

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Дифракция электромагнитных волн оптического диапазона на металлическом нановибратореЕ. В. Головачёва¹, А. М. Лерер^{1,a}, Н. Г. Пархоменко^{2,b}¹ Южный федеральный университет, физический факультет, кафедра прикладной электродинамики и компьютерного моделирования. Россия, 344090, Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5.² ФГУП «ГКБ «Связь». Россия, 344010, Ростов-на-Дону, пр. Соколова, д. 96.E-mail: ^alerer@svedu.ru, ^bghbsviaz@gin.ru

Статья поступила 22.07.2010, подписана в печать 15.09.2010

Получено решение двухмерного интегродифференциального уравнения, описывающего дифракцию электромагнитных волн на металлических нановибраторах и на нанокристаллах, покрытых металлической пленкой. В оптическом диапазоне теоретически исследованы характеристики наноструктур из меди и золота. Отмечено, что зависимость рассеянного поля от частоты носит резонансный характер, причем резонансные длины волн нановибраторов больше резонансных длин волн идеально проводящего вибратора такого же размера.

Ключевые слова: антенны оптического диапазона, комплексная диэлектрическая проницаемость, плазмоны, интегральные уравнения, метод Галеркина, метод коллокации, резонансы, диаграмма рассеяния.

УДК: 621.396.679.4. PACS: 41.20.Jb.

Введение

Оптические антенны (ОА) используются для повышения эффективности передачи энергии от внешнего поля к полю локальному и обратно. В задачах микроскопии оптические антенны заменяют традиционные фокусирующие линзы или объективы, позволяя концентрировать излучение в размерах меньших, чем дифракционный предел [1]. ОА приводят к гигантскому увеличению локального электрического поля. Это свойство ОА может быть использовано для повышения эффективности фотофизических процессов в светоизлучающих устройствах и в солнечных батареях, для определения структуры ДНК, обнаружения отдельных молекул [2, 3].

В качестве ОА используются углеродные нанотрубки [4], металлические и металлодиэлектрические вибраторы и сферы [5–9]. Одна из перспективных конструкций — нанокристалл, покрытый металлической пленкой. Свойства ОА аналогичны антеннам радиодиапазона с некоторыми существенными отличиями в физических характеристиках и невозможности использования принципа масштабирования. Большинство отличий вызвано тем, что металл в оптическом диапазоне не является идеальным проводником, а имеет свойства плазмы твердого тела, обусловленные наличием газа из свободных электронов. Поэтому при решении задачи дифракции электромагнитной волны оптического диапазона на металлическом объекте необходимо учитывать поле внутри образца. Существует широкий спектр методов для моделирования взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Для ограниченного числа краевых задач, допускающих применение метода разделения переменных, существует аналитическое решение. Для дифракции на сфере это теория Ми [10]. Для моделирования ОА теория Ми применена в работе [5]. Большинство численных методов расчета

электромагнитного поля в резонансной области частот можно разбить на две большие группы. Первая группа — методы, основанные на непосредственном решении волновых уравнений для компонент электромагнитного поля при заданных граничных условиях — метод конечных разностей в частотно-пространственном и пространственно-временном представлениях (FDTD), метод конечных элементов (МКЭ). Для моделирования ОА эти методы использовались, в частности в работах [6] (FDTD) и [8] (МКЭ). Во второй группе методов краевая задача сводится к решению интегральных, интегродифференциальных, парных интегральных, парных сумматорных уравнений. Несомненное достоинство первой группы методов — универсальность. Недостатки — высокие требования к компьютеру, большое время счета, необходимость дискретизации не только рассеивателя, но и окружающего пространства, трудности при расчете объекта, содержащего мелкомасштабные элементы. Кроме того, возникают проблемы при переходе к открытому пространству с удовлетворением условия излучения. Эти проблемы отсутствуют при решении интегральных уравнений (ИУ). Выбор вида ИУ прежде всего определяется структурой объекта. Поэтому методы, основанные на решении ИУ, не столь универсальны, как методы первой группы, но созданные на их основе специализированные компьютерные программы в основном работают на несколько порядков быстрее. Существует несколько типов ИУ, описывающих дифракцию на диэлектрических телах [11]. Большинство из этих ИУ можно разбить на две группы — поверхностные ИУ (ПИУ) и объемные ИУ (ОИУ). В ПИУ неизвестной является поле на границе раздела диэлектриков, а в ОИУ — во всех внутренних точках тела. ОИУ имеют ряд преимуществ: они более простые, неоднородность и нелинейность диэлектрика не усложняет существенно решение, в результате решения

непосредственно находится электрическое поле в диэлектрике. Применения ИУ для плазмонных структур описано, например, в [9] (ПИУ) и [12] (ОИУ).

Целью настоящей работы является разработка эффективного численно-аналитического метода решения ОИУ и применение его для исследования дифракции электромагнитных волн на металлодиэлектрических наноструктурах.

В [13, 14] изложен эффективный метод расчета субмиллиметровых антенн — углеродных нанотрубок, основанный на численно-аналитическом решении парных интегральных и интегродифференциальных уравнений для импедансного вибратора. В основе метода использование интегрального представления функции Грина. Особенность ядра ИУ проявляется в медленной сходимости интегралов в матричных элементах полученной системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Улучшить сходимость интегралов проще, чем регуляризовать ИУ в пространственном представлении. В настоящей работе этот подход использован для решения ОИУ. Комплексная диэлектрическая проницаемость металлов и показатель преломления ZnO в оптическом диапазоне длин волн приведены на сайте [15]. Эти экспериментальные результаты для металлов хорошо аппроксимирует формула для диэлектрической проницаемости плазмы

$$\varepsilon'_s = 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_p}\right)^2, \quad \varepsilon''_s = -\frac{\lambda^3 G}{2\pi c \lambda_p^2}, \quad \varepsilon_s = \varepsilon'_s - i\varepsilon''_s,$$

где λ_p — плазменная длина волны, G — частота соударений электронов. Для меди $\lambda_p = 151.9$ нм и $G = -0.25 \cdot 10^{15}$ Гц, для серебра $\lambda_p = 147$ нм и $G = -0.135 \cdot 10^{15}$ Гц [16].

1. Решение двухмерного интегродифференциального уравнения

Трехмерное интегродифференциальное уравнение (ИДУ) для диэлектрического тела имеет вид [11]

$$\mathbf{E}(x, y, z) = [\text{grad div} + k^2] \int_V \tau \mathbf{E}(x', y', z') g(R) dv' + \mathbf{E}^{\text{ext}}(x, y, z), \quad (1)$$

где $g(R) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(-ikR)}{R}$ — функция Грина (ФГ), $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$, k — волновое число, $\tau = \varepsilon - 1$, ε — диэлектрическая проницаемость тела, $\mathbf{E}^{\text{ext}}(x, y, z)$ — внешнее поле.

Рассмотрим диэлектрический цилиндр радиуса a и длины $2l$, расположенный вдоль оси z с центром в начале координат. В случае $a \ll l$ можно положить, что напряженность электрического поля имеет одну параллельную оси z компоненту и зависит только от координат r, z . В этом случае (1) сводится к двумерному ИДУ

$$\frac{j(r, z)}{\tau(r)} = E_0(r, z) + \left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right] \int_{-l}^l \int_0^a j(r', z') G(r, r', z, z') r dr' dz', \quad (2)$$

где $j(r, z) = \tau(r)E(r, z)$, а функция Грина имеет вид

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\exp(-ikR)}{R} d\varphi,$$

где $R = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi + (z - z')^2}$, $E_0(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E_z^{\text{ext}}(x, y, z) d\varphi$. В качестве внешнего поля рассматриваем плоскую волну. Ее проекция на ось вибратора имеет вид $E_0(r, z) = E_0 \sin \theta \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)]$, где θ — угол падения, который отсчитывается от оси z .

Ядро ИДУ (2) $G(r, r', z, z')$ имеет логарифмическую особенность. Представим его, как и в [13], в виде интеграла Фурье

$$g(R) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} K_0(\delta \kappa) e^{-i\gamma(z-z')} d\gamma,$$

где $\kappa = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi}$, $\delta = \sqrt{\gamma^2 - k^2}$, K_0 — функция Макдональда. Тогда

$$G(r, r', z, z') = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{g}(r, r', \gamma) e^{-i\gamma(z-z')} d\gamma, \quad (3)$$

где

$$\bar{g}(r, r', \gamma) = \begin{cases} I_0(r\delta)K_0(r'\delta), & r \leq r', \\ I_0(r'\delta)K_0(r\delta), & r \geq r'. \end{cases}$$

ИДУ (2) решаем методом Галеркина. Разложим неизвестную функцию $j(r, z)$ по взвешенным полиномам Чебышева второго рода:

$$j(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} Z_m(r) \bar{U}_m\left(\frac{z}{l}\right), \quad (4)$$

$$\bar{U}_m\left(\frac{z}{l}\right) = i^m \frac{1}{\pi l} \frac{1}{m+1} (l^2 - z^2)^{1/2} U_m\left(\frac{z}{l}\right),$$

подставим (4) в (2), спроектируем на $\bar{U}_n\left(\frac{z}{l}\right)$. В результате получим систему интегральных уравнений

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{Z_m(r) D_{nm}}{\tau(r)} = B_n(r) + \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\gamma^2 - k^2) \frac{J_{m+1}(\gamma l)}{\gamma} \frac{J_{n+1}(\gamma l)}{\gamma} d\gamma \times \int_0^{\infty} r' Z_m(r') \bar{g}(r, r', \gamma) dr', \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где

$$B_n(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-l}^l \bar{U}_n\left(\frac{z}{l}\right) E_0(r, z) dz = E_0 \sin \theta J_0(k_{\perp} r_q) \frac{J_{n+1}(k_z l)}{k_z}, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2,$$

$$D_{nm} = \int_{-l}^l \bar{U}_n\left(\frac{z}{l}\right) \bar{U}_m\left(\frac{z}{l}\right) dz =$$

$$= \begin{cases} 0, & m \text{ и } n \text{ разной четности;} \\ \frac{l}{\pi^2} \cos\left(q \frac{\pi}{2}\right) \frac{1}{m} \frac{1}{n} \left[\frac{1}{p^2-1} - \frac{1}{q^2-1} \right], & m \text{ и } n \text{ одной четности, } q = m - n, \quad p = m + n. \end{cases}$$

ИУ (5) решаем методом коллокации. Используем квадратуру $\int_0^a r' f(r') dr' = \sum_{p=1}^P \bar{A}_p f(r_p)$ и требуем выполнения (5) в квадратурных узлах. Введем обозначения $\bar{A}_p Z_m(r_p) = X_{mp}$ — неизвестные коэффициенты, $B_{nq} = B_n(r_q)$. Учтем в (5) первые M уравнений. В результате получим СЛАУ

$$\sum_{m=0}^M X_{mq} \frac{D_{nm}}{\bar{A}_q \tau(r_q)} = B_{nq} + \sum_{m=0}^M \sum_{p=1}^P X_{mp} A_{nm}^{qp}, \quad (6)$$

$$n = 0, 1, \dots, M, \quad q = 1, \dots, P,$$

где

$$A_{nm}^{qp} = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty (\gamma^2 - k^2) \frac{J_m(\gamma l)}{\gamma} \frac{J_n(\gamma l)}{\gamma} \bar{g}(r_p, r_q, \gamma) d\gamma, & m \text{ и } n \text{ одной четности,} \\ 0, & m \text{ и } n \text{ разной четности.} \end{cases} \quad (7)$$

Использование интегрального представления особого ядра (3) позволяет обойти трудности, связанные с вычислением интегралов от бисингулярных функций. Особенность ядра ИДУ в этом случае проявляется в медленной сходимости интегралов в спектральном пространстве (7). Улучшить сходимость интегралов проще [13], чем провести регуляризацию ИДУ с логарифмическим ядром.

Решив полученную СЛАУ (6), найдем неизвестную функцию $j(r, z)$.

Нетрудно получить выражение для расчета поля в дальней зоне:

$$E_\vartheta = H_\varphi Z_0 \approx \frac{e^{-ikr}}{4\pi r/l} F(\vartheta),$$

где

$$F(\vartheta) = \frac{2\pi k^2}{l} \int_0^a r' \tau(r') J_0(r' \sin \vartheta) dr' \int_{-l}^l j(r', z') e^{ik \cos \vartheta z'} dz',$$

ϑ — угол наблюдения, отсчитывается от вибратора, $F(\vartheta)$ — безразмерная диаграмма рассеяния.

Полученное решение легко обобщается на случай дифракции на нескольких диэлектрических цилиндрах.

2. Решение одномерного интегродифференциального уравнения

Рассмотрим приближенное решение ИДУ (2) для однородного диэлектрического цилиндра. Решение ищем в виде

$$j(r, z) = I(z)U(r),$$

где $I(z)$ — неизвестная функция, а $U(r) = J_0(\chi r')/J_0(\chi a)$, $\chi = \sqrt{k^2 \varepsilon - k_z^2}$, J_0 — функция Бесселя. Функция $U(r)$ — первый член в разложении поля внутри бесконечного вдоль z диэлектрического цилиндра. Интегралы в (2) по r' берутся аналитически.

Потребуем выполнения (2) при $r = a$. В этом случае из (2) следует

$$\frac{I(z)}{\tau} = E_0(a, z) + \left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right) \int_{-l}^l I(z') G_2(z, z') dz', \quad (8)$$

где

$$G_2(z, z') = \frac{a}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi J_1(\chi a) I_0(a\delta) + \delta J_0(\chi a) I_1(a\delta)}{\chi^2 + \delta^2} \times \\ \times \frac{K_0(a\delta)}{J_0(\chi a)} e^{-i\gamma(z-z')} d\gamma. \quad (9)$$

Решение (8) ищем вышеизложенным методом Галеркина.

В методе коллокации для металлических нановибраторов использовалась квадратура наивысшей точности [17]. Для покрытых пленкой нанокристаллов та же квадратура во внутренней области и формула прямоугольников во внешней. Способ вычисления интегралов (7), (9) описан в [13]. Полученное численно-аналитическое решение имеет быструю внутреннюю сходимость. При $P = 4$ и $M = 5-10$ в СЛАУ (6) погрешность решения по внутренней сходимости составляет менее одного процента.

Время счета одной точки частотной характеристики порядка 0.1 с на компьютере с процессором Intel(R) Core(TM)2 CPU 4400 @ 2.00 GHz с частотой процессора 2.00 ГГц.

3. Верификация математической модели и результатов расчетов

Результаты приведены для нормальных к вибратору углов падения $\theta = 90^\circ$ и наблюдения $\vartheta = 90^\circ$ (кроме рис. 7). На рис. 1 приведено сравнение решений двухмерного ИДУ (2) и одномерного (8) для однородного диэлектрического цилиндра. Рассчитанные кривые совпадают с достаточно высокой точностью. Погрешность решения (8), естественно, увеличивается при увеличении радиуса цилиндра. Для цилиндра радиуса 0.1 мкм резонансная частота, рассчитанная с помощью программы CST Microwave Studio фирмы Computer Simulation Technology, равна 25.4 ТГц, что совпадает с нашими результатами. Для нановибраторов погрешность решения ИДУ (8) достигает нескольких процентов. Поэтому все приведенные ниже результаты получены из решения (2).

Исследован переход от диэлектрических нановибраторов (ДНВ) с отрицательной диэлектрической проницаемостью ε к металлическому нановибратору (МНВ) (рис. 2). Из рисунка видно, что при увеличении $|\varepsilon|$ кривые для ДНВ приближаются к кривым для идеально проводящего МНВ. Следует подчеркнуть, что идеально проводящий МНВ рассчитывался методом, описанным в [13], в основе которого решение интегральных уравнений, принципиально отличающихся от ИДУ настоящей работы.

В работе [9] методом, основанном на решении поверхностных ИУ для трехмерных диэлектрических тел, рассчитаны резонансные длины волн золотых нановибраторов. Первый вариант НВ — одиночный НВ длиной 100 нм, у которого поперечное сечение — квадрат

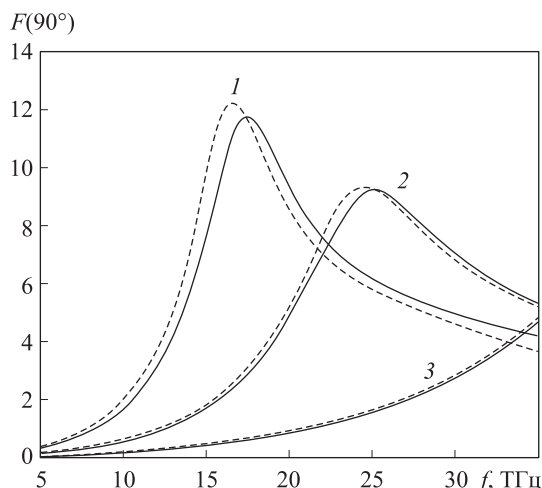


Рис. 1. Сравнение результатов решения ИДУ (2) (сплошные кривые) и (8) (пунктирные кривые) для диэлектрического цилиндра с $\epsilon = 300$, длиной $L = 2l = 10$ мкм. Радиус вибратора a (мкм): 0,2, 0,1, 0,05 (кривые 1–3 соответственно)

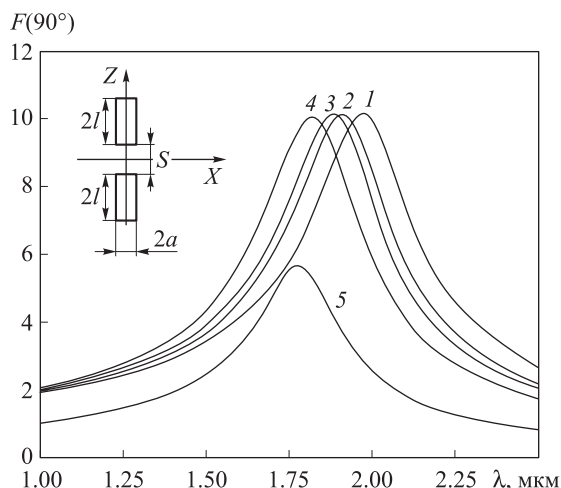


Рис. 3. Характеристики связанных медных НВ. Длина $L = 0.35$ мкм, $a = 0.01$ мкм, зазор s (мкм): 0,01 (кривая 1), 0,02 (2), 0,03 (3), 0,1 (4). Кривая 5 — одиночный нановибратор

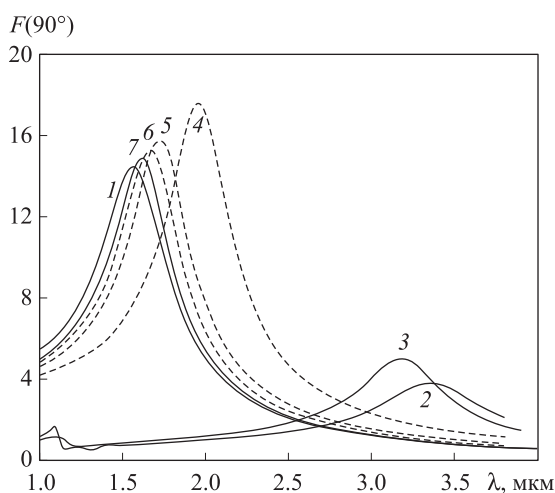


Рис. 2. Сравнение характеристик металлических и диэлектрических нановибраторов. $L = 0.7$ мкм, $a = 0.01$ мкм. Металлы (сплошные кривые): 1 — идеальный, 2 — золото, 3 — медь. Диэлектрики (штриховые кривые): 4 — $\epsilon = -1000$, 5 — $\epsilon = -2000$, 6 — $\epsilon = -3000$, 7 — $\epsilon = -5000$

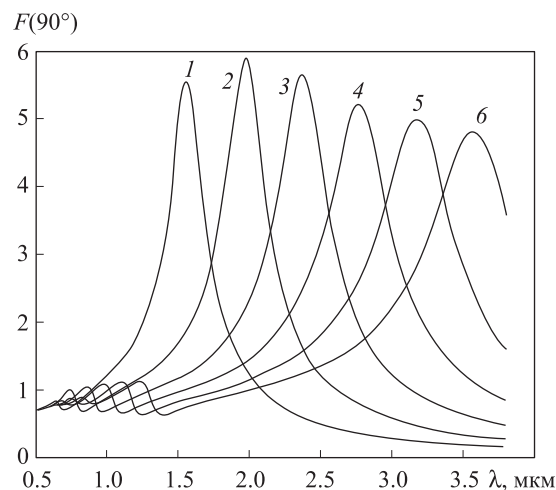


Рис. 4. Сравнение характеристик медных НВ различной длины L . $a = 0.01$ мкм. L изменяется от 0,3 мкм (кривая 1) до 0,8 мкм (6) с шагом 0,1 мкм

с ребром в 40 нм. Второй вариант — два расположенных на одной оси тех же НВ, зазор между которыми 30 нм (врезка на рис. 3). Рассчитанные резонансные длины волн $\lambda_r = 580$ нм и $\lambda_r = 662$ нм. Порядок СЛАУ — более 3000. Для аналогичных цилиндрических НВ (с такой же площадью поперечного сечения 1600 нм^2) нами получено $\lambda_r = 579$ нм и $\lambda_r = 646$ нм. Порядок СЛАУ — не более 50. Различие в 2,5% может быть объяснено как отличием формы поперечного сечения, так и небольшим отличием в диэлектрической проницаемости золота — данные взяты из другого источника.

4. Численные результаты

На рис. 2–5, 7 приведены результаты для однородных нановибраторов, а на рис. 6 — для двухслойных — нанокристалл из ZnO с $\epsilon = 4.11$, на который нанесена медная пленка.

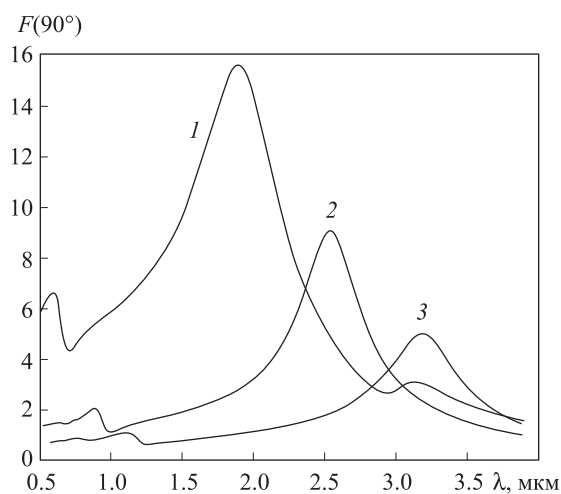


Рис. 5. Сравнение характеристик медных НВ различного радиуса a . $L = 0.7$ мкм. Кривые 1–3 соответствуют a (мкм): 0,02, 0,015, 0,01

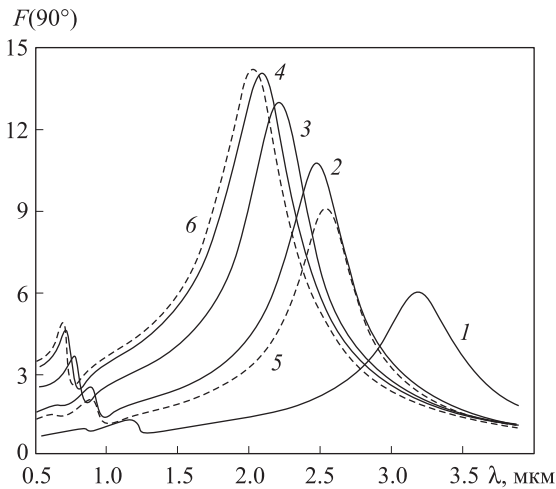


Рис. 6. Характеристика НВ из ZnO (радиус 0.01 мкм, $L = 0.7$ мкм) при изменении толщины медного покрытия. Толщина покрытия 5, 10, 15, 20 нм (кривые 1–4 соответственно). Кривые 5, 6 — медные НВ с радиусом 15 и 30 нм

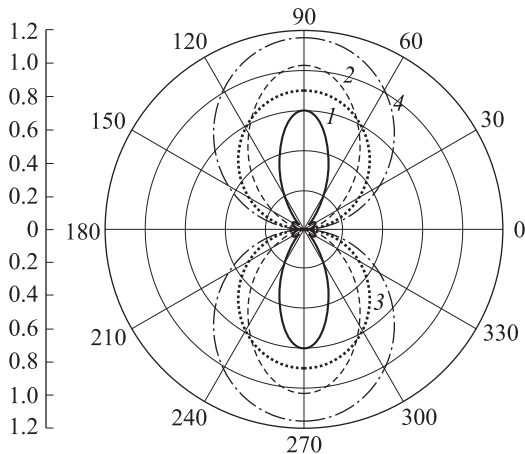


Рис. 7. Диаграмма рассеяния медного нановибратора при нормальном падении. $L = 0.7$ мкм, $a = 0.01$ мкм. Кривые 1–4 соответствуют λ (мкм): 0.5, 1.0, 1.5, 2.0

Из рисунков следует, что зависимость рассеянного поля от длины волны носит резонансный характер. При выбранных размерах и возбуждении наблюдаются два резонанса. При первом резонансе на НВ укладывается одна полуволна, при втором — три. Амплитуда первого резонанса намного больше амплитуды второго резонанса. Резонансная длина волны нановибраторов больше резонансных длин волн идеально проводящего вибратора такого же размера (рис. 2). У связанных МНВ λ_r увеличивается с уменьшением зазора (рис. 3). Резонансная длина волны увеличивается, естественно, при увеличении длины вибратора (рис. 4). При заданной длине нановибратора можно менять в широком диапазоне λ_r при изменении вида металла и его толщины. Интенсивность рассеянного МНВ поля растет с увеличением его радиуса (рис. 5, 6), но она меньше, чем у идеально проводящего вибратора (рис. 2). Следует отметить вид зависимости λ_r от радиуса и толщины металлического покрытия. Для диэлектрического (рис. 1) и идеального металлического вибратора λ_r увеличивается при увеличении радиуса a ,

а для металлических — зависимость противоположная, λ_r уменьшается (рис. 5, 6).

При дифракции на покрытом металлической пленкой нанокристалле ZnO (рис. 6) резонанс наблюдается даже при толщине пленки t в несколько нанометров. На резонансную длину волны сильно влияет толщина покрытия. Для сравнения на этом же рисунке приведены характеристики полностью металлических вибраторов. Видно, что при $t = 20$ нм (кривая 4) характеристики нанокристалла и медного нановибратора (кривая 6) близки. При меньших t поле проникает в нанокристалл, поэтому увеличивается его влияние на диаграмму рассеяния.

Диаграмма рассеяния металлических нановибраторов (рис. 7) близка к диаграмме рассеяния идеально проводящей большей длины.

Отмеченные выше зависимости λ_r от радиуса и толщины металлического покрытия можно объяснить с помощью простейшей формулы для оценки резонансной длины волны m -го резонанса $\lambda_r^{(m)}$

$$\lambda_r^{(m)} = \frac{c}{v} \frac{2L_e}{m},$$

где c — скорость света в вакууме, v — скорость волны, распространяющейся вдоль вибратора, L_e — электрическая (эффективная) длина вибратора, $L_e > L$ и зависит от соотношения L/a и частоты. У идеального вибратора $v = c$, зависимость $\lambda_r^{(m)}(a)$ объясняется зависимостью $L_e(a)$. У диэлектрического и неидеального металлического — в первую очередь зависимостью коэффициента замедления $n = c/v$ от радиуса. У волны, распространяющейся вдоль диэлектрического цилиндра, поле локализовано внутри диэлектрика и экспоненциально спадает вне его. При увеличении радиуса коэффициент замедления растет, а значит, растет и $\lambda_r^{(m)}$. На границе раздела диэлектрик (в нашем случае вакуум) — плазма (электронная плазма металла) у поверхностной волны (плазмона) поле экспоненциально убывает при удалении от границы как в диэлектрик, так и в металл. При уменьшении толщины металла увеличивается взаимодействие плазмонов, распространяющихся на противоположных границах металла. В этом случае коэффициент замедления n , а значит, и $\lambda_r^{(m)}$ растут при уменьшении радиуса (рис. 4, 5). Эту зависимость $n(a)$ легко получить из анализа дисперсионного уравнения для E -волны, распространяющейся в плазменном слое толщиной $2a$:

$$-\frac{\chi_1}{\varepsilon_1} = \frac{\chi_2}{\varepsilon_2} \operatorname{cth} \chi_2 a, \tag{10}$$

где $\chi_j = k\sqrt{n^2 - \varepsilon_j}$, ε_2 — диэлектрическая проницаемость слоя, ε_1 — окружающего его диэлектрика. Уравнение (10) имеет решение при $\operatorname{Re} \chi_2 > 0$ (плазмонное решение), если $\operatorname{Re} \varepsilon_2 < 0$.

Пусть $\operatorname{Re} \chi_2 a \gg 1$ (плазмоны распространяются вдоль границ слоя не взаимодействуя), в этом случае $\operatorname{cth} \chi_2 a \approx 1$, и (10) имеет не зависящее от a решение $n = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}$.

Пусть $\operatorname{Re} \chi_2 a \ll 1$ (сильное взаимодействие плазмонов), тогда из (10) получим $n^2 = \varepsilon_1 + (\varepsilon_1 / (ka\varepsilon_2))^2$. При $\operatorname{Re} \varepsilon_2 < 0$ действительная часть коэффициента замедления увеличивается с уменьшением a .

Заключение

Теоретически исследованы свойства металлических нановибраторов и нанокристаллов-вибраторов, покрытых металлической пленкой. Решение краевой задачи о дифракции электромагнитных волн оптического диапазона на металлодиэлектрическом нановибраторе сведено к решению интегродифференциальных уравнений для неоднородного диэлектрического цилиндра, ядра которых представлены в виде интеграла Фурье. ИДУ решены методом, сочетающим методы Галеркина и коллокации. В полученных СЛАУ матричные элементы выражены в виде интегралов Фурье. Такое представление ядер и матричных элементов позволяют легко обойти трудности, связанные с особенностью ядер ИДУ. Показана быстрая внутренняя сходимость решения. Исследованы в оптическом диапазоне характеристики наноантенн из меди и золота. Отмечено, что зависимость рассеянного поля от частоты носит резонансный характер, причем резонансные длины волн нановибраторов больше резонансных длин волн идеально проводящего вибратора такого же размера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-13530 офи_ц).

Список литературы

1. Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L. // Adv. Opt. Photonics. 2009. **1**. P. 438.
2. Климов В.В. Наноплазмоника. М., 2009.
3. Климов В.В. // Успехи физ. наук. 2008. **178**, № 8. С. 875.
4. Kempa K., Rybczynski J., Huang Z.P. et al. // Adv. Mater. 2007. **19**. P. 421.
5. Li J., Salandrino A., Engheta N. // Phys. Rev. B. 2007. **76**. P. 245403.
6. Huang J.S., Feichtner T., Biagioni P., Hecht B. // Nano Lett. 2009. **9**, N 5. P. 1897.
7. Zuev V.S., Zueva G.Ya. // J. Russ. Laser Res. 2007. **28**, N 3. P. 272.
8. Li J., Engheta N. // IEEE Trans. Anten. and Prop. 2007. **55**, N 11. P. 3018.
9. Kern M., Martin J.F. // J. Opt. Soc. Am. 2009. **26**, N 4. P. 732.
10. Борн М. Основы оптики. М., 1973.
11. Хижняк Н.Г. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев, 1986.
12. Лерер А.М., Махно В.В., Махно П.В., Ячменов А.А. // Радиотехника и электроника. 2007. **52**, № 4. С. 424.
13. Лерер А.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 5. С. 43.
14. Лерер А.М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 6. С. 48.
15. <http://www.luxprop.com>
16. Махно П.В. Электродинамический анализ наноструктур оптического и рентгеновского диапазонов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ростов-на-Дону, 2008.
17. Крылов В.И., Шульгина Л.Т. Справочная книга по численному интегрированию. М., 1966.

Diffraction of electromagnetic waves of optical wavelength range on metallic nanovibrator

E. V. Golovacheva¹, A. M. Lerer^{1,a}, N. G. Parkhomenko^{2,b}

¹Department of Applied Electrodynamics and Computer Modeling, Faculty of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don 34409, Russia.

²GKB «Svyaz», Rostov-on-Don 34409, Russia.

E-mail: ^alerer@sfnu.ru, ^bgkbsviaz@gin.ru.

The solution of two-dimensional integro-differential equation, which describes the diffraction of electromagnetic waves on metallic nanovibrators and nanocrystals, covered by metallic film, was obtained. The properties of copper, silver and golden nanoantennas were theoretically investigated in optical wavelength range. It was found out that the dependence of scattered field on frequency has resonance character, and resonant wavelengths of nanovibrators are larger than resonant wavelengths of perfectly conducting vibrators of the same sizes.

Keywords: optical frequency range antennas, complex dielectric permittivity, plasmon, integral equation, Galerkin method, collocation method, resonances, scatter diagram.

PACS: 41.20.Jb.

Received 22 July 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2011).

Сведения об авторах

1. Головачева Елена Валерьевна — аспирантка; тел.: (863) 297-51-29, e-mail: golovachevaev@rambler.ru.

2. Лерер Александр Михайлович — докт. физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (863) 297-51-29, e-mail: lerer@sfnu.ru.

3. Пархоменко Николай Григорьевич — канд. техн. наук, ст. науч. сотр., вед. науч. сотр.; тел. (863) 268-81-6, e-mail: gkbsviaz@gin.ru.