

УДК 004.942: 537.87

К.С. Курочка

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Предлагается математическая модель распределения электромагнитного поля, вызываемого плоской волной в ближней зоне металлической или диэлектрической сферической наночастицы, на основе метода конечных элементов, который позволяет учесть неоднородную структуру расчетной области. Разработаны соответствующие алгоритмы и программное обеспечение, проведена их верификация. Расхождение результатов исследования предлагаемой математической модели и имеющихся результатов расчетов по аналитическим формулам согласно теории Ми (G. Mie) [1] для однородных сферических наночастиц не превышает 10 %.

Введение

Материалы, представляющие собой пленки и стекла, которые содержат металлические наночастицы, находят или могут найти применение при создании таких объектов, как среды для регистрации оптических сигналов, в том числе быстропротекающих, оптические сенсорные элементы для селективного детектирования газообразных и (или) жидких веществ, преобразователи и (или) усилители излучения, в том числе вторичного, спектральные фильтры и покрытия, управляющие оптические и (или) оптоэлектронные элементы [2, 3].

Получение новых нанокompозитов, удовлетворяющих заданным свойствам и характеристикам, на основе наночастиц восстановленных металлов сопряжено с проведением большого числа дорогостоящих натуральных экспериментов [2, 4]. Применение инструментария компьютерного математического моделирования для исследования взаимодействия оптического излучения с композиционными наноматериалами различной внутренней структуры позволяет существенно снизить количество проводимых натуральных экспериментов и, как следствие, снизить затраты и время на получение новых материалов.

Проведение моделирования базируется на решениях системы уравнений Максвелла (J.C. Maxwell) [1, 4]. В настоящее время существует достаточное количество различных методов и алгоритмов решения указанной задачи [4–7]. Однако исследование математической модели сопряжено с многократным решением одной и той же задачи с различным набором входных параметров, что накладывает жесткие требования на алгоритмы как по времени нахождения единичного решения, так и по степени его адекватности исходной физической системе на всем диапазоне изменения значений входных параметров [7].

Дополнительные сложности вызывает то, что материалы на основе диоксида кремния с наночастицами восстановленных металлов являются неоднородными, причем эта неоднородность в большей степени проявляется в структуре самой металлической наночастицы [2], отказ от учета которой может привести к погрешностям при определении значений электромагнитного поля в ближней зоне.

В целях учета неоднородной структуры металлической наночастицы и композиционного материала был выбран метод конечных элементов (МКЭ) [8, 9].

1. Постановка задачи

Рассмотрим задачу определения интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне сферической наночастицы. На частицу падает плоская монохроматическая волна. Начало координат поместим в центр частицы. Расчетная область содержит частицу, «ближнюю» и «дальнюю» зоны частицы и полностью поглощающий слой (рис. 1). В качестве граничных условий используются условия поглощения (ABC – absorbing boundary condition) [6, 10], реализованные в виде условия излучения Зоммерфельда (A. Sommerfeld) [6, 8].

«Ближняя» зона частицы (область 2, рис. 1) представляет собой параллелепипед, описывающий сферу радиуса $R + 2\lambda$, где R – радиус наночастицы, λ – длина падающей волны. Размеры «дальней» зоны определяются исходя из реализации граничных условий поглощения и представляют собой также параллелепипед с длиной ребра $7R$.

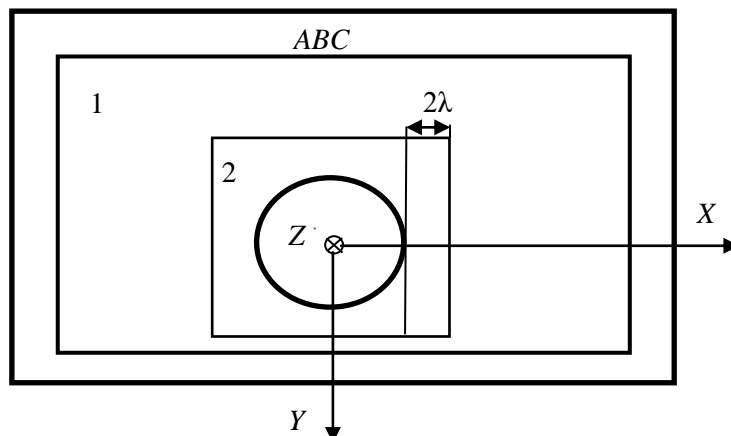


Рис. 1. Схема расчетной области (сечение расчетной 3D-области в координатной плоскости XY)

Напряженность электрического поля, создаваемого источником с плотностью зарядов \mathbf{J}_{imp} в области Ω , которая характеризуется электрической ϵ и магнитной μ постоянными, может быть описана с помощью уравнений Максвелла [1, 4]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu \mathbf{H}; \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \epsilon \mathbf{E} + \mathbf{J}_{\text{imp}}; \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = -\frac{1}{i\omega} \nabla \cdot \mathbf{J}_{\text{imp}}; \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{E} – напряженность электрического поля; \mathbf{H} – напряженность магнитного поля; ω – частота источника; i – мнимая единица; ∇ – гамильтонов (W.R. Hamilton) оператор.

Исследуемая область может быть как двух-, так и трехмерной. Для определения напряженности электрического поля \mathbf{E} необходимо решить уравнения Максвелла (1)–(4) с учетом граничных условий.

Типовые граничные условия для электрических полей включают однородные условия Дирихле (P.G.L. Dirichlet) на идеально проводящей поверхности, а также смешанные условия на границе поверхности, обладающей волновым сопротивлением. Формулировку этих граничных условий можно записать в виде

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = \mathbf{P}; \quad (5)$$

$$\mathbf{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) + \frac{ik_0}{\eta_r} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) = \mathbf{K}_N, \quad (6)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к границам областей и подобластей; \mathbf{P} – установленные значения для компонент поля на Γ_D ; η_r – нормальный импеданс поверхности на Γ_N ; \mathbf{K}_N – известные функции, описанные на границе источника.

За счет исключения напряженности магнитного поля \mathbf{H} в (1) и преобразования (2) можно получить волновое уравнение, называемое уравнением Гельмгольца (H. Helmholtz) [6, 8]:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E} = -ik_0 Z_0 \mathbf{J}_{\text{imp}} \text{ на } \Omega, \quad (7)$$

где $\mu_r = \mu/\mu_0$ и $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ – соответственно относительные магнитная и электрическая постоянные; $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ и $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновое число и волновое сопротивление (импеданс вакуума).

Используя уравнение (7) и граничные условия (5), (6), можно получить вариационную форму волнового уравнения [6, 8]:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{W}_j) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{W}_j \cdot \mathbf{E} \right] d\Omega = \int_{\Gamma_D} \frac{1}{\mu_r} (\mathbf{n} \times \mathbf{W}_j) (\nabla \times \mathbf{E}) d\Gamma - \\ - \int_{\Gamma_N} \left[\frac{ik_0}{\eta_r} (\mathbf{n} \times \mathbf{W}_j) (\nabla \times \mathbf{E}) + \mathbf{W}_j \cdot \mathbf{K}_N \right] d\Gamma - ik_0 Z_0 \int_{\Omega} \mathbf{W}_j \cdot \mathbf{J}_{\text{imp}} d\Omega, \end{aligned} \quad (8)$$

где \mathbf{W}_j – весовая функция.

2. Тетраэдральный конечный элемент для моделирования распределения электромагнитного поля в ближней зоне сферической наночастицы

Дискретизацию расчетной области Ω будем проводить конечными элементами в форме тетраэдра с тремя степенями свободы в каждом узле (E_x, E_y, E_z). Будем аппроксимировать значения искоемых функций линейными полиномами:

$$E_x(x, y, z) = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y + \alpha_4 z, \quad E_y(x, y, z) = \alpha_5 + \alpha_6 x + \alpha_7 y + \alpha_8 z,$$

$$E_z(x, y, z) = \alpha_9 + \alpha_{10} x + \alpha_{11} y + \alpha_{12} z;$$

$$\mathbf{E} = [\mathbf{A}] \boldsymbol{\alpha}, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{E}^T = \{E_x \quad E_y \quad E_z\}; \quad [\mathbf{A}] = \begin{bmatrix} 1 & x & y & z & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & x & y & z & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & x & y & z \end{bmatrix}; \quad \boldsymbol{\alpha}^T = \{\alpha_1 \quad \alpha_2 \quad \dots \quad \alpha_{12}\}.$$

Так как выражение (3) имеет место для любой точки тетраэдра, для его узлов получим

$$\mathbf{E}^e = [\mathbf{B}] \boldsymbol{\alpha}, \quad (10)$$

где

$$[\mathbf{B}] = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{B}_2 \\ \mathbf{B}_3 \\ \mathbf{B}_4 \end{bmatrix}; \quad [\mathbf{B}_i] = \begin{bmatrix} 1 & x_i & y_i & z_i & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & x_i & y_i & z_i & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & x_i & y_i & z_i \end{bmatrix};$$

x_i, y_i, z_i ($i = \overline{1,4}$) – координаты узлов тетраэдра.

Полагая известным вектор \mathbf{E}^e , найдем из (10) вектор коэффициентов $\boldsymbol{\alpha}$:

$$\boldsymbol{\alpha} = [\mathbf{B}]^{-1} \mathbf{E}^e, \quad (11)$$

где

$$[\mathbf{B}]^{-1} = \frac{1}{6V} \begin{bmatrix} a_1 & 0 & 0 & a_2 & 0 & 0 & a_3 & 0 & 0 & a_4 & 0 & 0 \\ b_1 & 0 & 0 & b_2 & 0 & 0 & b_3 & 0 & 0 & b_4 & 0 & 0 \\ c_1 & 0 & 0 & c_2 & 0 & 0 & c_3 & 0 & 0 & c_4 & 0 & 0 \\ d_1 & 0 & 0 & d_2 & 0 & 0 & d_3 & 0 & 0 & d_4 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & 0 & 0 & a_2 & 0 & 0 & a_3 & 0 & 0 & a_4 & 0 \\ 0 & b_1 & 0 & 0 & b_2 & 0 & 0 & b_3 & 0 & 0 & b_4 & 0 \\ 0 & c_1 & 0 & 0 & c_2 & 0 & 0 & c_3 & 0 & 0 & c_4 & 0 \\ 0 & d_1 & 0 & 0 & d_2 & 0 & 0 & d_3 & 0 & 0 & d_4 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & 0 & 0 & a_2 & 0 & 0 & a_3 & 0 & 0 & a_4 \\ 0 & 0 & b_1 & 0 & 0 & b_2 & 0 & 0 & b_3 & 0 & 0 & b_4 \\ 0 & 0 & c_1 & 0 & 0 & c_2 & 0 & 0 & c_3 & 0 & 0 & c_4 \\ 0 & 0 & d_1 & 0 & 0 & d_2 & 0 & 0 & d_3 & 0 & 0 & d_4 \end{bmatrix};$$

V – объем элементарного тетраэдра;

$$a_i = (-1)^{i+1} \begin{vmatrix} x_j & y_j & z_j \\ x_k & y_k & z_k \\ x_n & y_n & z_n \end{vmatrix}; \quad b_i = (-1)^i \begin{vmatrix} 1 & y_j & z_j \\ 1 & y_k & z_k \\ 1 & y_n & z_n \end{vmatrix};$$

$$c_i = (-1)^{i+1} \begin{vmatrix} 1 & x_j & z_j \\ 1 & x_k & z_k \\ 1 & x_n & z_n \end{vmatrix}; \quad d_i = (-1)^i \begin{vmatrix} 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \\ 1 & x_n & y_n \end{vmatrix};$$

i, j, k, n – номера вершин элементарного тетраэдра.

Поставив (11) в (9), получим

$$\mathbf{E} = [\mathbf{N}^e] \mathbf{E}^e, \quad (12)$$

где

$$[\mathbf{N}^e] = [\mathbf{A}][\mathbf{B}]^{-1} - \quad (13)$$

матрица, содержащая функции формы конкретного конечного элемента.

Электрическое поле \mathbf{E} в области Ω может быть найдено по формуле

$$\mathbf{E} = \sum_{l=1}^{N_{\text{узл}}} \mathbf{N}_l \mathbf{E}_l + \sum_{l=1}^{N_D} \mathbf{N}_l^D \mathbf{E}_l^D, \quad (14)$$

где $N_{\text{узл}}$ – число уникальных узлов в дискретизованной области, исключая те узлы, которые расположены на Γ_D ; \mathbf{E}_l – значение электрического поля в l -м узле; \mathbf{N}_l – функция формы для l -го узла; N_D – количество узлов на Γ_D ; \mathbf{N}_l^D и \mathbf{E}_l^D – соответственно векторная базисная функция и значение поля на Γ_D .

В качестве весовых функций \mathbf{W}_j в (8) примем \mathbf{N}_j , т. е.

$$\mathbf{W}_j = \mathbf{N}_j, \quad j = \overline{1, N_{\text{узл}}}. \quad (15)$$

Подставив (14) и (15) в (8), получим

$$\sum_{l=0}^{N_{\text{узл}}} \mathbf{K}_{jl} \mathbf{E}_l = \mathbf{b}_j, \quad j = \overline{1, N_{\text{узл}}}, \quad (16)$$

$$\text{где } \mathbf{K}_{jl} = \int_{\Omega} \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{N}_j) \cdot (\nabla \times \mathbf{N}_l) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{N}_l \right] d\Omega + ik_0 \int_{\Gamma_N} \frac{1}{\eta_r} (\mathbf{n} \times \mathbf{N}_j) (\nabla \times \mathbf{N}_l) d\Gamma; \quad (17)$$

$$\mathbf{b}_j = -ik_0 Z_0 \int_{\Omega} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{J}_{\text{imp}} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{K}_N d\Gamma - \sum_{l=1}^{N_D} \mathbf{E}_l^D \int_{\Omega} \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{N}_j) \cdot (\nabla \times \mathbf{N}_l^D) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{N}_l^D \right] d\Omega. \quad (18)$$

Система линейных алгебраических уравнений (16) представляет собой основное уравнение МКЭ. Функции формы в (17) для каждого конечного элемента вычисляются точно по формуле (13).

3. Учет граничных условий

Главная сложность конечно-элементного анализа для 3D-случая заключается в том, что необходимо решить, как бороться с окружающим безграничным открытым пространством вокруг исследуемого объекта (частицы). Общий подход состоит в том, чтобы создать некоторую ограничивающую поверхность [6]. Внутри такой искусственной области электрическое поле удовлетворяет волновому уравнению (7) при условии, что источник падающего поля находится вне ограничивающей поверхности. В дополнение к этому для однозначного решения задачи о распределении электромагнитных полей требуется определить граничное условие на ограничивающей поверхности. Данное граничное условие должно быть сформулировано таким образом, чтобы обеспечивалось распространение рассеянного поля без каких-либо искажений и отражений при переходе через ограничивающую поверхность, т. е. граничное условие должно быть «прозрачно» для рассеянного поля.

Воспользуемся излучением Зоммерфельда для определения граничного условия [4, 6]. Это позволяет принять, что если ограничивающая поверхность располагается достаточно далеко от рассеивателя (сферы или другого объекта, размещенного внутри ограниченной области), то рассеянное поле удовлетворяет соотношению

$$\mathbf{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E}^{\text{sc}} \right) + \frac{ik_0}{\eta_r} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^{\text{sc}}) \approx 0, \quad (19)$$

где \mathbf{E}^{sc} – рассеянное поле, которое является разницей между полным и падающим полями:

$$\mathbf{E}^{\text{sc}} = \mathbf{E} - \mathbf{E}^{\text{inc}}. \quad (20)$$

В этом случае граничное условие (6) можно переписать в виде

$$\mathbf{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E}^D \right) + \frac{ik_0}{\eta_r} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^D) = \mathbf{U}^{\text{inc}}, \quad (21)$$

$$\text{где } \mathbf{U}^{\text{inc}} = \mathbf{n} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E}^{\text{inc}} \right) + \frac{ik_0}{\eta_r} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^{\text{inc}}). \quad (22)$$

4. Конечно-элементное моделирование распределения электромагнитного поля

Для исследования распределения электромагнитного поля, создаваемого плоской монохроматической волной, в ближней зоне сферической наночастицы предлагается следующий алгоритм конечно-элементного моделирования:

Шаг 1. На первом этапе решения задачи, исходя из исходных данных, вычисляем \mathbf{J}_{imp} и \mathbf{E}^{inc} .

Шаг 2. По формуле (22) вычисляем \mathbf{U}^{inc} и полагаем $\mathbf{K}_N = \mathbf{U}^{\text{inc}}$.

Шаг 3. Решая задачу (21), находим \mathbf{E}^D .

Шаг 4. Подставляя найденные значения \mathbf{E}^D и \mathbf{K}_N в (18), формируем основное уравнение МКЭ (16).

Шаг 5. Учитываем условия Дирихле (5), исключая из (16) известные значения \mathbf{E} , тем самым понижая порядок системы уравнений.

Шаг 6. Решая систему линейных алгебраических уравнений (16), находим искомые значения \mathbf{E} .

5. Верификация предложенной математической модели

Для верификации предложенной математической модели рассматривалась задача о распределении электрического поля в ближней зоне сферической наночастицы (см. рис. 1), для которой известно аналитическое решение, полученное Ми [1]. Для сравнения результатов вычислений воспользуемся относительными единицами:

$$\mathbf{E}^* = \frac{|\mathbf{E}|^2}{|\mathbf{E}_0|^2},$$

где \mathbf{E}_0 – векторная амплитуда падающей на наночастицу волны.

Наночастицы радиусом 40 нм находятся в воздухе ($\epsilon = 1$), их центры совпадают с центром декартовой системы координат. В качестве металлической наночастицы рассматривается серебряная (Ag) со значением диэлектрической проницаемости материала $\epsilon_{NP} = -3,5191 + 0,5798i$ (рис. 2 и 4). Для диэлектрической наночастицы выбрано значение $\epsilon_{NP} = 3,5191 + 0,5798i$ (рис. 3 и 5). Для расчета параметров частиц использовалась модель Лоренца – Друде. Расчетная область дискретизировалась равновеликими тетраэдрами для каждой из зон (см. рис. 1).

Решение, полученное с помощью предложенного алгоритма, сравнивалось с решением на основе теории Ми (в областях вне наночастиц) [1]. Матрица жесткости вычислялась по формуле (17). Граничные условия находились из решения уравнений (21). Максимальная погрешность решений не превышала 10 %.

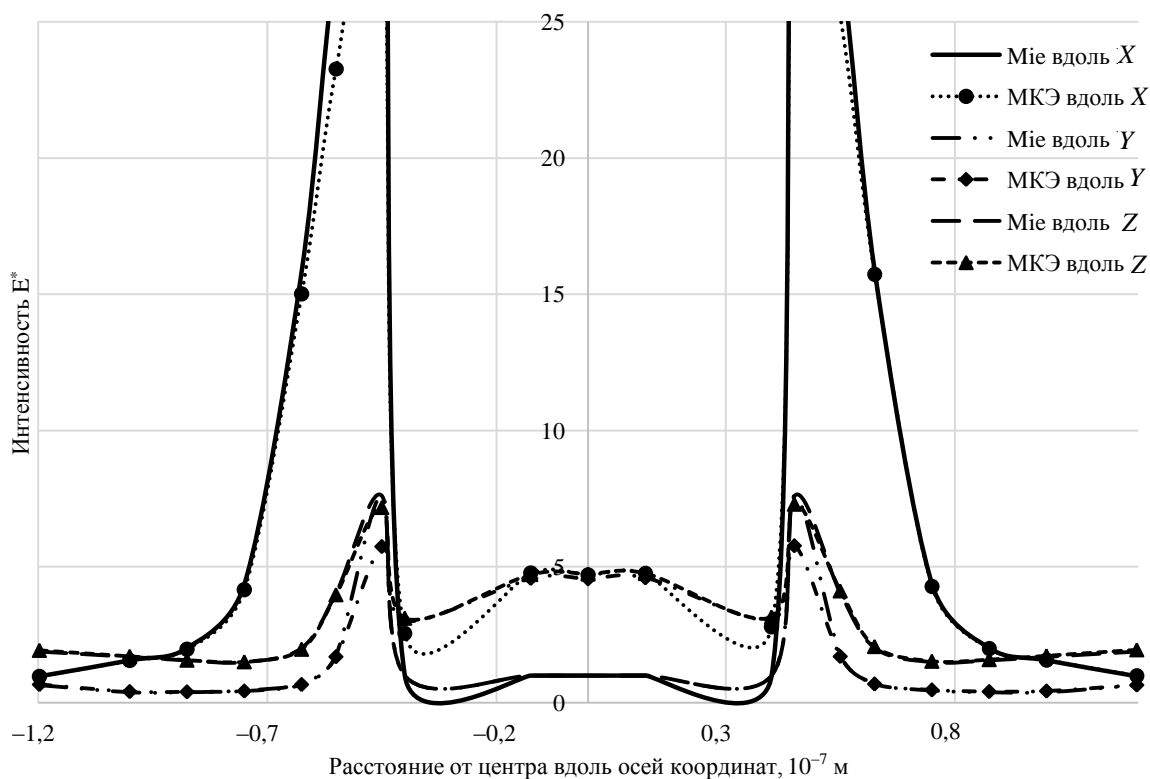


Рис. 2. Зависимость интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне от расстояния от центра металлической наночастицы

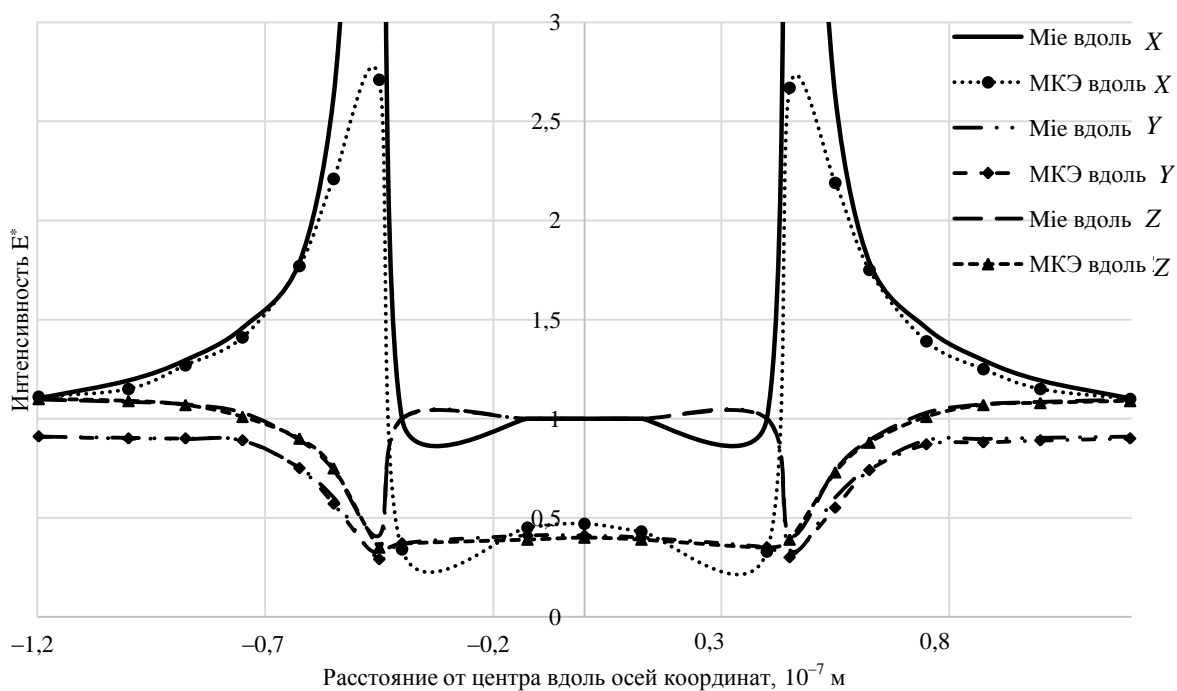


Рис. 3. Зависимость интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне от расстояния от центра диэлектрической наночастицы

На рис. 2–5 различные кривые соответствуют изменению одной из координат при нулевых значениях двух других координат, т. е. рассматривается распределение поля в центральных сечениях сферической наночастицы, параллельных координатным осям. Возбуждение осуществлялось плоской линейно поляризованной вдоль оси X волной длиной 405 нм.

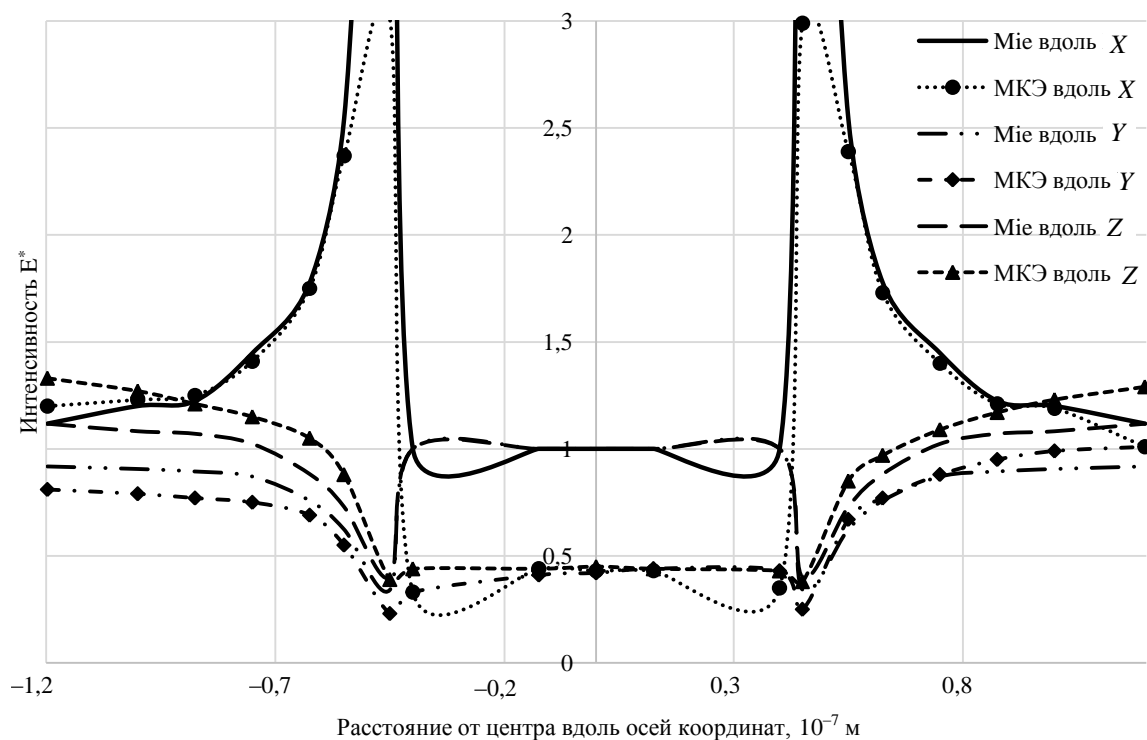


Рис. 4. Зависимость интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне от расстояния от центра диэлектрической наночастицы в золь-гель-стекле

6. Вычислительный эксперимент

На основе созданной математической модели было разработано программное обеспечение (свидетельство о регистрации компьютерной программы ElectroMagnetic Field FEM Modeler (EMFFM) в Национальном центре интеллектуальной собственности № 514, Республика Беларусь, 2013), с помощью которого проведено исследование распределения электромагнитного поля в ближней зоне сферических наночастиц в золь-гель-стекле (SiO_2) [2].

Характеристики серебряных наночастиц, материалов вне наночастиц и условий возбуждения для данных на рис. 4 и 5 выбирались в областях значений параметров, реализуемых для нанокмозитов на основе высококремнеземных золь-гель-стекол [2, 7].

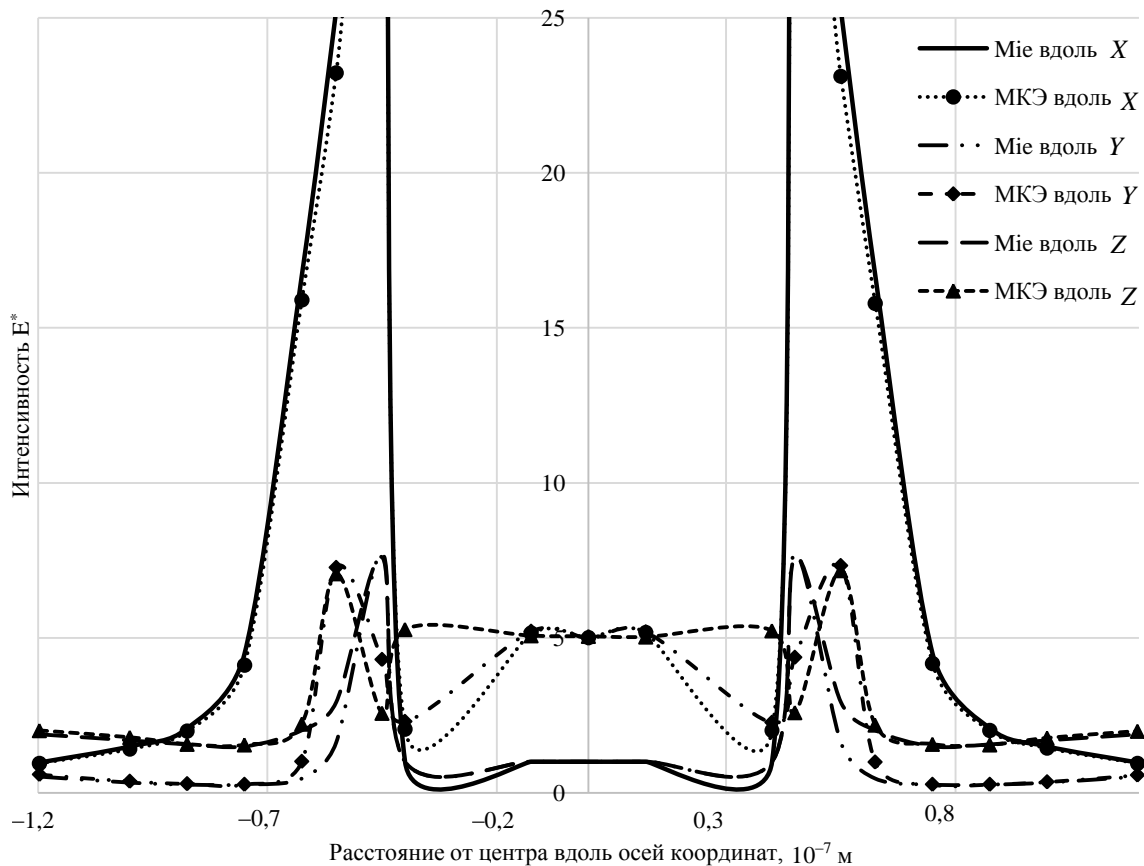


Рис. 5. Зависимость интенсивности электромагнитного поля в ближней зоне от расстояния от центра металлической наночастицы в золь-гель-стекле

Заключение

Предлагаемая математическая модель и численный алгоритм ее реализации могут быть использованы для исследования распределения электромагнитного поля в ближней зоне сферической наночастицы.

Согласно проведенному вычислительному эксперименту (рис. 2–5) при удалении от поверхности наночастицы на расстояние порядка радиуса в направлении вдоль одной из координатных осей относительная амплитуда электрического поля быстро уменьшается (увеличивается) для параллельных (перпендикулярных) полю E_0 направлений. Усиление ближнего поля в окружающей наночастицу среде может иметь место как для металлической (см. рис. 2), так и для диэлектрической (см. рис. 3) наночастиц (в основном для направлений, параллельных плоскости поляризации возбуждающего излучения). При этом максимальные значения величины E^* для серебряной наночастицы на порядок и более превосходят аналогичные значения для диэлектрической наночастицы.

Получены соотношения для аналитического вычисления локальных матриц жесткости по формуле (18), что минимизирует погрешность при нахождении глобальной матрицы жесткости и позволяет ускорить процесс ее формирования.

Достоинством предлагаемой математической модели и методики ее применения является использование узловых конечных элементов, что значительно упрощает процесс формирования глобальной матрицы жесткости в сравнении с применением элементов реберных типов. Это достигается за счет отсутствия необходимости учета порядка и ориентации обхода ребер конечного элемента в пространстве.

Список литературы

1. Хюлст, Г. ван де. Рассеяние света малыми частицами / Г. ван де Хюлст. – М. : Изд-во иностр. лит., 1961. – 537 с.
2. Алексеенко, А.А. Функциональные материалы на основе диоксида кремния, получаемые золь-гель-методом / А.А. Алексеенко, А.А. Бойко, Е.Н. Подденежный. – Гомель : ГГТУ им. П.О. Сухого, 2008. – 183 с.
3. Наноструктурные материалы – 2012: Россия – Украина – Беларусь / Тез. докл. III Междунар. науч. конф., СПб., 19–22 нояб. 2012 г. – СПб. : Лема, 2012.
4. Климов, В.В. Наноплазмоника / В.В. Климов. – М. : Физматлит, 2009. – 480 с.
5. Comparison of numerical methods in near-field computation for metallic nanoparticles / M. Karamehmedovic [et al.] // *Optic Express*. – 2011. – Vol. 19, no. 9. – P. 8939–8953.
6. Jianming, J. Theory and Computation of Electromagnetic Fields / J. Jianming. – John Wiley & Sons, 2010. – 616 p.
7. Курочка, К.С. Построение программно-аппаратного комплекса для исследования распределения электромагнитного поля в ближней зоне диэлектрических и металлических наночастиц / К.С. Курочка, О.Д. Асенчик, Е.Г. Стародубцев // Докл. БГУИР. – 2013. – № 3(81). – С. 64–70.
8. Jianming, J. The Finite Element Method in Electromagnetics / J. Jianming. – 2nd ed. – N. Y. : Wiley, 2002. – 780 p.
9. Курочка, К.С. Моделирование распространения электромагнитного поля в ближней зоне металлической частицы методом конечных элементов / К.С. Курочка, А.А. Кухаренко // Материалы VII науч. конф. «Математическое и имитационное моделирование систем (МОДС – 2012)», 25–28 июня 2012 г., Украина / Черниговский гос. техн. ун-т. – Чернигов – Жукин, 2012. – С. 36–39.
10. Sadiku, M.N.O. Numerical Techniques in Electromagnetics / M.N.O. Sadiku. – 2nd ed. – London : CRC Press, 2003.

Поступила 27.08.2016

*Гомельский государственный технический
университет им. П.О. Сухого,
пр. Октября, 48
e-mail: kurochka@gstu.by*

K.S. Kurachka

FINITE-ELEMENT MODELING OF ELECTROMAGNETIC FIELD DISTRIBUTION IN THE NEAREST ZONE OF A SPHERICAL NANOPARTICLE

Some problems of the finite element modeling of electromagnetic field distribution in the nearest zone of spherical metallic and dielectric nanoparticles caused by a plane wave are considered. The appropriate mathematical models, algorithms and software were developed, its verification is carried out. The discrepancy between the results of research of the mathematical model and the existing results of calculations using analytical formulas does not exceed 10 %.