

ПОВЕРХНОСТНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СВЕРХТОНКИХ СЛОЁВ

Д.К. Высоких *^{1,2,3}, А.А. Пухов^{1,3}, Д.П. Куликова², А.Ш. Амирасланов⁴,
А.В. Барышев², А.С. Бабурин^{2,4}, И.А. Родионов^{2,4}, А.В. Дорофеенко^{1,2,3}

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

² Федеральное государственное унитарное предприятие “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”, Москва, Россия

³ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

⁴ Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 24.10.2024

Одобрена после рецензирования 06.11.2024

Принята к публикации 19.11.2024

Аннотация

В различных оптических устройствах часто применяют слои с толщиной, много меньшей длины волны. Такие слои могут использоваться в качестве просветляющих плёнок, поглотителей, катализаторов или функциональных покрытий. Для расчёта оптических систем, содержащих сверхтонкие слои, важно развить их корректное описание, включающее необходимый минимум электродинамических параметров. Мы предлагаем описание произвольного неоднородного сверхтонкого слоя с помощью поверхностной диэлектрической проницаемости κ , не требующее знания толщины слоя. При этом мы показываем, что κ есть скалярная комплексная величина, т.е. предложенный подход не включает в себя рассмотрение анизотропных свойств слоя. Для подтверждения предложенного метода мы проводим обработку измеренных спектров эллипсометрии и показываем, что описание слоя с помощью κ не увеличивает существенно погрешность по сравнению с описанием через однослойный слой конечной толщины, но при этом уменьшает число параметров модели, делая её более удобной для применения. Помимо этого, мы находим связь параметра κ с широко используемой при описании тонких слоёв величиной – сопротивлением на квадрат.

Ключевые слова: сверхтонкие плёнки, эллипсометрия, комплексный показатель преломления, оптические константы

EDN YTQUYD

doi:[10.24412/2949-0553-2024-513-04-13](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2024-513-04-13)

1. Введение

Одной из важных задач оптики тонких плёнок является задача определения их оптических характеристик. Основной оптической характеристикой служит комплексная диэлектрическая проницаемость, которая в макроскопическом приближении описывает взаимодействие электромагнитной волны с веществом. С одной стороны, знание комплексной диэлектрической проницаемости используется в исследовании материалов в таких областях, как фотовольтаика, фотолюминесценция и физика полупроводников [1, 2]. С другой стороны, оптические характеристики плёнок необходимы для проектирования различных устройств [3].

Для определения оптических характеристик тонких плёнок широко используется спектроскопическая эллипсометрия [1, 2, 4–7]. В отличие от методов, основанных на измерении мощности сигнала, таких как спектроскопия пропускания, отражения и поглощения [8–10], в которых измеряются амплитудные коэффициенты, эллипсометрия также измеряет *разность фаз* коэффициентов отражения для двух поляризаций, что даёт дополнительную информацию об объекте [4]. Традиционный эллипсометрический

* Автор, ответственный за переписку: Дмитрий Константинович Высоких, vysoких.dk@phystech.edu

анализ подразумевает расчёт эллипсометрических параметров ψ, Δ в зависимости от диэлектрической проницаемости и приведение этих параметров в соответствие с экспериментальными данными путём её вариации [5]. Эта процедура хорошо отлажена для различных диэлектрических и металлических плёнок достаточно большой, сравнимой с длиной волны толщины.

Однако для сверхтонких плёнок, т.е. плёнок толщиной менее 10 нм, определение адекватных значений толщины и диэлектрической проницаемости затруднительно [11–16]. Это в первую очередь связано с сильной корреляцией между этими двумя величинами, которые в случае сверхтонких плёнок изменяются обратно пропорционально друг другу [11, 12]. Как правило, сверхтонкие слои моделируются как некие однородные слои с толщиной, определяемой с помощью минимизации невязки [5, 6, 8–10, 17, 18]. Однако во многих случаях слой не является сплошным или шероховатость подложки сравнима с его толщиной. Возникает вопрос о физическом смысле толщины такого слоя. Кроме того, минимум невязки обычно оказывается недостаточно резким, что приводит к существенной ошибке при определении толщины слоя. Поэтому требуется иное описание сверхтонких плёнок, не использующее плохо определённый параметр – толщину плёнки.

В данной работе предложено такое описание. Вводится поверхностная диэлектрическая проницаемость, позволяющая характеризовать взаимодействие плёнки с излучением любой поляризации, падающим под произвольным углом. Применимость подхода проверена сравнением с экспериментальными данными. Проведено сравнение стандартного описания слоем конечной толщины с предложенным здесь подходом.

2. Описание сверхтонкого слоя T -матрицами

В качестве достаточно общей постановки задачи рассмотрим прохождение плоской волны через неоднородный тонкий слой, находящийся между двумя диэлектриками, под произвольным углом (рис. 1). Направим ось z перпендикулярно слою, ось x – параллельно слою, так чтобы xz была плоскостью падения.

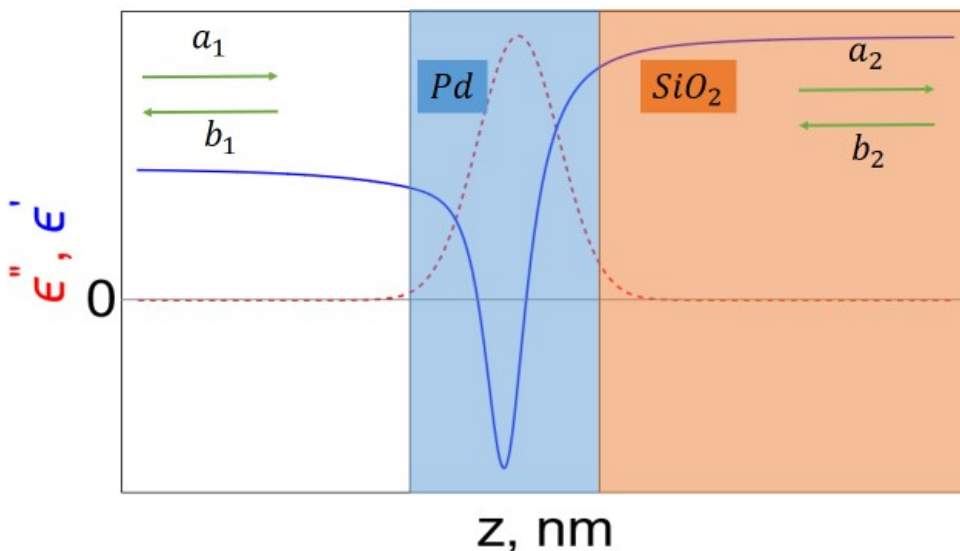


Рисунок 1 – Геометрия рассматриваемой системы и схематический вид пространственной зависимости мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости. Для s -поляризации a_1, b_1 – комплексные амплитуды электрического поля волн слева от слоя, a_2, b_2 – справа от слоя. Для p -поляризации a_1, b_1 – комплексные амплитуды магнитного поля волн слева от слоя, a_2, b_2 – справа от слоя

Для расчёта многослойных систем, как правило, используется метод T -матриц [19, 20]. Вид T -матрицы зависит от поляризации, т.е. различен для s - и p -поляризованных волн. Рассмотрим оба возможных варианта.

Начнём с s -поляризации. Уравнение Гельмгольца имеет вид:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + (k_0^2 \varepsilon(z) - k_x^2) E = 0. \tag{1}$$

При условии малой толщины слоя оно даёт следующие граничные условия:

$$E(+0) = E(-0) \tag{2}$$

и

$$\frac{dE}{dz} (+0) - \frac{dE}{dz} (-0) + k_0^2 E(0) \int \varepsilon dz = 0. \quad (3)$$

Таким образом, слой может быть охарактеризован *безразмерной* поверхностной диэлектрической проницаемостью $\kappa = k_0 \int \varepsilon dz$.

Уравнения (2) и (3) представляют собой правила сшивки для s-поляризации, которое можно переписать через комплексные амплитуды электрического поля волн, распространяющихся вправо и влево, слева от слоя (a_1, b_1) и справа от слоя (a_2, b_2):

$$a_1 + b_1 = a_2 + b_2, \quad (4)$$

$$ik_2(a_2 - b_2) - ik_1(a_1 - b_1) + k_0\kappa(a_1 + b_1 + a_2 + b_2)/2 = 0. \quad (5)$$

Чтобы составить матрицу прохождения через слой, запишем систему уравнений для a_2 и b_2 :

$$a_2(ik_2 + k_0\kappa/2) + b_2(-ik_2 + k_0\kappa/2) = ik_1(a_1 - b_1) - k_0\kappa(a_1 + b_1)/2,$$

$$a_1 + b_1 = a_2 + b_2.$$

Детерминант этой системы:

$$\det = (ik_2 + k_0\kappa/2) - (-ik_2 + k_0\kappa/2) = 2ik_2,$$

откуда нетрудно получить:

$$a_2 = [a_1(k_1 + k_2 + ik_0\kappa) + b_1(-k_1 + k_2 + ik_0\kappa)] / (2k_2)$$

$$b_2 = [a_1(-k_1 + k_2 - ik_0\kappa) + b_1(k_1 + k_2 - ik_0\kappa)] / (2k_2)$$

Соответствующая матрица задаётся выражением:

$$S(s) = \frac{1}{2k_2} \begin{pmatrix} k_2 + k_1 + ik_0\kappa & k_2 - k_1 + ik_0\kappa \\ k_2 - k_1 - ik_0\kappa & k_2 + k_1 - ik_0\kappa \end{pmatrix} \quad (6)$$

Введём обозначение для адмиттанса: $Z_i = k_i/k_0$. Тогда:

$$S(s) = \frac{1}{2Z_2} \begin{pmatrix} Z_2 + Z_1 + i\kappa & Z_2 - Z_1 + i\kappa \\ Z_2 - Z_1 - i\kappa & Z_2 + Z_1 - i\kappa \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь **p-поляризацию**. Для неё уравнение Гельмгольца имеет вид

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{dH}{dz} + \left(k_0^2 - \frac{k_x^2}{\varepsilon(z)} \right) H = 0. \quad (8)$$

Первое граничное условие, связанное с непрерывностью тангенциальной компоненты электрического поля, имеет вид

$$\left(\frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{dH}{dz} \right) (-0) = \left(\frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{dH}{dz} \right) (+0). \quad (9)$$

Второе граничное условие, описывающее скачок магнитного поля, имеет вид

$$H(+0) - H(-0) = \int_{-0}^{+0} \frac{dH}{dz} dz = \int_{-0}^{+0} \frac{1}{\varepsilon} \frac{dH}{dz} \varepsilon dz = \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{dH}{dz} \right) \int_{-0}^{+0} \varepsilon dz.$$

Таким образом,

$$H(+0) - H(-0) = \frac{\kappa}{k_0} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{dH}{dz} \right). \quad (10)$$

Заметим, что характеристикой слоя как для s-, так и для p-поляризации служит величина κ .

Для p-поляризации условие сшивки записывается через комплексные амплитуды магнитного поля волн, распространяющихся вправо и влево, слева от слоя (a_1, b_1) и справа от слоя (a_2, b_2):

$$i \frac{k_1}{\varepsilon_1} (a_1 - b_1) = i \frac{k_2}{\varepsilon_2} (a_2 - b_2), \quad (11)$$

$$(a_2 + b_2) - (a_1 + b_1) = \frac{\kappa}{2k_0} \left[\frac{ik_1}{\varepsilon_1} (a_1 - b_1) + \frac{ik_2}{\varepsilon_2} (a_2 - b_2) \right]. \quad (12)$$

Для составления матрицы прохождения через слой перепишем систему уравнений в виде:

$$a_2 - b_2 = \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} (a_1 - b_1), \quad (13)$$

$$a_2 \left(1 - \frac{\kappa}{2k_0} \frac{ik_2}{\varepsilon_2}\right) + b_2 \left(1 + \frac{\kappa}{2k_0} \frac{ik_2}{\varepsilon_2}\right) = a_1 \left(1 + \frac{\kappa}{2k_0} \frac{ik_1}{\varepsilon_1}\right) + b_1 \left(1 - \frac{\kappa}{2k_0} \frac{ik_1}{\varepsilon_1}\right). \quad (14)$$

Детерминант системы уравнений (13), (14) равен 2, откуда нетрудно получить:

$$a_2 = \frac{a_1}{2} \left[1 + \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} + i \frac{\kappa}{k_0} \frac{k_1}{\varepsilon_1}\right] + \frac{b_1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} - i \frac{\kappa}{k_0} \frac{k_1}{\varepsilon_1}\right],$$

$$b_2 = \frac{a_1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} + \frac{\kappa}{k_0} \frac{ik_1}{\varepsilon_1}\right] + \frac{b_1}{2} \left[1 + \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} - \frac{\kappa}{k_0} \frac{ik_1}{\varepsilon_1}\right].$$

Обозначив импедансы $Z_i = k_i/k_0\varepsilon_i$, запишем матрицу прохождения через слой:

$$S(p) = \frac{1}{2Z_2} \begin{pmatrix} Z_2 + Z_1 + i\kappa Z_1 Z_2 & Z_2 - Z_1 - i\kappa Z_1 Z_2 \\ Z_2 - Z_1 + i\kappa Z_1 Z_2 & Z_2 + Z_1 - i\kappa Z_1 Z_2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Таким образом, процессы отражения и пропускания волн обеих поляризааций могут быть полностью описаны с помощью поверхностной диэлектрической проницаемости

$$\kappa = k_0 \int \varepsilon dz. \quad (16)$$

Часто свойства сверхтонких проводящих слоёв описываются с использованием такого параметра, как сопротивление на квадрат:

$$R = 1/(\sigma d), \quad (17)$$

где d – толщина слоя, σ – объёмная проводимость, которая связана с мнимой частью диэлектрической проницаемости ε'' соотношением $\varepsilon_0\varepsilon'' = \sigma/\omega$, т.е.

$$\sigma = \varepsilon_0\varepsilon''\omega. \quad (18)$$

Здесь использована запись в системе СИ, чтобы сопротивление измерялось в единицах Ом. Тогда, учитывая выражения (17) и (18), имеем $R = 1/(\varepsilon_0\varepsilon''\omega d) = 1/(c\varepsilon_0\kappa'')$. Поскольку $1/(c\varepsilon_0) = Z_0$ есть импеданс вакуума, получим соотношение

$$R = Z_0/\kappa''. \quad (19)$$

Таким образом, действительное значение сопротивления на квадрат выражается через мнимую часть поверхностной диэлектрической проницаемости.

Заметим, что малым параметром в нашем подходе является величина $k_0 d\sqrt{\varepsilon}$, которая связана с поверхностной диэлектрической проницаемостью соотношением $k_0 d\sqrt{\varepsilon} = \kappa/\sqrt{\varepsilon}$. В частности, в приведённом ниже расчёте для палладиевой плёнки величина $k_0 d\sqrt{\varepsilon}$ оказывается меньше 0.1, тогда как κ принимает значения порядка единицы.

3. Верификация метода посредством сравнения с экспериментальными данными

Была проведена оценка применимости описания сверхтонких слоёв поверхностной диэлектрической проницаемостью путём обработки экспериментальных данных. Для этого были изготовлены образцы сверхтонких плёнок палладия на стеклянных подложках методом электронно-лучевого напыления. Часть образцов подверглась отжигу при температуре 600 С.

Полученные в эксперименте данные были обработаны двумя способами: с помощью описания плёнки палладия слоем конечной толщины и поверхностной диэлектрической проницаемостью.

3.1. Обработка с использованием описания системы слоем конечной толщины

Экспериментальные данные для численной обработки были получены из эллипсометрических измерений параметров ψ, Δ (далее совместно приведены данные для слоя палладия с отжигом и без отжига). Эллипсометрия снималась при углах падения 45, 60 и 75 °.

В ходе обработки экспериментальных данных была произведена минимизация функции невязки, зависящей от расчётного эллипсометрического параметра $\rho_{theor} = r_p/r_s$, представляющего собой отношение комплексных амплитуд отражённых волн s - и p -поляризации: этот параметр $\rho_{theor}(\lambda, \theta, \varepsilon, d)$ зависит от длины волны падающего излучения λ , угла падения θ , диэлектрической проницаемости ε и толщины исследуемого слоя d . Таким образом, невязка равна

$$f(\lambda, \varepsilon, d) = \sum_{\theta} |\rho_{theor}(\lambda, \theta, \varepsilon, d) - \rho_{exp}(\lambda, \theta)|^2. \quad (20)$$

Здесь $\rho_{exp} = \text{tg}\psi \exp(-i\Delta)$.

В результате поточечной минимизации функции невязки по длинам волн при фиксированной толщине слоя ($d = 7$ нм) была найдена дисперсионная зависимость $\varepsilon(\lambda)$, доставляющая невязке минимум (рис. 2).

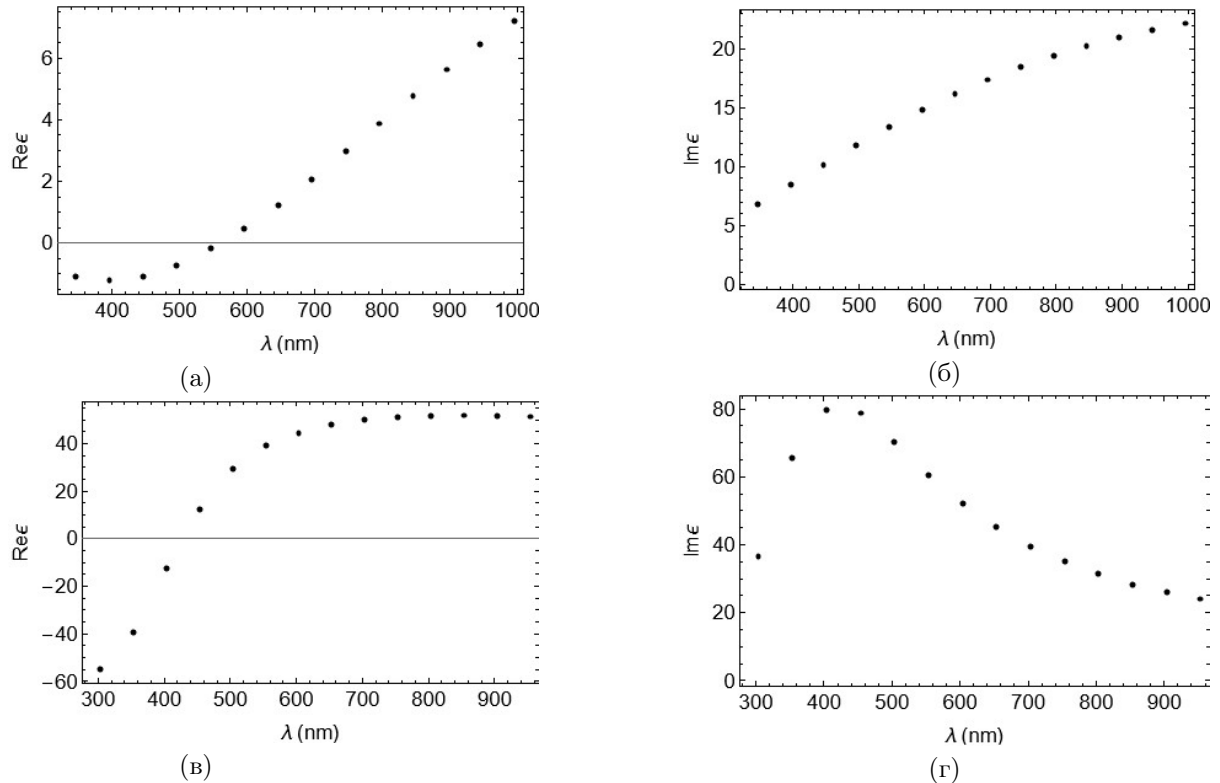


Рисунок 2 – Зависимость действительной (левый столбец) и мнимой (правый столбец) частей диэлектрической проницаемости от длины волны. Толщина слоя выбрана равной $d = 7$ нм для палладия без отжига (верхняя строка) и $d = 0.3$ нм для палладия с отжигом (нижняя строка), что соответствует минимуму невязки

В предыдущих рассуждениях при минимизации функции невязки толщина слоя была фиксирована ($d = 7$ нм). Для нахождения же толщины слоя, минимизирующей невязку, построим новую функцию невязки, зависящую только от толщины. Для этого будем минимизировать значение невязки по ε и суммировать по всем длинам волн:

$$F(d) = \sum_{\lambda} \min_{\varepsilon} f(\lambda, \varepsilon, d) \quad (21)$$

Оказалось, что полученная суммарная величина (21) имеет минимум при некотором значении толщины слоя (рис. 3).

Из полученной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ при фиксированном параметре $d = 7$ нм были рассчитаны эллипсометрические параметры ψ и Δ , которые находятся в хорошем соответствии с исходными экспериментальными данными (рис. 4).

3.2. Обработка с использованием поверхностной диэлектрической проницаемости

Далее была произведена численная обработка тех же данных с помощью описания сверхтонкого слоя поверхностной диэлектрической проницаемостью κ . Заметим, что расчётный эллипсометрический

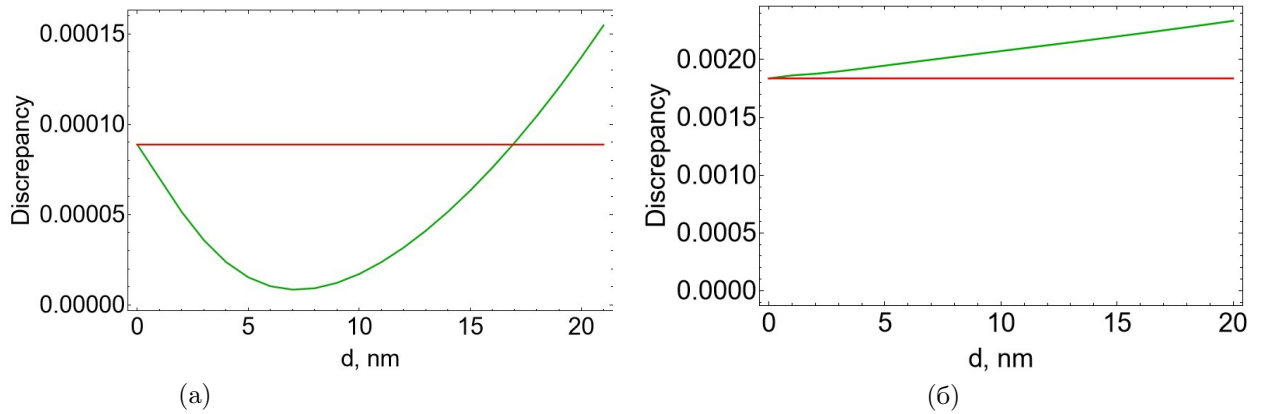


Рисунок 3 – Зависимость невязки, суммированной по различным значениям длины волны, от толщины палладиевого слоя (зелёные кривые) и не зависящее от толщины значение невязки, рассчитанной через параметр тонкого слоя (красные горизонтальные линии) а) для палладия без отжига, б) для палладия с отжигом

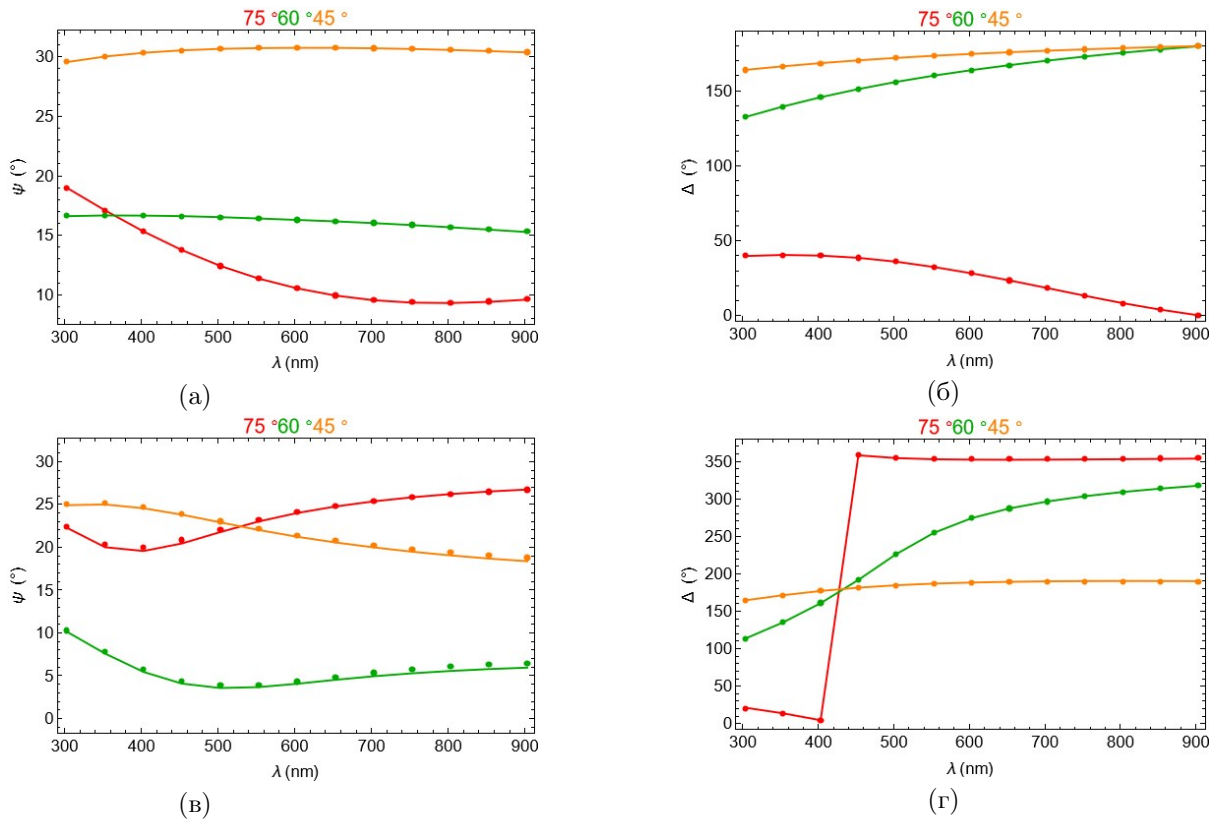


Рисунок 4 – Значения эллипсометрических параметров ψ (левый столбец) и Δ (правый столбец), найденные теоретически (кривые) и полученные экспериментально (точки), для разных углов падения (показаны цветом): для палладия без отжига (верхняя строка) и для палладия с отжигом (нижняя строка)

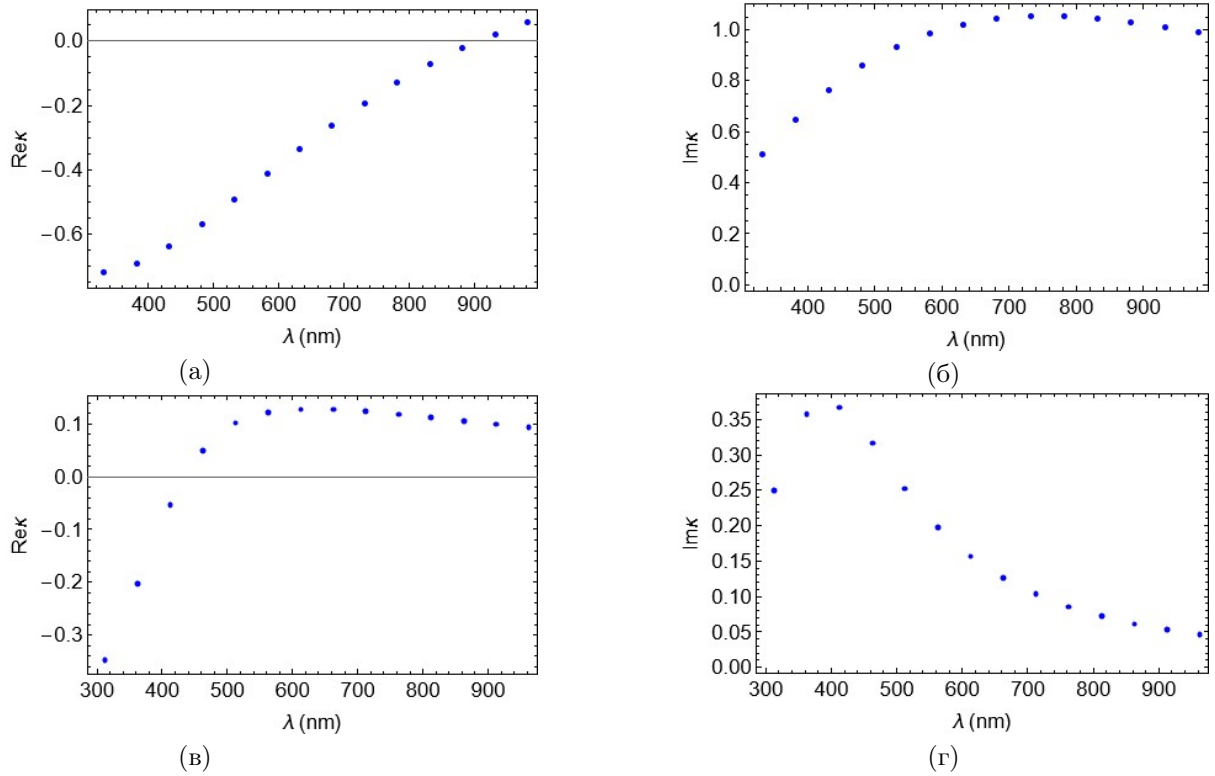


Рисунок 5 – Зависимость действительной (левый столбец) и мнимой (правый столбец) частей параметра κ от длины волны $\lambda = 300\text{--}1\ 000$ нм для палладия без отжига (верхняя строка) и палладия с отжигом (нижняя строка)

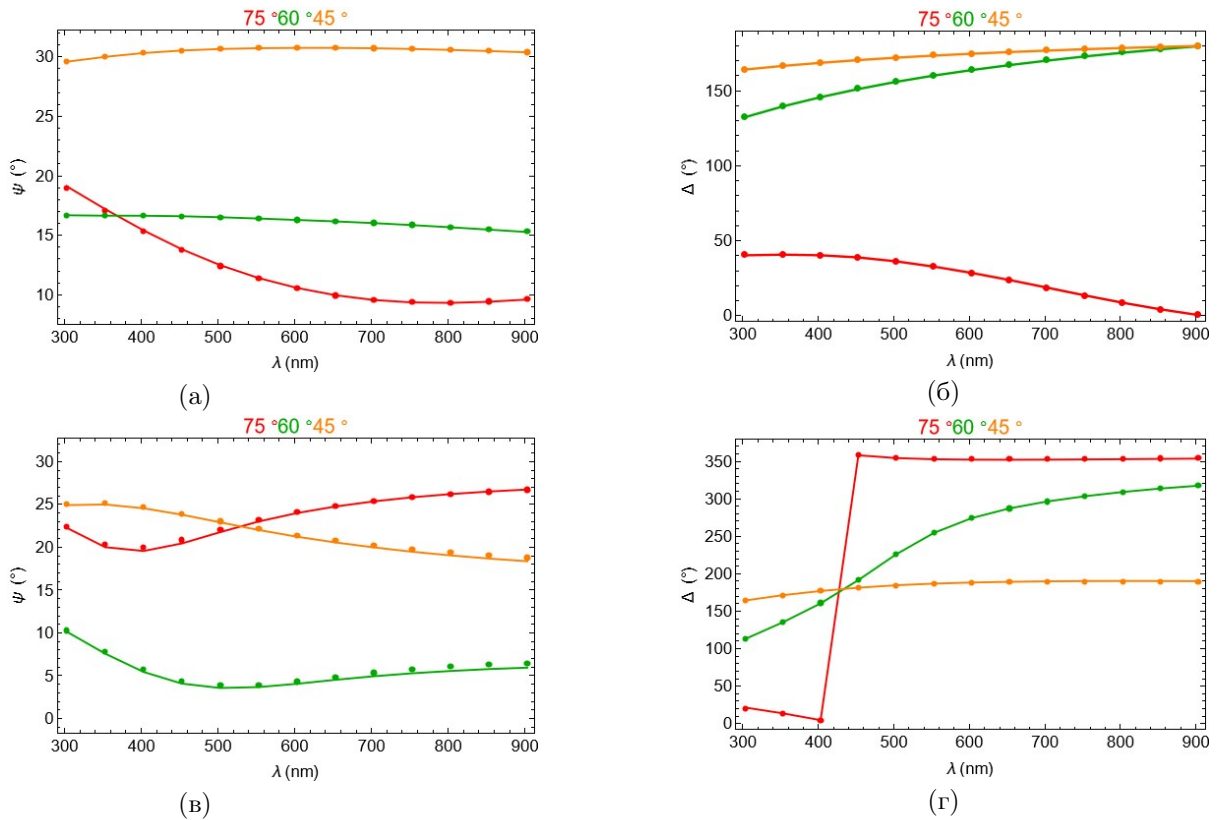


Рисунок 6 – Значения эллипсометрических параметров ψ (левый столбец) и Δ (правый столбец), найденные теоретически (кривые) и полученные экспериментально (точки), для разных углов падения (показаны цветом): для палладия без отжига (верхняя строка) и палладия с отжигом (нижняя строка)

параметр при таком подходе зависит от длины волны падающего излучения λ , угла падения θ и значения поверхностной диэлектрической проницаемости κ : $\rho_{theor}(\lambda, \theta, \kappa)$. При этом параметр ρ , как и функция невязки, не зависит от толщины слоя:

$$f(\lambda, \kappa) = \sum_{\theta} |\rho_{theor}(\lambda, \theta, \kappa) - \rho_{exp}(\lambda, \theta)|^2. \quad (22)$$

В результате поточечной минимизации функции невязки при каждой длине волны была найдена дисперсионная зависимость $\kappa(\lambda)$, доставляющая невязке минимум (рис. 5). Из полученной зависимости $\kappa(\lambda)$ были рассчитаны эллипсометрические параметры ψ и Δ , которые также находятся в хорошем соответствии с параметрами, найденными экспериментально (рис. 6).

Суммированная по длинам волн невязка

$$F = \sum_{\lambda} \min_{\kappa} f(\lambda, \kappa), \quad (23)$$

найденная при описании электродинамических свойств тонкого слоя посредством параметра κ , не зависит от толщины слоя. Для удобства сравнения с предыдущими результатами величина этой суммарной невязки отмечена на рис. 3.

Можно заметить, что описание, использующее параметр тонкого слоя κ , даёт несколько большую погрешность по сравнению со стандартным описанием (раздел 3.1), однако это компенсируется простотой использования данного подхода, а также отсутствием в нём избыточных параметров.

4. Заключение

Был предложен качественно новый подход к описанию электромагнитных свойств сверхтонких слоёв, основанный на использовании поверхностной диэлектрической проницаемости вместо объёмной. Основное преимущество данного метода состоит в том, что он не требует учёта такого трудно интерпретируемого параметра, как толщина сверхтонкого слоя, и, как следствие, более удобен для применения на практике. Более того, отсутствие лишних параметров снижает склонность метода к «переобучению». Применимость данного метода продемонстрирована на примере обработки эллипсометрических данных для сверхтонких палладиевых плёнок как с отжигом при температуре 600 °С, так и без отжига. В обоих случаях получено хорошее совпадение значений эллипсометрических параметров ψ и Δ , полученных из эксперимента и найденных теоретически при помощи минимизации функции невязки. Несмотря на то, что классический подход к описанию свойств сверхтонких слоёв даёт меньшую абсолютную ошибку при определении эллипсометрических параметров по сравнению с подходом, предложенным в нашей статье, простота и физическая обоснованность последнего дают основание полагать, что он имеет большие перспективы для широкого практического применения.

Список литературы

- [1] Shirayama M., Kadowaki H., Miyadera T., Sugita T., Tamakoshi M., Kato M., Fujiseki T., Murata D., Hara S., Murakami T. N. Optical transitions in hybrid perovskite solar cells: ellipsometry, density functional theory, and quantum efficiency analyses for $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ // *Physical Review Applied*. – 2016. – V. 5. – N 1. – P. 014012.
- [2] Zhao M., Shi Y., Dai J., Lian J. Ellipsometric study of the complex optical constants of a CsPbBr_3 perovskite thin film // *Journal of Materials Chemistry C*. – 2018. – V. 6. – N 39. – P. 10450-10455.
- [3] Ke X., Gu H., Zhao X., Chen X., Shi Y., Zhang C., Jiang H., Liu S. Simulation method for study on outcoupling characteristics of stratified anisotropic OLEDs // *Optics Express*. – 2019. – V. 27. – N 16. – P. A1014-A1029.
- [4] Xia R., Gu H., Liu S., Zhang K., Yip H. L., Cao Y. Optical analysis for semitransparent organic solar cells // *Solar RRL*. – 2019. – V. 3. – N 1. – P. 1800270.
- [5] Fujiwara H. *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2007.
- [6] Song B., Gu H., Zhu S., Jiang H., Chen X., Zhang C., Liu S. Broadband optical properties of graphene and HOPG investigated by spectroscopic Mueller matrix ellipsometry // *Applied Surface Science*. – 2018. – V. 439. – P. 1079-1087.
- [7] Song B., Gu H., Fang M., Ho Y.-T., Chen X., Jiang H., Liu S. Complex optical conductivity of two-dimensional MoS_2 : A striking layer dependency // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. – 2019. – V. 10. – N 20. – P. 6246-6252.

- [8] Gu H., Song B., Fang M., Hong Y., Chen X., Jiang H., Ren W., Liu S. Layer-dependent dielectric and optical properties of centimeter-scale 2D WSe₂: evolution from a single layer to few layers // *Nanoscale*. – 2019. – V. 11. – N 47. – P. 22762-22771.
- [9] Brindza M., Flynn R. A., Shirk J. S., Beadie G. Thin sample refractive index by transmission spectroscopy // *Optics Express*. – 2014. – V. 22. – N 23. – P. 28537-28552.
- [10] Hoffman A. J., Alekseyev L., Howard S. S., Franz K. J., Wasserman D., Podolskiy V. A., Narimanov E. E., Sivco D. L., Gmachl C. Negative refraction in semiconductor metamaterials // *Nature materials*. – 2007. – V. 6. – N 12. – P. 946-950.
- [11] Gray A., Balooch M., Allegret S., De Gendt S., Wang W.-E. Optical detection and characterization of graphene by broadband spectrophotometry // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – V. 104. – N 5.
- [12] Tompkins H. G., Hilfiker J. N. *Spectroscopic ellipsometry: practical application to thin film characterization*. – New York: Momentum Press, 2015.
- [13] Arwin H. Adsorption of proteins at solid surfaces // *Ellipsometry of Functional Organic Surfaces and Films*. – 2014. – P. 29-46.
- [14] Arwin H., Aspnes D. E. Unambiguous determination of thickness and dielectric function of thin films by spectroscopic ellipsometry // *Thin Solid Films*. – 1984. – V. 113. – N 2. – P. 101-113.
- [15] Gordan O. D., Zahn D. R. Small organic molecules // *Ellipsometry of Functional Organic Surfaces and Films* Springer, 2014. – C. 197-219.
- [16] Richter R. P., Rodenhausen K. B., Eisele N. B., Schubert M. Coupling spectroscopic ellipsometry and quartz crystal microbalance to study organic films at the solid-liquid interface // *Ellipsometry of Functional Organic Surfaces and Films*. – 2014. – P. 223-248.
- [17] Kulikova D. P., Dobronosova A. A., Kornienko V. V., Nechepurenko I. A., Baburin A. S., Sergeev E. V., Lotkov E. S., Rodionov I. A., Baryshev A. V., Dorofeenko A. V. Optical properties of tungsten trioxide, palladium, and platinum thin films for functional nanostructures engineering // *Optics express*. – 2020. – V. 28. – N 21. – P. 32049-32060.
- [18] Song B., Gu H., Fang M., Chen X., Jiang H., Wang R., Zhai T., Ho Y. T., Liu S. Layer-dependent dielectric function of wafer-scale 2D MoS₂ // *Advanced Optical Materials*. – 2019. – V. 7. – N 2. – P. 1801250.
- [19] Hao J., Zhou L. Electromagnetic wave scatterings by anisotropic metamaterials: Generalized 4 × 4 transfer-matrix method // *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*. – 2008. – V. 77. – N 9. – P. 094201.
- [20] Katsidis C. C., Siapkis D. I. General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference // *Applied optics*. – 2002. – V. 41. – N 19. – P. 3978-3987.

SURFACE PERMITTIVITY OF ULTRATHIN FILMS

**D.K. Vysokikh^{*1,2,3}, A.A. Pukhov^{1,3}, D.P. Kulikova², A.S. Amiraslanov⁴,
A.V. Baryshev², A.S. Baburin^{2,4}, I.A. Rodionov^{2,4}, A.V. Dorofeenko^{1,2,3}**

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technologies, Moscow, Russia

⁴ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

* vysokikh.dk@phystech.edu

Abstract

Slabs of width much smaller than the wavelength are of high importance in many areas of electrodynamics. Such slabs are widely used as antireflection films, absorbers, catalysts and functional coatings. For treating optical systems involving ultrathin films, it is crucial to propose their proper description considering only necessary parameters. We provide a theoretical characterization of an arbitrary inhomogeneous ultrathin slab using surface permittivity κ , which does not require knowledge of the slab thickness. Moreover, we show that κ is a scalar complex value, i.e. the proposed approach does not include consideration of the anisotropic properties of the slab. We process experimentally measured ellipsometry spectra to confirm the reliability of proposed method. We also show that the description of the slab using κ does not significantly increase the discrepancy comparing to the description through a homogeneous layer of finite thickness, at the same time reducing the number of model parameters making it more convenient to use. In addition, we find a relation between the parameter κ and the resistance per square widely used in the description of thin conducting layers.

Key words: ultrathin films, ellipsometry, complex refractive index, optical constants
