

Таким образом, использование расширяющегося волновода в МЦР позволяет при умеренных токах пучка подавить генерацию на встречной волне. При соответствующем выборе изменения магнитного поля профилирование волновода не влияет на усиление попутной волны.

#### Литература

1. Chong C.K., McDermott D.B., Lin A.T. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. **24**, No. 3. P. 735.
2. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР. Вып. 3. 1983. С. 127.

3. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. // Там же. Вып. 6. 1990. С. 206.
4. Bratman V.L., Denisov G.G., Ofitserov M.M. et al. // Proc. 8 Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS' 90). Novosibirsk, 1990. V. 2. P. 1129.
5. Nusinovich G.S., Dumbrajs O. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. **24**, No. 3. P. 620.

Поступила в редакцию  
21.04.99

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 517.958:535.4

### АНАЛИЗ РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ ОКСИДНЫХ ЧАСТИЦ НА СЛОИСТОЙ ПОДЛОЖКЕ

Н. В. Гришина, Ю. А. Еремин, А. Г. Свешников

(кафедра математики)

Работа посвящена анализу рассеяния поляризованного света оксидными микрочастицами, расположенными на подложке с пленкой. Для проведения компьютерного моделирования используется обобщение метода дискретных источников. Проводится анализ влияния пленки и оксидного слоя на характеристики рассеяния частиц.

#### Введение

Стремительный прогресс в совершенствовании схем микро- и нанoeлектроники требует особой чистоты при изготовлении объемных интегральных схем на всех этапах технологического процесса. Производство бездефектных схем становится приоритетной задачей современных технологий. Поскольку большинство дефектов находится за пределами визуального контроля, то для дефектоскопии используются поверхностные сканеры, конструкция которых содержит лазерный источник поляризованного света и систему коллекторов рассеянного дефектом излучения. Как известно, заготовками в производстве объемных интегральных схем служат силиконовые подложки. Для реализации структуры интегральной схемы подложку подвергают процессу литографии. Важным этапом этого процесса является осаждение пленки на полированную силиконовую подложку и обнаружение отсутствия загрязняющих микрочастиц на поверхности пленки. Обнаружение загрязняющих частиц и есть задача, которую выполняет поверхностный сканер [1].

Вопросам моделирования процессов рассеяния поляризованного лазерного излучения оксидной частицей, расположенной на поверхности слоистой структуры (пленка-подложка) и посвящена настоящая работа. Основой для построения математической модели процесса рассеяния служит метод дискретных источников (МДИ) [2], ранее с успехом использованный для изучения рассеивающих свойств частиц и ям на подложке [3, 4].

#### Математическая модель оксидной частицы на покрытой пленкой подложке

Опишем математическую постановку рассматриваемой задачи. Пусть  $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$  — поле линейно поляризованной плоской электромагнитной волны, падающей под углом  $\theta_0$  относительно нормали на плоскую границу  $\Xi_f$  раздела воздух ( $D_0$ ) — пленка ( $D_f$ ). Осесимметричная однородная частица  $D_i$ , покрытая слоем  $D_l$ , с гладкими соосными границами  $\partial D_{i,l}$  расположена на поверхности  $\Xi_f$  пленки толщиной  $d$ . Пленка ограничена параллельными плоскостями  $\Xi_f$  и  $\Xi_1$ , при этом плоскость  $\Xi_1$  разделяет пленку и подложку  $D_1$ . Будем полагать, что ось симметрии оксидной частицы совпадает с направлением внешней нормали к  $\Xi_1$ . Введем прямоугольную систему координат, выбрав ее начало на плоскости  $\Xi_1$ , а ось  $Oz$  направим вдоль оси симметрии частицы. Тогда математическая постановка задачи имеет вид

$$\nabla \times \mathbf{H}_\xi = ik\varepsilon_\xi \mathbf{E}_\xi; \quad \nabla \times \mathbf{E}_\xi = -ik\mu_\xi \mathbf{H}_\xi$$

в  $D_\xi$ ,  $\xi = 0, f, 1, i, l$ ,

$$\mathbf{e}_z \times \begin{cases} (\mathbf{E}_0(p) - \mathbf{E}_f(p)) = 0, \\ (\mathbf{H}_0(p) - \mathbf{H}_f(p)) = 0, \end{cases} \quad p \in \Xi_f,$$

$$\mathbf{e}_z \times \begin{cases} (\mathbf{E}_f(p) - \mathbf{E}_1(p)) = 0, \\ (\mathbf{H}_f(p) - \mathbf{H}_1(p)) = 0, \end{cases} \quad p \in \Xi_1,$$

$$\mathbf{n}_i \times \begin{cases} (\mathbf{E}_i(p) - \mathbf{E}_l(p)) = 0, \\ (\mathbf{H}_i(p) - \mathbf{H}_l(p)) = 0, \end{cases} \quad p \in \partial D_i,$$

(1)

$$\mathbf{n}_l \times \begin{cases} (\mathbf{E}_l(p) - \mathbf{E}_0(p)) = 0, \\ (\mathbf{H}_l(p) - \mathbf{H}_0(p)) = 0, \end{cases} \quad p \in \partial D_l,$$

плюс условия излучения (или затухания) для рассеянных полей на бесконечности.

Здесь  $\{\mathbf{E}_\xi, \mathbf{H}_\xi\}$  — полное поле в соответствующей области,  $\mathbf{e}_z$  — единичный вектор нормали к границам  $\Xi_{1,f}$  раздела слоистой среды, а  $\mathbf{n}_{i,l}$  — нормали к поверхностям  $\partial D_{i,l}$ . Отметим, что в области  $D_0$  полное поле включает в себя падающую и отраженную плоскую волну, а также поле, рассеянное частицей. Заметим, что рассматриваемая задача близка по постановке к задаче, детально исследованной в работе [5], однако наличие дополнительного покрывающего частицу  $D_i$  оксидного слоя  $D_l$ , равно как и иное положение частицы по отношению к слою, вносит существенные отличия в процесс реализации общего подхода, предложенного в [2].

Прежде чем строить приближенное решение для рассеянных полей, решим задачу дифракции поля поляризованной плоской волны  $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$  на слоистой структуре воздух–пленка–подложка. Как известно [6], это решение может быть записано в явном виде, обозначим его  $\{\mathbf{E}_\xi^0, \mathbf{H}_\xi^0\}$ ,  $\xi = 0, f, 1$ . Теперь будем строить приближенное решение граничной задачи (1) для рассеянного поля  $\{\mathbf{E}_\xi^s, \mathbf{H}_\xi^s\}$  в  $D_\xi$ ,  $\xi = 0, f, 1$ , и полного поля в  $D_{i,l}$  на основе МДИ [2]. Суть МДИ состоит в представлении полей в виде конечных линейных комбинаций полей мультиполей, которые удовлетворяют системе уравнений Максвелла в областях  $D_\xi$ ,  $\xi = 0, f, 1, i, l$ , условиям на бесконечности для рассеянного поля в  $D_{0,f,1}$ , а также условиям сопряжения для тангенциальных компонент полей всюду на  $\Xi_{f,1}$ . В этом случае решение граничной задачи рассеяния (1) сводится к определению неизвестных амплитуд дискретных источников только из условий сопряжения на поверхностях раздела различных сред слоистой частицы  $\partial D_{i,l}$ , которые приобретают вид

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_i \times (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_l) &= 0, \\ \mathbf{n}_i \times (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_l) &= 0 \end{aligned} \quad \text{на } \partial D_i, \\ \mathbf{n}_l \times (\mathbf{E}_l - \mathbf{E}_0^s) &= \mathbf{n}_l \times \mathbf{E}_0^0, \\ \mathbf{n}_l \times (\mathbf{H}_l - \mathbf{H}_0^s) &= \mathbf{n}_l \times \mathbf{H}_0^0 \end{aligned} \quad \text{на } \partial D_l. \quad (2)$$

Напомним, что  $\partial D_i$  — внутренняя граница, а  $\partial D_l$  — поверхность раздела слой–воздух. Здесь  $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$  представляет собой суммарное поле падающей и отраженной плоских волн в  $D_0$ . Следовательно, задача дифракции (1) сведена к решению задачи аппроксимации поля  $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$  (2). Решение подобной задачи можно осуществить, следуя общей теории МДИ [2]. Опишем схематично лишь основные моменты.

1. В основу представления для внешнего поля в  $D_0$  положим мультипольные источники, удовлетворяющие условиям сопряжения для полей на плоскостях  $\Xi_{f,1}$ . В этом случае структура полей определяется тензором Грина слоистой среды, элементы которого имеют вид, приведенный в работах [5, 7]. Использо-

вание тензора Грина слоистой среды при построении рассеянных полей является центральным моментом метода, что позволяет автоматически учесть все возможные взаимодействия частицы с плоскостройной средой.

2. Поскольку поверхности раздела  $\partial D_{i,l}$  являются осесимметричными с общей осью, перпендикулярной поверхности подложки, то резонно перейти от задачи сшивания для полей на  $\partial D_{i,l}$  (2) к последовательному решению задач сопряжения на образующих  $\mathcal{I}_{i,l}$  поверхностей вращения  $\partial D_{i,l}$  для гармоник Фурье полей по азимутальной переменной [3]. Специальный выбор в качестве источников мультиполей, локализованных на оси симметрии, позволяет получить представление для полей в виде конечной суммы ряда Фурье по азимутальной переменной [3].

3. В основу представления для полного поля внутри частицы (в  $D_i$ ) положим регулярные функции, особенности которых расположены на бесконечности [2], а внутри слоя  $D_l$  полное поле строится в виде суммы «уходящих» и «приходящих» волн [2].

4. Кроме того, приближенное решение строится таким образом, что учитывает не только осевую симметрию рассеивателя, но и одновременно поляризацию падающей плоской волны [5].

### Вычислительный алгоритм

Рассмотрим схему вычислительного алгоритма. Как отмечалось выше, приближенное решение, построенное на основе МДИ, удовлетворяет всем условиям граничной задачи (1), за исключением условий сопряжения (2). Поэтому определение неизвестных амплитуд дискретных источников проводится из требования приближенного удовлетворения условий сопряжения (2) в соответствующей функциональной норме [2]. Алгоритм определения амплитуд удобно разбить на этапы. Приближенное решение представляет собой конечную линейную комбинацию гармоник Фурье по азимутальной переменной  $\varphi$ . Поэтому на первом этапе мы разлагаем касательные компоненты электрического и магнитного полей возбуждающих плоских волн в ряд Фурье по азимутальной переменной внешнего возбуждения. В результате этого поверхностная аппроксимация сводится к аппроксимации полей на образующих  $\mathcal{I}_{i,l}$  слоистой частицы. На следующем этапе определения азимутальных компонент амплитуд дискретных источников используется обобщенный метод коллокаций, что приводит к необходимости решения переопределенной линейной системы для каждой азимутальной гармоники. Азимутальные компоненты амплитуд ДИ определяются как нормальное псевдорешение переопределенных линейных систем [7]. В отличие от [5] условия (2) представляют собой условия сопряжения на двух различных поверхностях —  $\partial D_i$  и  $\partial D_l$ , что при требовании сохранения заданной точности окончательного результата приводит к значительному увеличению порядка переопределенных линейных систем и дополнительным сложностям при численной реализации алгоритма.

Описанная выше схема МДИ дает возможность организовать вычисления таким образом, что расчет характеристик рассеяния осуществляется одновременно для всех углов падения и двух базовых поляризаций ( $P$  и  $S$ ). Развитая модель позволяет также осуществлять апостериорную оценку погрешности полученного приближенного решения посредством вычисления невязки условий сопряжения (2) на поверхности частицы в среднеквадратичной норме.

Для вычисления интенсивности рассеянного поля на бесконечности необходимо иметь диаграмму рассеяния в  $D_0$ . Чтобы найти ее конкретный вид, достаточно использовать асимптотические представления для интегралов Вейля–Зоммерфельда, как это сделано в [3]. Тогда для компонент диаграммы рассеяния получим те же представления, что и в работе [5]. Отсюда следует, что элементы тензора Грина в дальней зоне, а тем самым и компоненты диаграмм не содержат интегралов, и после определения неизвестных амплитуд дискретных источников для расчета характеристик рассеяния достаточно вычислить лишь комбинацию элементарных функций. Данное обстоятельство позволяет проводить подробный анализ характеристик рассеяния, таких, как интенсивность рассеяния и интегральный поперечник рассеяния, который представляет собой интенсивность, проинтегрированную в пределах некоторого телесного угла  $\Omega$ . Следует отметить, что в большинстве конструкций поверхностных сканеров используются либо зеркальные коллекторы, либо линзы для сбора рассеянной интенсивности в некоторых телесных углах, так что интегральный поперечник служит наиболее адекватной моделью системы коллекторов поверхностного сканера.

### Численные результаты

Диапазон параметров используемых на практике пленок определяется их непосредственным назначением. Как правило, толщина пленки варьируется от десятков до нескольких сотен нанометров. Загрязняющие частицы, попадающие на поверхность пленки, отвечают широкому, хотя и ограниченному набору веществ. Их диаметр существенно меньше длины волны лазерного излучения (и, естественно, в сотни раз меньше диаметра лазерного пятна, что делает модель плоской волны адекватной моделью внешнего возбуждения). В настоящее время поверхностные сканеры способны обнаруживать частицы, эквивалентные шариком с диаметром до 0,06 мкм (имеются в виду частицы полистирола латекса [1]), при этом используемая чаще всего длина волны лазера  $\lambda = 0,488$  мкм. Подобные малые частицы часто называют «рэлеескими» и используют в качестве модели подобной частицы эквивалентный сферический шарик.

В настоящей работе в качестве основных характеристик рассеяния исследуются интенсивность и интегральный поперечник, рассчитанный в диапазоне телесного угла  $\Omega = \{0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ, 0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ\}$ . Условно мы будем называть его полным сечением рассеяния (размерность его, мкм<sup>2</sup>, совпадает с раз-

мерностью рассеянной интенсивности). Апостериорная оценка точности приближенного решения, основанная на удовлетворении условий сопряжения (2), позволяет заключить, что относительная погрешность приведенных ниже результатов не превосходит 5% в равномерной метрике.

Первоочередная задача нашего исследования состоит в том, чтобы установить, сохраняются ли при наличии пленки и слоя оксида те основные признаки, которые характеризуют загрязняющие частицы, попавшие на подложку. В работе [7] было установлено, что наиболее подходящим углом возбуждения с точки зрения повышения разрешающей способности сканера является угол, равный  $-65^\circ$  ( $\theta_0 = 65^\circ$ ,  $\varphi = 180^\circ$ ). Зависимость от угла рассеяния интенсивности для сферической частицы с внешним диаметром  $D = 0,07$  мкм, состоящей из медной (индекс рефракции  $n = 1,143 - 2,536j$ ) сердцевинки с оксидным слоем  $\text{CuO}$  ( $n = 2,53 - 0,7j$ ) толщиной 0,006 мкм, расположенной на силиконовой подложке ( $n = 4,37 - 0,08j$ ), показана на рис. 1. Видно, что, как и для однородной частицы на подложке, наклонное падение и  $P$ -поляризация являются наиболее предпочтительными. Как было отмечено в работе [7], характерным признаком рассеяния на частице является наличие провала вблизи нормали к подложке. Из рис. 1 видно, что это справедливо и для оксидных частиц.

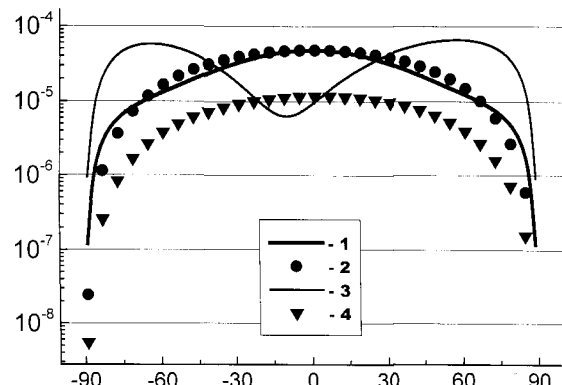


Рис. 1. Интенсивность в зависимости от угла рассеяния для медной сферической частицы с внешним диаметром 0,07 мкм, покрытой слоем оксида  $\text{CuO}$  толщиной  $d = 0,003$  мкм и расположенной на Si-подложке: угол падения  $\theta_0 = 0^\circ$ ,  $P$ - (кривая 1) и  $S$ -поляризация (кривая 2);  $\theta_0 = -65^\circ$ ,  $P$ - (3) и  $S$ -поляризация (4)

В работе [7] было предложено идентифицировать частицу по полному сечению рассеяния, поскольку для частиц, в отличие от ям в подложке, полное сечение рассеяния для  $P$ -поляризации возрастает в диапазоне углов, примыкающих к нормали. На рис. 2 приведены результаты расчета полного сечения рассеяния для медной и алюминиевой оксидных частиц. Как и в случае однородных частиц, полное сечение рассеяния для  $P$ -поляризации возрастает при увеличении угла падения. Максимум в районе  $\theta_0 \approx 65^\circ$  позволяет определить оптимальный угол, обеспечивающий наибольшую рассеянную энергию в верхнее полупространство. Вместе с тем следует отметить, что присутствие оксидного слоя может приводить

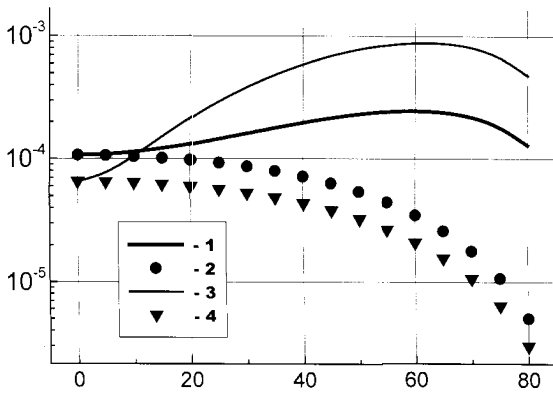


Рис. 2. Полное сечение рассеяния в зависимости от угла падения для оксидной частицы диаметром 0,07 мкм (толщина слоя оксида  $d = 0,003$  мкм): медная частица,  $P$ - (1) и  $S$ -поляризация (2) и алюминиевая частица,  $P$ - (3) и  $S$ -поляризация (4)

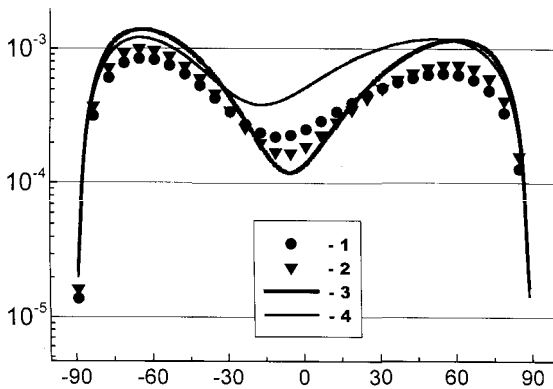


Рис. 3. Интенсивность для алюминиевой частицы при  $\theta_0 = -65^\circ$  и  $P$ -поляризации: частица из чистого Al диаметром 0,10 (1) и 0,11 мкм (4) и оксидная частица с  $d = 0,0025$  (2) и 0,005 мкм (3)

не только к снижению рассеянной интенсивности: например, на рис. 3 иллюстрируется «аномальный» рост интенсивности при увеличении толщины оксида.

Покажем теперь, как меняются характеристики рассеяния при наличии пленки. В качестве материала пленки мы будем рассматривать часто используемый на практике SiN ( $n = 2,0$ ). Известно, что наличие пленки, как правило, не обладающей заметным затуханием, приводит к появлению различного рода резонансных эффектов. На рис. 4 приведены интенсивности рассеяния для оксидной алюминиевой частицы, расположенной на пленках различной толщины. Как видно из рис. 4, при толщине  $d = 0,20$  мкм интенсивность рассеянного поля существенно меняет свою структуру: в этом случае не наблюдается того характерного провала, который имел место для частиц на подложке. Причем этот эффект присущ самой структуре слоистой среды пленка-подложка, и он не зависит от материала частицы. Вместе с тем интегральные характеристики рассеяния, в частности полное сечение рассеяния, сохраняют свое прежнее поведение и для случая резонанса в плоскостной структуре, что иллюстрируется на рис. 5.

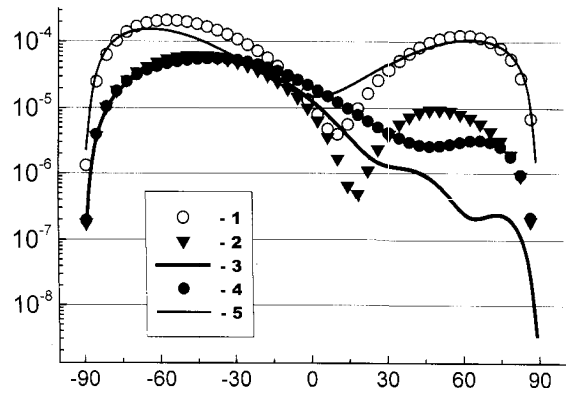


Рис. 4. Интенсивность для алюминиевой частицы диаметром 0,07 мкм, покрытой слоем оксида ( $d = 0,003$  мкм) и расположенной на пленке SiN ( $\theta_0 = -65^\circ$ ,  $P$ -поляризация): толщина пленки равна 0,25 (1); 0,21 (2); 0,20 (3); 0,19 (4) и 0,15 мкм (5)

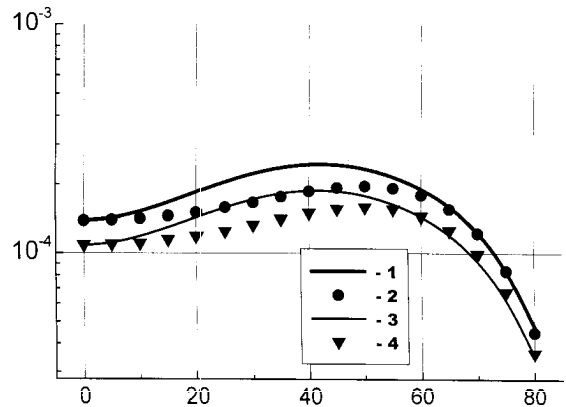


Рис. 5. Полное сечение рассеяния для алюминиевой частицы диаметром 0,07 мкм, расположенной на пленке SiN толщиной 0,20 мкм: частица из чистого Al,  $P$ - (1) и  $S$ -поляризация (2); оксидная частица,  $P$ - (3) и  $S$ -поляризация (4)

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (проекты № 5071 и № 5202).

#### Литература

1. Baliga J. // Semicond. Intern. 1997. No. 4. P. 64.
2. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992.
3. Еремин Ю.А., Орлов Н.В., Свешников А.Г. // Матем. моделирование. 1996. № 10. С. 113.
4. Еремин Ю.А., Орлов Н.В., Свешников А.Г. // Матем. моделирование. 1997. № 8. С. 110.
5. Еремина Е. Ю. Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 1. С. 12 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 1. P. 8).
6. Гришина Н.В. // Опт. и спектр. 1996. 80, № 1. С. 123.
7. Гришина Н.В., Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Фундаментальная и прикладная математика. 1998. 4, № 3. С. 889.

Поступила в редакцию  
30.12.98