовано оценочное соотношение [3–6]

$$E_{nl} = E_V e - \frac{\hbar^2 \chi_{nl}^2}{2m_h a^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, n_{max}; \quad (1)$$

$$l = 0, 1, \dots, l_{max},$$

где E_V – энергия для потолка валентной зоны КТ (выраженной в эВ); $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ – заряд электрона (Кл); m_h – эффективная масса дырки; a – радиус КТ (м); $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка; n – главное квантовое число для дырки; l – орбитальное квантовое число для дырки, χ_{nl} – корни сферического уравнения Бесселя 1-го рода. Для расчета размерных зависимостей энергетических уровней электрона в зоне проводимости КТ может быть использовано оценочное соотношение [5, 6]:

$$E_{n'l'} = E_c e + \frac{\hbar^2 \chi_{n'l'}^2}{2m_e a^2}, \quad n' = 1, 2, \dots, n'_{max}; \quad (2)$$

$$l' = 0, 1, 2, \dots, l'_{max},$$

где E_c – энергия дна зоны проводимости КТ (эВ); m_e – эффективная масса электрона; n' – главное квантовое число для электрона, l' – орбитальное квантовое число для электрона; $\chi_{n'l'}$ – корни сферического уравнения Бесселя 1-го рода. Для расчета частоты внутризонного дырочного перехода может быть использовано соотношение [7]:

$$\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m_h a^2} (\chi_{mk}^2 - \chi_{nl}^2) \right), \quad (3)$$

где m, n и k задаются произвольным образом в рамках пользовательских диапазонов, параметр l подчиняется правилу отбора $l = k \pm 1$. На основе частоты перехода может быть рассчитана длина волны межуровневого перехода в виде: $\lambda_{mn} = \frac{2\pi c}{\omega_{mn}}$.

Для расчета частоты внутризонного (электронного) перехода может быть использовано соотношение [7]:

$$\omega_{m'n'} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m_e a^2} (\chi_{m'k'}^2 - \chi_{n'l'}^2) \right), \quad (4)$$

где m', n' и k' задаются произвольным образом в рамках интересующих диапазонов, параметр l' подчиняется правилу отбора $l' = k' \pm 1$. На основе

частоты перехода может быть рассчитана длина волны межуровневого перехода в виде $\lambda_{m'n'} = \frac{2\pi c}{\omega_{m'n'}}$.

Тогда, для расчета частоты межзонного перехода используется соотношение [7]:

$$\omega_{m'n} = \frac{1}{\hbar} \left(eE_{gl} + \frac{\hbar^2}{2a^2} \left(\frac{\chi_{m'k'}^2}{m_e} + \frac{\chi_{nl}^2}{m_h} \right) \right). \quad (5)$$

Правило отбора в данном случае имеет вид $k' - l = 0$. Длина волны соответствующего перехода имеет вид $\lambda_{m'n} = \frac{2\pi c}{\omega_{m'n}}$. Дипольный момент внутризонного перехода в КТ, согласно [8], может быть рассчитан следующим образом:

$$\mu_{i-f} = e \langle \psi_i | r | \psi_f \rangle = e \int_V \psi_i^*(r) r \psi_f(r) dV. \quad (6)$$

При переходе к тройному интегралу в сферических координатах данный параметр может быть рассчитан так:

$$\mu_{i-f} = e \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^R \psi_i^*(r, \theta, \varphi) r \psi_f(r, \theta, \varphi) r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi, \quad (7)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость КТ, r – радиус-вектор, определяющий расстояние носителя заряда до центра КТ, θ – азимутальный угол, φ – полярный угол, ψ_i, ψ_f – волновые функции уровней, с которого и на который осуществляется переход соответственно; R – радиус КТ; $\psi_i^*(r, \theta, \varphi)$ – сопряженная волновая функция уровня, с которого осуществляется переход. Согласно [9] волновая функция для сферической КТ определяется следующим образом:

$$\Psi_{nlm}(r) = \sqrt{\frac{2}{R^3}} \frac{j_l(k_{nl}r)}{j_{l+1}(\chi_{nl})} Y_{lm}(\Theta, \Phi), \quad (8a)$$

либо

$$\Psi_{nlm}(r) = \sqrt{\frac{2}{rR}} \frac{J_{l+1/2}(k_{nl}r)}{J_{l+3/2}(\chi_{nl})} Y_{lm}(\Theta, \Phi), \quad (8b)$$

где $j_l(x), j_{l+1}(x)$ – сферические функции Бесселя 1-го рода и l -го и $l+1$ -го порядков соответственно; $J_{l+1/2}(x), J_{l+3/2}(x)$ – функции Бесселя 1-го рода $l+1/2$ -го и $l+3/2$ -го порядков соответственно;

$Y_{lm}(\Theta, \Phi)$ – сферические функции; $k_{nl} = \frac{\chi_{nl}}{R}$; χ_{nl} – n -ый корень функции Бесселя 1-го порядка; n, l, m – главное, орбитальное, магнитное квантовые чис-

ла частицы, соответственно. Подставляя (8) для двух различных уровней в (7), получим:

$$\begin{aligned} \mu_{i-f} = & \frac{2}{R^2 J_{l+\frac{3}{2}}(\chi_{n'l'}) J_{l+\frac{3}{2}}(\chi_{nl})} \times \\ & \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{l'm'}(\Theta, \phi) Y_{lm}(\Theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi \times \\ & \times \int_0^R J_{l'+\frac{1}{2}}(k_{n'l'}r) J_{l+1/2}(k_{nl}r) r^2 dr, \end{aligned} \quad (9)$$

где n', l', m' и n, l, m – главное, орбитальное и магнитное квантовые числа уровней, между которыми осуществляется переход. В общем виде сферические функции представляют собой следующие выражения:

$$Y_{lm}(\Theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\phi} \Theta_{lm}(\theta), \quad (10)$$

где ϕ – азимутальный угол; θ – телесный угол; $\Theta_{lm}(\theta)$ – радиальные функции, имеющие вид:

$$\Theta_{lm}(\theta) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1(l-m)!}{2(l+m)!}} P_l^m(\cos(\theta)), \quad (11)$$

где $P_l^m(\cos(\theta))$ – присоединенные полиномы Лежандра (см. [10]) в виде:

$$P_l^m(\cos(\theta)) = \sin^m \theta \frac{d^m}{d(\cos\theta)^m} P_l(\cos\theta), \quad (12)$$

При $m = 0$ полином P_l^m совпадает с полиномом Лежандра P_l вида:

$$\begin{aligned} P_l^0(\cos(\theta)) &= P_l(\cos\theta) = \\ &= \frac{1}{2^l l! d(\cos\theta)^l} (\cos^2 \theta - 1)^l. \end{aligned} \quad (13)$$

Далее мы полагаем, что магнитное квантовое число равно $m = 0$, тогда:

$$Y_{l0}(\Theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Theta_{l0}(\theta), \quad (14a)$$

$$\Theta_{l0}(\theta) = \sqrt{\frac{2l+1}{2}} P_l(\cos(\theta)). \quad (14b)$$

Дипольный момент межзонного перехода может быть приближительно оценен исходя из соотношения [11]:

$$\mu_{bb}^2 = \frac{e^2}{6m_0\omega_{m'n}^2} \left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right) \frac{E_{m'n}(E_{m'n} + \Delta_0)}{E_{m'n} + 2\Delta_0/3}, \quad (15)$$

где $\omega_{m'n}$ – частота перехода; $E_{m'n}$ – расстояние между уровнями m' и n , Δ_0 – спин-орбитальное расщепление. Для расчета энергий, частот и дипольных моментов переходов в КТ, использова-

лись формулы (1)–(14), объединенные в единый программный модуль [12]. В частности, результаты расчетов зависимостей энергии межзонного перехода в диапазоне радиусов от 3 до 6 нм для КТ на основе п/п CdSe представлены на рис. 1. Полученная с помощью аналитических выражений зависимость совпадает с той, что была получена в работе [6]. Однако для КТ с радиусом менее 3 нм будет наблюдаться расхождение с результатами наилучшей аппроксимации из работы [6]. Это связано с необходимостью учета эффектов кулоновского взаимодействия в режиме сильного конфайнмента [9] при условии $a < a_{ex}$, где a_{ex} – борровский радиус экситона.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОВОДИМОСТИ ГРАФЕНА И МЕТОД КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

В качестве основы для формирования межузловых соединений в плазмонных схемах могут быть выбраны как металлические, так и более перспективные, графеновые волноводы. Графен [13] является двумерным материалом на основе гексагональной решетки атомов углерода толщиной в один атом. Уникальной особенностью такой структуры является возможность наблюдения высокотемпературной проводимости как в чистом материале [14], так и его допированных модификациях [15], что может сделать графен основой интегральных схем будущего. Преимущество графена как основы для плазмонных схем заключается в возможности достижения предельной локализации электромагнитной волны на масштабах в несколько нм [16]. Электропроводность графена на частоте ω может быть описана на основе формализма Кубо [17] и определяется выражением:

$$\begin{aligned} \sigma(\omega, \mu_c, \tau, T) = & i \frac{8\sigma_0 k T}{\omega + i \frac{1}{\tau}} \left(\frac{\mu_c}{k T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k T}} + 1 \right) \right) + \\ & + i \frac{\sigma_0}{\pi} \ln \left(\frac{2|\mu_c| - \left(\omega + i \frac{1}{\tau} \right) \hbar}{2|\mu_c| + \left(\omega + i \frac{1}{\tau} \right) \hbar} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где μ_c – химический потенциал, $1/\tau$ – скорость рассеяния носителей заряда (электронов), $T = 300$ К – температура, k – постоянная Больцмана. Первое слагаемое в уравнении (16) описывает вклад внутризонной проводимости, а второе – межзонной. Формирование ППП на поверхности графен–диэлектрик возможно в случае $\hbar\omega < 2\mu_c$, когда мнимая часть проводимости $\text{Im}(\sigma(\omega, \mu_c, \tau, T))$ переходит от положительных к отрицательным значениям. В частности, для

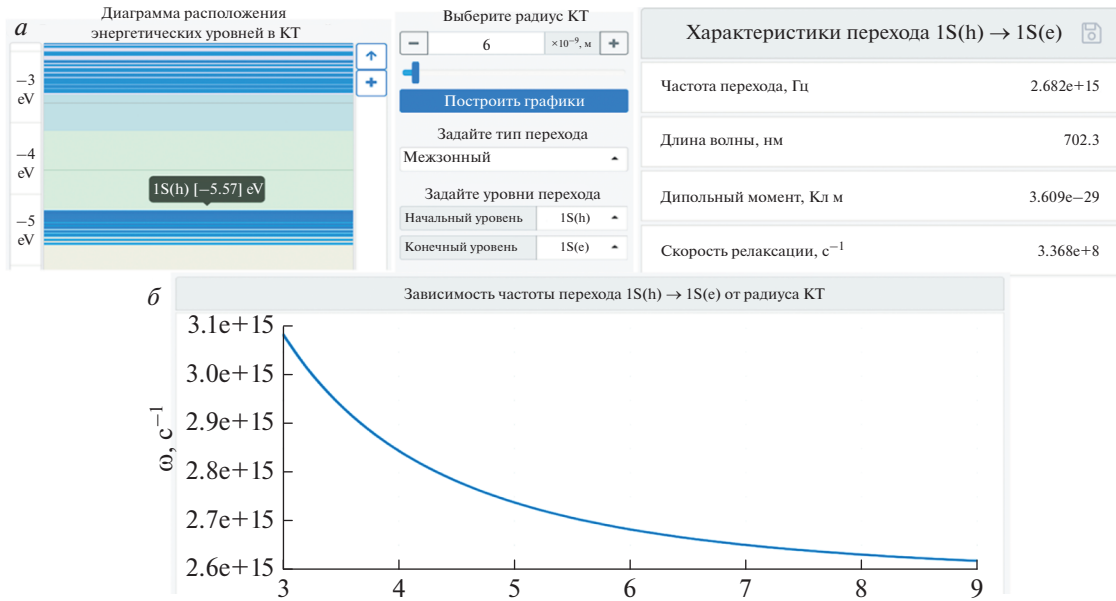


Рис. 1. а – Вид окна программного модуля для расчета параметров полупроводниковых КТ; б – зависимости энергии межзонного перехода $1S(e) \rightarrow 1S(h)$ CdSe КТ от радиуса, рассчитанные в сравнении с [6].

того чтобы ППП существовали при 1.55 мкм, химический потенциал графена должен составлять не менее 0.5 эВ. В случае представления проводимости в виде $\sigma(\omega) = \sigma_r(\omega) + i\sigma_i(\omega)$ диэлектрическая проницаемость графена задается в виде:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_r(\omega) - \sigma_i(\omega)/(\epsilon_0\omega\Delta) + i\sigma_r(\omega)/(\epsilon_0\omega\Delta), \quad (17)$$

где $\epsilon_r(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, в котором находится лист графена, Δ – толщина графена (обычно, выбирают $\Delta \sim 1$ нм). Таким образом, формирование ППП в листе графена возможно лишь при условии $\epsilon_r(\omega) - \sigma_i(\omega)/(\epsilon_0\omega\Delta) < 0$. Относительная диэлектрическая проницаемость листа графена в вакууме определяется следующим уравнением [1]:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \sigma_v/(i\omega\epsilon_0) = 1 + \sigma_0/(i\omega\epsilon_0(1 + i\omega\tau)), \quad (18)$$

где $\sigma_0 = e^2kT\tau/(\pi\hbar^2\Delta)(\mu_c/(kT) + 2\ln(e^{-\mu_c/(kT)} + 1))$ и ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость воздуха. При этом формируемая в одиночном листе ППП-волна характеризуется следующим значением волнового вектора:

$$\beta_{\text{ППП}}(\omega) = k_0\sqrt{1 - (2c\epsilon_0/\tilde{\sigma}_{\text{intra}})^2}, \quad (19)$$

где $\tilde{\sigma}_{\text{intra}} = \sigma_0\Delta/(1 + i\omega\tau)$. При выборе значений $\mu_c = 0.5$ эВ, $\tau = 3.85$ пс и частоте источника $3 \cdot 10^{12}$ Гц длина волны ППП составит $\lambda_{\text{ППП}} \approx 51$ мкм, а эффективная длина пробега $L_{\text{ППП}} = \lambda_0/(4\pi\text{Im}(\beta_{\text{ППП}}/k_0))$ составит 396 мкм.

Для численного моделирования формирования ППП на графене использовался метод FDTD для уравнений Максвелла вида [1]:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \nabla \times H, \quad \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E, \quad (20a)$$

$$D(\omega) = c_0\epsilon_r^*(\omega)E(\omega), \quad (20б)$$

где ϵ_r^* и c_0 – относительная диэлектрическая проницаемость среды и скорость света, D – плотность потока, E – напряженность электрического поля, H – напряженность магнитного поля, μ – магнитная проницаемость среды. При переходе к нормированным параметрам $\tilde{E} = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}E$ и $\tilde{D} = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}D$ уравнения Максвелла переписуются в следующей форме:

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \nabla \times H = c_0 \nabla \times H, \quad (21a)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \nabla \times \tilde{E} = c_0 \nabla \times \tilde{E}, \quad (21б)$$

$$\tilde{D}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega)\tilde{E}(\omega). \quad (21в)$$

Уравнения Максвелла для поперечной (ТЕМ) моды, когда поляризованная волна распространяется в направлении z , имеют вид:

$$\frac{\partial \tilde{D}_y}{\partial t} = c_0 \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad (22a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = c_0 \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z}. \quad (22б)$$

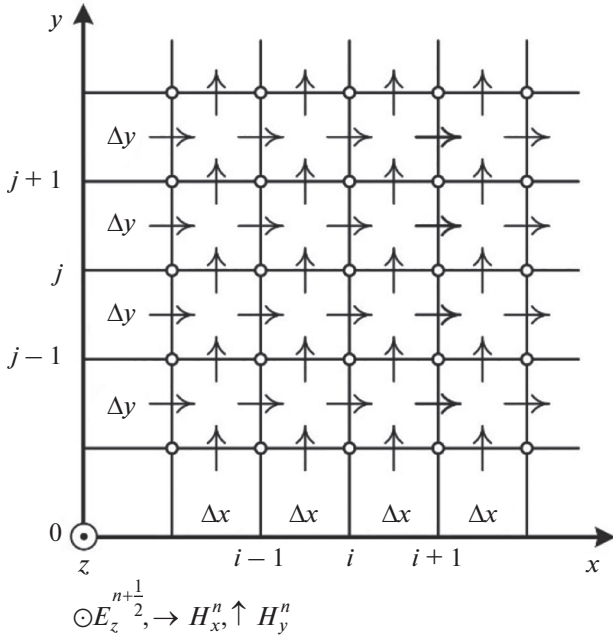


Рис. 2. Сетки для двумерного случая FDTD.

Дискретизация уравнения Максвелла с использованием метода центральной производной и шагом $\Delta t = \Delta z/2c_0$, где Δz – пространственный размер (рис. 2), дает:

$$\tilde{D}_y^{n+1/2}(k) = \tilde{D}_y^{n-1/2}(k) + \frac{1}{2} \left[H_x^n \left(k + \frac{1}{2} \right) - H_x^n \left(k - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (23a)$$

$$H_x^{n+1} \left(k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1} \left(k + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \left[\tilde{E}_y^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_y^{n+1/2}(k) \right]. \quad (23b)$$

Электрическое поле вычисляется по формуле (21в). Объединив уравнения (18) и (21в), получим:

$$D_y(\omega) = \{1 + \sigma_0/(j\omega\epsilon_0) - B/(1 + j\omega\tau)\} \tilde{E}_y, \quad (24)$$

где $B = \tau\sigma_0/\epsilon_0$. Уравнение (24) зависит от частоты, которую можно преобразовать во временную зависимость и получить набор уравнений:

$$\tilde{E}_y^{n+1/2}(k) = \left(\tilde{D}_y^{n+1/2}(k) + I^{n-1/2}(k) + e^{-\Delta t/\tau} S^{n-1/2}(k) \right) / M(k), \quad (25a)$$

$$I^{n+1/2}(k) = I^{n-1/2}(k) + N(k) \tilde{E}_y^{n+1/2}(k), \quad (25b)$$

$$S^{n+1/2}(k) = S^{n-1/2}(k) e^{-\Delta t/\tau} + L(k) \tilde{E}_y^{n+1/2}(k), \quad (25b)$$

где, $M(k) = \Delta t\sigma_0/\epsilon_0 - \Delta tB/\tau$, $N(k) = \Delta t\sigma_0/\epsilon_0$ и $L(k) = \Delta tB/\tau$, i, j – индексы по пространственным координатам, n – индекс по временной координате, Δx – шаг по пространственной оси, Δt – шаг по временной оси. После приведения дискретные уравнения Максвелла примут вид:

$$\tilde{D}_z^{n+1/2}(i, j) = \tilde{D}_z^{n-1/2}(i, j) + \frac{1}{2} \left[H_y^n \left(i - \frac{1}{2}, j \right) - H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - H_x^n \left(i, j - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (26a)$$

$$H_x^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = H_x^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \left[\tilde{E}_z^{n+1/2}(i, j+1) - \tilde{E}_z^{n+1/2}(i, j) \right], \quad (26b)$$

$$H_y^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = H_y^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + \frac{1}{2} \left[\tilde{E}_z^{n+1/2}(i+1, j) - \tilde{E}_z^{n+1/2}(i, j) \right]. \quad (26b)$$

Предварительное моделирование формирования и распространения поверхностных электромагнитных волн проводилось с использованием в качестве источника магнитного диполя в виде:

$$H(t, x = 0, y = 0, z) = H_0 \sin(2\pi ft) = H_0 \sin(\omega t). \quad (27)$$

Изначально была проведена калибровка реализованного метода FDTD по известным результатам работ [1, 2, 16]. Далее было проведено полное моделирование поля с источником (27) на длинах волн 2, 4 и 8 мкм для структуры из двух графеновых листов и показано формирование ППП в системе (рис. 3). Для удобства было разработано онлайн-приложение, в котором на стороне пользователя находится построитель макета двумерных плазмонных схем, в то время как блок численного расчета и моделирования электромагнитного поля реализован на стороне сервера. Разработанные подходы и их реализация в настоящем варианте не позволяют проводить полномасштабное моделирование процессов резонансного взаимодействия КТ и ППП в графене, т.е. моделирование для нескольких КТ вблизи графена, что является темой последующих исследований.

Вместе с тем, версия программы, адаптированная для работы с тонкими пленками произвольных проводящих материалов, позволила провести полное полевое моделирование процессов формирования и выявить особенности управления поверхностными плазмон-поляритонами в планарных устройствах на основе наноструктурированных пленок золота. В перспективе запланировано расширение программы для реализа-

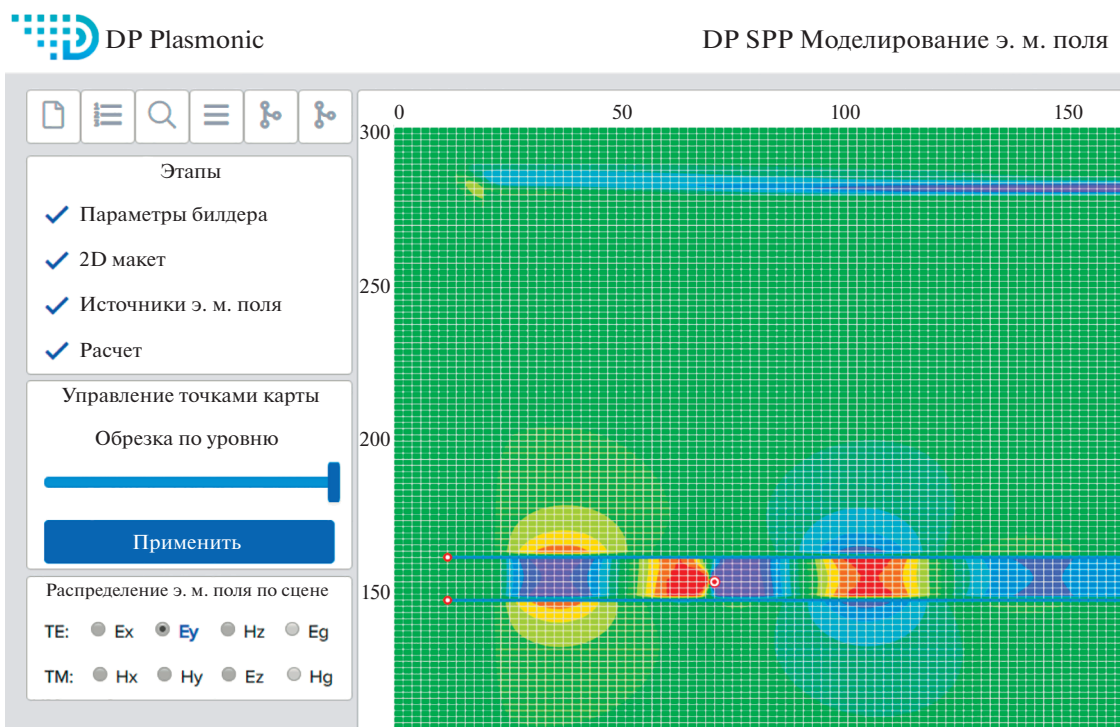


Рис. 3. Вид части основной рабочей html-страницы программного модуля в режиме построения распределения интенсивностей для ТЕ-мод. Пространственное распределение E_y для ППП, формируемых на паре графеновых листов с параметрами $\mu_c = 0.6$ эВ, $\tau = 0.9$ пс, длина волны источника $\lambda_0 = 8.0$ мкм, диэлектрическая проницаемость окружения $\epsilon_d = 1$.

ции трехмерного моделирования и анализа как отдельных локализованных плазмон-поляритонных структур [18], так и целых массивов на их основе [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены математические модели и численные алгоритмы, необходимые для проектирования функциональных устройств на основе двумерных материалов и полупроводниковых квантовых точек. В частности, разработаны модели для расчета основных оптических характеристик КТ на основе полупроводниковых соединений АЗВ5 и А2В6. Составлена и программно реализована численная модель метода конечных разностей во временной области для моделирования распространения плазмон-поляритонных мод в плазмонных структурах на основе графена. Проведена проверка корректности работы алгоритмов на основе сравнения результатов симуляции с данными экспериментальных и теоретических работ.

Работа выполнена в рамках договора 2226ГС1/37022 с фондом содействия инновациям и поддер-

жана грантом Российского научного фонда № 19-72-20154.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sarker P.C., Rana Md.M., Sarkar A.K. // *Optik. Int. J. Light Electron. Opt.* 2017. V. 144. P. 1.
2. Hossain Md.B., Rana Md.M. // *ICEEICT*. 2015. P. 1.
3. Bel Haj Mohamed N., Haouari M., Zaaboub Z. et al. // *J. Nanopart. Res.* 2014. V. 16. P. 2242.
4. von Grunberg H.H. // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 55. P. 2293.
5. Дроздов К.А. Оптические и фотоэлектрические свойства композитных структур на основе пористой матрицы SnO_2 и гетероэпитаксиальных нанокристаллов CdSe/CdS . Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Москва: МГУ, 2015.
6. Abd A.N. // Quantum dots CdSe/PSi/Si photodetector. Dr. Phil. on Phys. thesis. Baghdad: University of Al-Mustansiriyah, 2015.
7. Koole R., Groeneveld E., Vanmaekelbergh D. et al. Size effects on semiconductor nanoparticles. Berlin, Heidelberg: Springer, 2014. P. 13.
8. Weber A. Intraband spectroscopy of semiconductor quantum dots. Dr. Phil. thesis. Würzburg: Julius-Maximilians Universität, 1998.

9. Гапоненко С.В., Розанов Н.Н., Ивченко Е.Л. и др. Оптика наноструктур. СПб.: Недра, 2005. 326 с.
10. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Табл. интегралов, сумм, рядов и произведений. 4-е изд. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.
11. Melikyan A.O., Minasyan G.R. // Semiconductors. 2000. V. 34. № 4. P. 386.
12. <http://plazm.expertpro.online>.
13. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. // Science. 2004. V. 306. № 5696. P. 666.
14. Di Bernardo A., Millo O., Barbone M. et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8. Art. № 14024.
15. Ichinokura S., Sugawara K., Takayama A. et al. // ACS Nano. 2016. V. 10. № 2. P. 2761.
16. Wang B., Zhang X., Yuan X. et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Art. № 131111.
17. Aliofkhaezai M., Ali N., Milne W.I. et al. Graphene science handbook. Electrical and optical properties. Boca Raton: CRC Press, 2016. 720 p.
18. Dzedolik I.V., Pereskokov V. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2016. V. 33. № 5. P. 1004.
19. Dzedolik I.V., Lapayeva S., Pereskokov V. // J. Opt. 2016. V. 18. № 7. Art. № 074007.