

01;07

Влияние мезоскопических полупроводниковых возмущений на распределение электромагнитных полей в ближнеполевой оптической микроскопии

© А.Б. Евлюхин

Владимирский государственный университет
E-mail: evl@laser-2.vpti.vladimir.ru

Поступило в Редакцию 28 сентября 2001 г.

Теоретически изучено влияние мезоскопических полупроводниковых возмущений в объеме диэлектрических образцов на распределение интенсивности электромагнитного поля в сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе собирающей конфигурации при исследовании структуры поверхности. Построена система интегральных уравнений, в которой впервые учтена возможность одновременного присутствия неоднородностей как на поверхности, так и в объеме исследуемых образцов. Показано, что искажения ближнего поля, вносимые возмущениями, существенно зависят как от положения возмущения, так и от свойств свободных носителей заряда в них. Данный эффект необходимо всегда иметь в виду при применении ближнеполевой микроскопии.

В настоящее время существует большой интерес к микро- и нанотехнологиям, что предполагает развитие адекватных методов исследования процессов, протекающих на соответствующих временных и пространственных масштабах. Одним из новых инструментов, позволяющих изучать свойства отдельных мезоскопических объектов, является сканирующий ближнеполевой оптический микроскоп (СБОМ). К настоящему времени существует довольно большое число работ, посвященных проблемам ближнего поля и, в частности, ближнеполевой микроскопии (см. обзоры [1–3]). Однако часть принципиальных задач не решена, к их числу можно отнести определение предела разрешающей способности, механизмы взаимодействия мезоскопических объектов, влияние случайных возмущений и многое другое. Данная работа направлена

частично на решение данных задач. Основной целью, преследуемой в ней, является выяснение роли объемных мезоскопических (характерный размер порядка или меньше длины волны внешнего излучения) возмущений на исследование структуры поверхности образцов. Расчеты выполнены в рамках макроскопической электродинамики, без учета пространственной дисперсии, т.е. мы предполагали, что локальные поля на продольной и поперечной длинах свободного пробега носителей заряда изменяются слабо. Таким образом, в работе рассматривается следующая физическая модель. На идеально плоскую границу раздела стекло–воздух (диэлектрическая проницаемость стекла и воздуха ϵ_1 и ϵ_2 соответственно) при условии полного внутреннего отражения падает со стороны стекла монохроматическая световая волна. При этом над поверхностью раздела возникает локализованное электромагнитное поле, интенсивность которого спадает по экспоненциальному закону при отходе от поверхности. Соотношения между амплитудами падающей, отраженной и преломленной волн задаются формулами Френеля. В непосредственной близости от поверхности раздела с обеих сторон на расстояниях от поверхности, много меньших длины волны излучения, имеются наноскопические ограниченные области, заполненные средой с диэлектрической проницаемостью, отличной от стекла и воздуха. В работе рассчитывается результирующее электромагнитное поле в ближней оптической зоне от наноскопических объектов со стороны воздуха (в плоскости наблюдения СБОМ).

Получим математическую модель данной задачи. Для системы, состоящей из однородного пространства и локальных мезоскопических объектов, задача дифракции электромагнитных волн сводится к решению интегрального уравнения [4] (все среды считаются немагнитными, временная зависимость $\exp(-i\omega t)$):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_V \hat{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') (\epsilon(\mathbf{r}') - \epsilon) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (1)$$

где \mathbf{E}_0 — электрическое поле в однородном пространстве, когда область $V = V_1 + V_2$ заполнена однородной средой с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ ; k_0 — волновое число в вакууме; \hat{G}_0 — фундаментальное решение векторного стационарного волнового уравнения для однородного пространства с диэлектрической проницае-

мостью ε :

$$\hat{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left(\hat{1} + \frac{\nabla \cdot \nabla}{k^2} \right) \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2)$$

здесь $k^2 = k_0^2 \cdot \varepsilon$. Если вектор \mathbf{r}' принадлежит области V , то мы получаем интегральное уравнение для определения компонент поля \mathbf{E} . Решая данное уравнение, можно, в принципе, найти поле в любой точке пространства. Для физической системы данной работы интегральное уравнение будет иметь такую же структуру, как (1), только входящие величины имеют несколько иной смысл. В частности, диадная функция Грина $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ будет учитывать роль границы раздела стекло–воздух. Для построения данной функции в работе применяется метод зеркального изображения, который широко используется в задачах, не учитывающих явления запаздывания [5]. Считая, что характерные размеры области расчетов значительно меньше длины волны падающего излучения, данное приближение применимо для построения функции Грина. В рамках данного приближения диадная функция Грина будет иметь различный вид в зависимости от положений радиус-векторов относительно поверхности раздела. Тогда интегральное уравнение для определения электрического поля в различных областях пространства примет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) + \int_{V_p} \hat{G}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot (\varepsilon_p - \varepsilon_1) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ & + \int_{V_s} \hat{G}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot (\varepsilon_s - \varepsilon_2) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (3)$$

$\mathbf{r} \in$ со стороны среды с ε_1 ,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \mathbf{E}_t(\mathbf{r}) + \int_{V_s} \hat{G}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot (\varepsilon_s - \varepsilon_2) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ & + \int_{V_p} \hat{G}_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot (\varepsilon_p - \varepsilon_1) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (4)$$

$\mathbf{r} \in$ со стороны среды с ε_2 ,

где V_s и V_p — объемы реальных локальных областей с диэлектрическими проницаемостями ε_s и ε_p на поверхности и под поверхностью

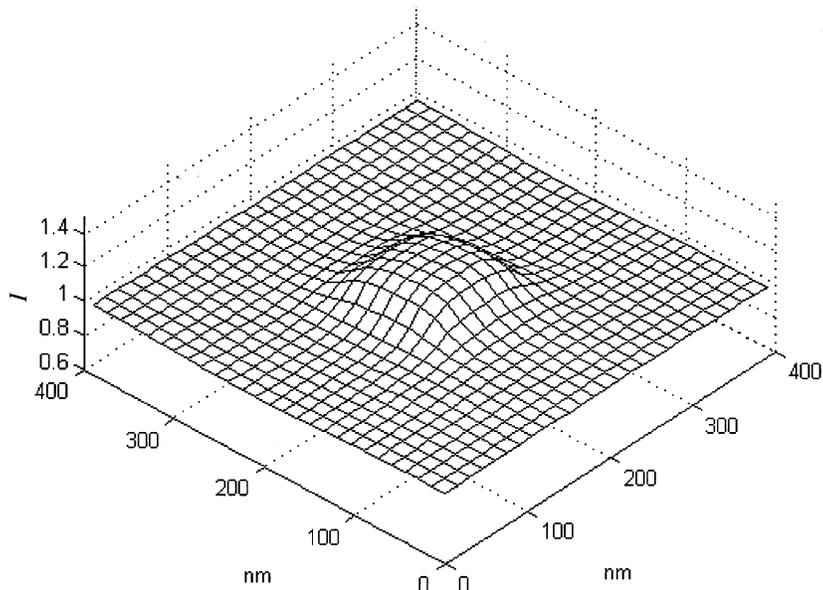


Рис. 1. Трехмерный график нормированной интенсивности электрического поля, рассчитанный в плоскости наблюдений для физической системы, описанной в работе, для параметров $\varepsilon_s = 2.25$; $\varepsilon_p = 1$ (глубина залегания объекта под поверхностью 15 nm); ТМ — поляризация падающего излучения.

соответственно; индекс u функции Грина соответствует индексу диэлектрической проницаемости полупространства, в которой лежат \mathbf{r} и \mathbf{r}' соответственно; \mathbf{E}_i , \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t — падающая, отраженная и преломленная волны соответственно. Полученная система интегральных уравнений решается численно [6]. В работе выполнены расчеты интенсивности электрического поля в плоскости, параллельной поверхности раздела со стороны воздуха (плоскость наблюдения) на высоте 70 nm в присутствии прямоугольных локальных областей с размером $100 \times 100 \times 50$ nm, которые расположены как на поверхности с эффектом полного внутреннего отражения, так и под поверхностью (длина волны излучения 620 nm). Диэлектрическая проницаемость объектов была различной. При этом на поверхности неоднородность считалась диэлектрическим выступом, а для возмущения под поверхностью диэлектрическая про-

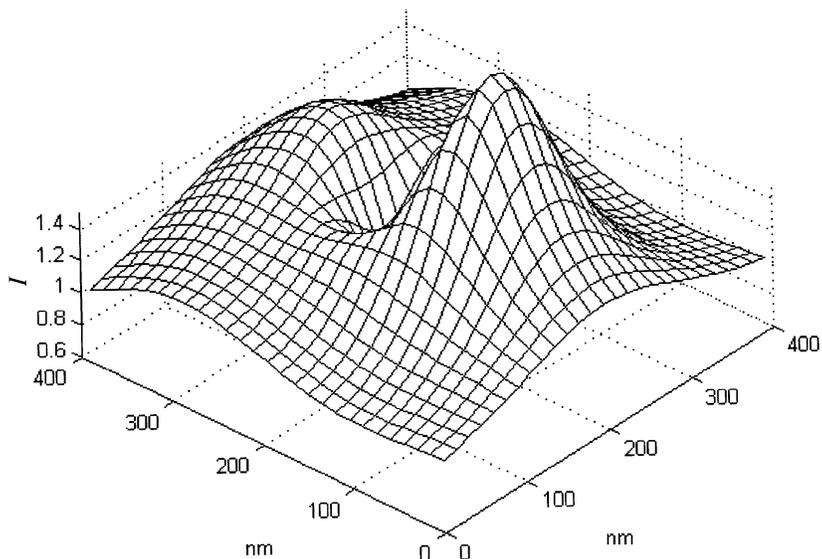


Рис. 2. Трехмерный график нормированной интенсивности электрического поля, рассчитанный в плоскости наблюдений для физической системы, описанной в работе для параметров $\epsilon_s = 2.25$; ϵ_p рассчитывалась для случая распределения Максвелла с концентрацией свободных носителей зарядов $20 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (глубина залегания объекта под поверхностью 15 nm); ТМ — поляризация падающего излучения.

нищаемость рассчитывалась из кинетического уравнения, что позволило учесть различные механизмы рассеяния свободных носителей заряда и различную степень вырождения симметричной части их функции распределения. Проведенные расчеты показали, что информация о форме диэлектрического выступа может существенно искажаться присутствием полупроводниковой мезоскопической области под поверхностью образца. Данные искажения зависят как от положения и формы возмущения, так и от внутренних свойств носителей заряда в нем. В качестве примера на рис. 1 представлен результат расчета для случая, когда на поверхности расположен стеклянный выступ, а под поверхностью — воздушная полость. На рис. 2 представлен результат, когда под стеклянным выступом находится полупроводниковая область

с комплексной диэлектрической проницаемостью. Из рисунков видно, что картина распределения интенсивности поля зависит от физических свойств локальных областей, причем информация о форме диэлектрического выступа может полностью искажаться влиянием неоднородностей под поверхностью. Таким образом, данный эффект необходимо всегда иметь в виду при применении ближнеполевой микроскопии. Более детальное рассмотрение данного вопроса планируется опубликовать в ближайшем будущем.

Список литературы

- [1] *Courjon D., Bainier C.* // Rep. Prog. Phys. 1994. V. 57. P. 989–1028.
- [2] *Girard C., Dereux A.* // Rep. Prog. Phys. 1996. V. 59. P. 657–699.
- [3] *Keller O.* // Phys. Rep. 1996. V. 268. P. 85–262.
- [4] *Дмитриев В.И., Захаров Е.В.* Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики. М.: Изд-во Московского университета, 1987. С. 251.
- [5] *Li Z., Gu B., Yang G.* // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 10883–10894.
- [6] *Girard Ch., Dereux A., Martin O.J.F.* et al. // Phys. Rev. B. 1995b. V. 52. P. 2889–2898.