

Анализ оптических свойств массива полусферических наночастиц Ag на поверхности SiO₂/c-Si методом спектральной эллипсометрии

© А.А. Ермина, В.О. Большаков, К.В. Пригода, В.А. Толмачев, С.А. Грудинкин, Ю.А. Жарова[†]

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

[†] e-mail: piliouguina@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 02.05.2024 г.

В окончательной редакции 26.05.2024 г.

Принята к публикации 05.07.2024 г.

Рассмотрен разупорядоченный массив самоорганизующихся полусферических наночастиц Ag на поверхности SiO₂/Si. Структуры получены с помощью простого, воспроизводимого и недорогого метода восстановления Ag из раствора на поверхности монокристаллического кремния с последующей термической обработкой в атмосфере O₂ при 350°C. Проведен анализ оптических свойств, полученных неразрушающим методом спектральной эллипсометрии. Предложена многослойная модель с параболическим градиентом Ag/воздух для приближения эффективной среды Бруггемана, которая позволила с высокой точностью (± 5 nm) определить толщину слоя наночастиц Ag. Положения „объемного“ и локализованного плазмонных резонансов определены с помощью модели Друде и осцилляторов Лоренца.

Ключевые слова: полусферические Ag наночастицы, кремний, локализованный поверхностный плазмонный резонанс, спектральная эллипсометрия, приближение эффективной среды Бруггемана, модель Друде, осциллятор Лоренца.

DOI: 10.61011/OS.2024.07.58903.6515-24

Введение

Локализованный поверхностный плазмонный резонанс (ЛППР), возникающий в металлических наноструктурах при взаимодействии света со свободными электронами металла, позволяет резко увеличить электромагнитное поле на поверхности наноразмерных структур [1]. Интерес к исследованию структур с ЛППР растет с каждым годом, и это связано с большим прикладным потенциалом плазмонных наноструктур во многих областях, включая солнечную энергетику [2,3], наноплазмонную сенсорику [4,5], спектроскопию гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР) [6,7] и нелинейную оптику [8,9]. Для управления положением ЛППР исследователи используют различные подложки [6,10] и благородные металлы (Au, Ag, Pt и их комбинации) [6], разные методы синтеза металлических наночастиц [6,11,12], изменяя оптические свойства структур за счет вариации размера наночастиц и их формы, межчастичных расстояний и взаимодействий между ними, а также диэлектрической проницаемости окружающей среды [1,13–15]. Для характеристики оптических свойств плазмонных наноструктур необходимо определить их комплексную диэлектрическую проницаемость ($\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, где ϵ_1 — действительная и ϵ_2 — мнимая части), которая связывает отклик электрического поля при отражении или пропускании. Существует два стандартных метода определения диэлектрической проницаемости материала: (1) спектроскопия отраже-

ния и пропускания, (2) спектральная эллипсометрия. Спектроскопия отражения и пропускания измеряет интенсивность отраженного и прошедшего света после взаимодействия с материалом. Объединив данные отражения и пропускания, можно определить комплексную диэлектрическую проницаемость. Если же материал в данном диапазоне измерений является непрозрачным, то доступно только одно из измерений (отражение), тогда применяется теорема Крамерса–Кронига для определения диэлектрической проницаемости. Однако часто существует связанная с этим неопределенность в значении действительной части ϵ_1 . Преимущество спектральной эллипсометрии, в данном случае, заключается в одновременном измерении, как отношения амплитуд, так и разности фаз ортогонально поляризованного света. Это обеспечивает два измеренных параметра, с помощью которых можно рассчитать действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости, и избежать необходимость использовать анализ Крамерса–Кронига [16]. Для анализа экспериментальных данных, полученных методом многоугловой спектральной эллипсометрии, используют модель приближения эффективной среды Бруггемана, с помощью которой определяется объемная доля (фактор заполнения) металла [17], модель Друде для описания свободных электронов [18], модель Танги [19] для описания влияния межзонных переходов, а также модель Лоренца [20,21], Гаусса [22,23] или их комбинацию [24] для описания плазмонных резонансов. В данной работе были исследованы плазмонные

свойства полусферических наночастиц серебра, которые были синтезированы методом химического осаждения из раствора с последующей термической обработкой в атмосфере O_2 . Данный метод отличается низкой себестоимостью по сравнению с методами магнетронного, ионно-лучевого или электронного напыления металла, которые требуют дорогостоящего оборудования и реагентов. Морфология структур изучалась методом растровой электронной микроскопии. Методом многоугловой спектральной эллипсометрии были исследованы оптические (плазмонные) свойства наноструктур. Были определены псевдодиелектрические проницаемости ($\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon_1 \rangle + i \langle \epsilon_2 \rangle$) полусферических наночастиц серебра на $SiO_2/c-Si$. Псевдодиелектрическая проницаемость используется для описания оптических свойств композитных или не имеющих гладкой (параллельной) границы со средой (воздухом) структур [25].

1. Методика эксперимента

1.1. Материал и метод создания наноструктур

В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния (с-Si) p-типа, с $\rho = 10 \Omega \times \text{см}$ и кристаллографической ориентацией (100). На поверхности чистых с-Si пластин, методом химического осаждения из раствора ($0.02 \text{ M AgNO}_3 + 5 \text{ M HF}$, в соотношении 1:2, 1:4, 1:6, 1:8, в течение 30 с), формировались островковые пленки Ag по механизму Вольмера–Вебера. В результате такого осаждения островковые пленки Ag отличались друг от друга по морфологии благодаря разным концентрациям раствора [26]. Далее эти пленки были отожжены в атмосфере O_2 при 350°C в течение 30 min. В результате были получены разупорядоченные массивы полусферических наночастиц Ag (НЧ Ag) разных размеров в зависимости от морфологии исходной островковой пленки Ag.

1.2. Методы характеристика наноструктур

Растровая электронная микроскопия (РЭМ). Для исследования морфологии наноструктур в режиме вторичных электронов и ускоряющем напряжении 5 kV использовался растровый электронный микроскоп SUPRA 55VP-25–78 (Zeiss, Германия). Был проведен статистический анализ наноструктур (средний размер, фактор заполнения и расстояние между наночастицами) по РЭМ-изображениям с использованием программного обеспечения ImageJ, которое имеет открытый исходный код. Межчастичные расстояния определялись по расстоянию между центрами („Центр масс“ в настройках измерений программы ImageJ) двух ближайших НЧ Ag.

Спектральная эллипсометрия (СЭ). Эллипсометрические характеристики исследовались с помощью спектрального эллипсометра SE-2000 (Semilab, Венгрия) в диапазоне длин волн λ от 270 до 900 nm при углах падения φ от 45° до 70° с шагом 5° . Одновременно

измеряются два эллипсометрических угла Ψ и Δ , где $\Psi = \arctg(|R_p|/|R_s|)$ и $\Delta = \arg(R_p/R_s) = \delta R_p - \delta R_s$, разность сдвигов фаз, R_p , R_s — коэффициенты отражения для p- и s-поляризованного света. Основное уравнение эллипсометрии на отражение имеет вид:

$$\rho = R_p/R_s = \text{tg}(\Psi)e^{i\Delta}, \quad (1)$$

где ρ относительный коэффициент отражения системы. Комплексная псевдодиелектрическая проницаемость определяется как:

$$\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon_1 \rangle + i \langle \epsilon_2 \rangle = \sin^2(\varphi) \left[1 + \frac{(1-\rho)^2}{(1+\rho)^2} \tan^2(\varphi) \right]. \quad (2)$$

2. Результаты

2.1. Морфологии полученных подложек

В настоящей работе термическая обработка островковой пленки серебра проводилась при температуре 350°C в течение 30 min в атмосфере O_2 . После такой обработки островковая пленка преобразуется в разупорядоченный массив отдельно стоящих полусферических частицы разных размеров, морфология которых продемонстрирована на рис. 1. Анализ РЭМ-изображений представлен в табл. 1.

Толщина слоя SiO_2 на подложке с-Si по данным СЭ не превышает 5 nm. Термическая обработка при более высоких температурах приводит к увеличению скорости роста SiO_2 и покрытия им НЧ Ag, как было показано нами в [27].

2.2. Оптические свойства наноструктур

Результаты исследования методом СЭ комплексных диэлектрической проницаемости и псевдодиелектрической проницаемости островковых пленок Ag на поверхности с-Si представлены нами в работах [28–30]. В островковых пленках Ag с толщиной слоя порядка 45–50 nm в спектрах комплексной диэлектрической проницаемости проявляется резонансная особенность — плазмонный резонанс в продольной моде ($E = 3.8 \text{ eV}$), и комплексная псевдодиелектрическая проницаемость $\langle \epsilon \rangle$ близка к характеристике „объемного“ Ag [16].

В настоящей работе мы анализируем комплексную псевдодиелектрическую проницаемость разупорядоченного массива полусферических НЧ Ag на поверхности $SiO_2/c-Si$, полученных после термообработки исходных островковых пленок Ag. Стоит отметить, что спектральная зависимость действительной и мнимой частей $\langle \epsilon \rangle$ слабо меняется в зависимости от угла падения для всех исследуемых образцов. На рис. 2 представлены действительная и мнимая части $\langle \epsilon \rangle$ образца 1:6 (для примера) для шести углов падения. С уменьшением угла падения от 70° до 45° появляется небольшой шум в спектрах, что обуславливает выбор угла в 70° для дальнейшей демонстрации анализа спектров.

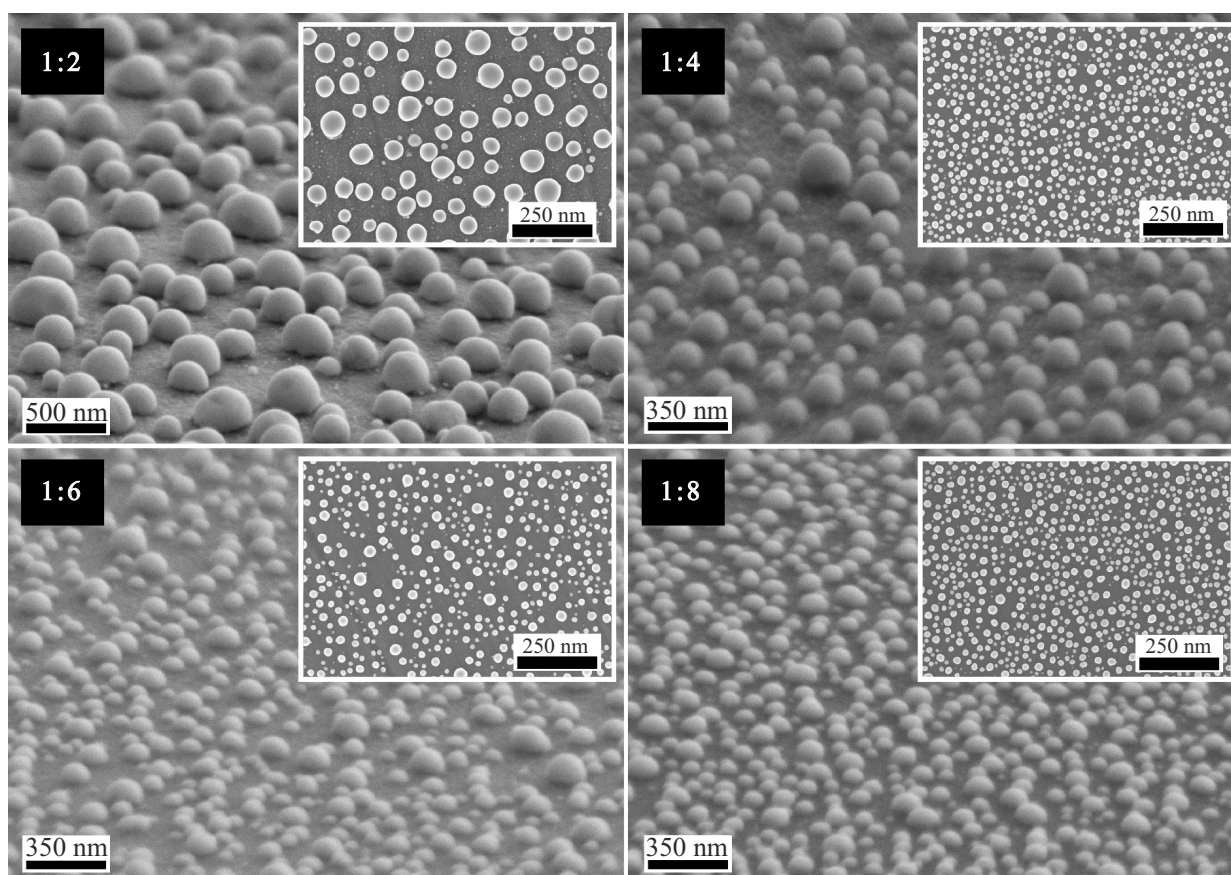


Рис. 1. РЭМ-изображения наноструктур (вид в изометрии), полученные при различных концентрациях раствора от 1:2 до 1:8. На вставках представлены РЭМ-изображения (вид сверху) соответствующих образцов.

Таблица 1. Морфологические параметры полусферических НЧ Ag на SiO₂/c-Si

Соотношение 0.02 М AgNO ₃ и 5 М HF	1:2	1:4	1:6	1:8
r , nm	87 ± 21	56 ± 19	41 ± 14	32 ± 11
Межчастичное расстояние, nm	213 ± 58	144 ± 41	100 ± 20	81 ± 16
Фактор заполнения, %	32	34	37	38
h , nm	108 ± 22	72 ± 17	50 ± 11	39 ± 10

На рис. 3 штрихпунктирной линией представлены экспериментальные спектры действительной и мнимой частей (ϵ) для всех исследуемых образцов. В области длин волн 310–332 nm наблюдаются особенности, связанные с межзонным переходом в Ag и проявлением объемного плазмонного резонанса Ag. Взаимное влияние положения межзонного перехода в Ag и объемного плазмонного резонанса Ag друг на друга не позволяют точно определить их положение, так как межзонный переход в Ag соответствует энергии 4–4.1 eV (300–310 nm) [31], а положение объемного плазмонного резонанса Ag порядка 3.8–3.9 eV (318–326 nm). В то же время на спектрах $\langle \epsilon_2 \rangle$ наблюдаются пики на 657, 671, 714 и 754 nm, которые соответствуют проявлению дипольной моды ЛППР, связанной с рассеянием [26].

Чем больше размер наночастиц, тем больше сдвиг в красную область видимого диапазона.

Анализ экспериментальных спектров был произведен с помощью модели эффективной среды Бругемана для определения фактора заполнения и толщины слоя НЧ Ag, при этом диэлектрическая проницаемость Ag была задана с помощью дисперсионных моделей Друде и Лоренца. Также нами была учтена геометрия исследуемых структур путем применения многослойной модели с параболическим градиентом Ag/воздух (рис. 4, а). Данная модель состоит из полубесконечной кремниевой подложки, слоя SiO₂ и композитного слоя Ag/воздух. Для наилучшей сходимости расчетных спектров к экспериментальным в модели использовались 22 слоя Ag/воздух для образцов 1:2 и 1:4, 10 слоев для

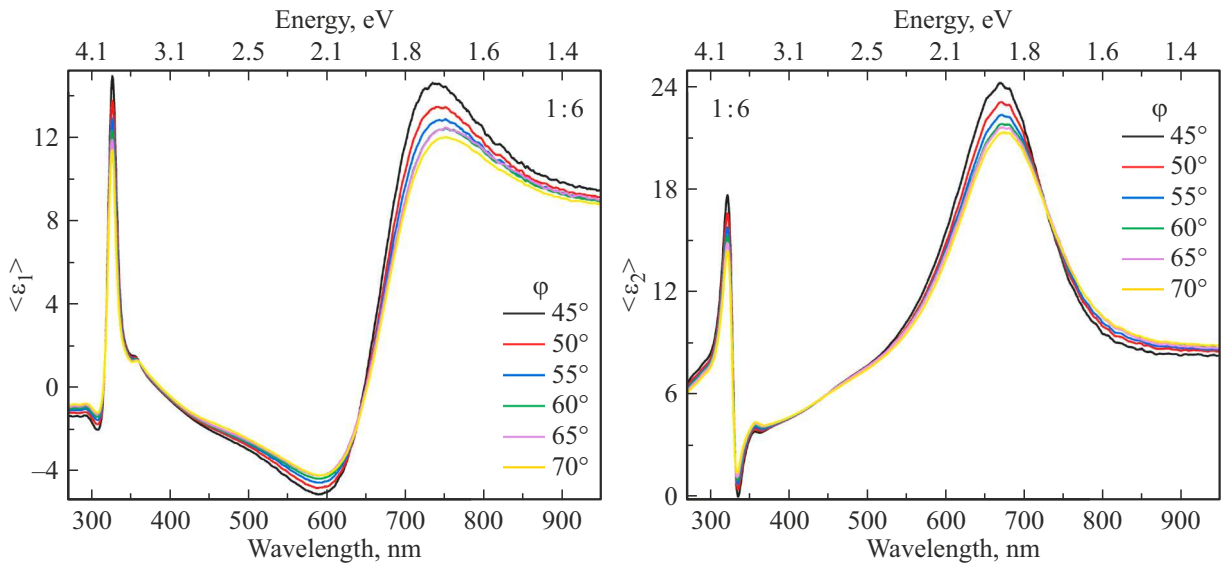


Рис. 2. Зависимости спектров действительной $\langle \epsilon_1 \rangle$ и мнимой $\langle \epsilon_2 \rangle$ частей псеводиэлектрической проницаемости от разных углов падения для образца 1:6.

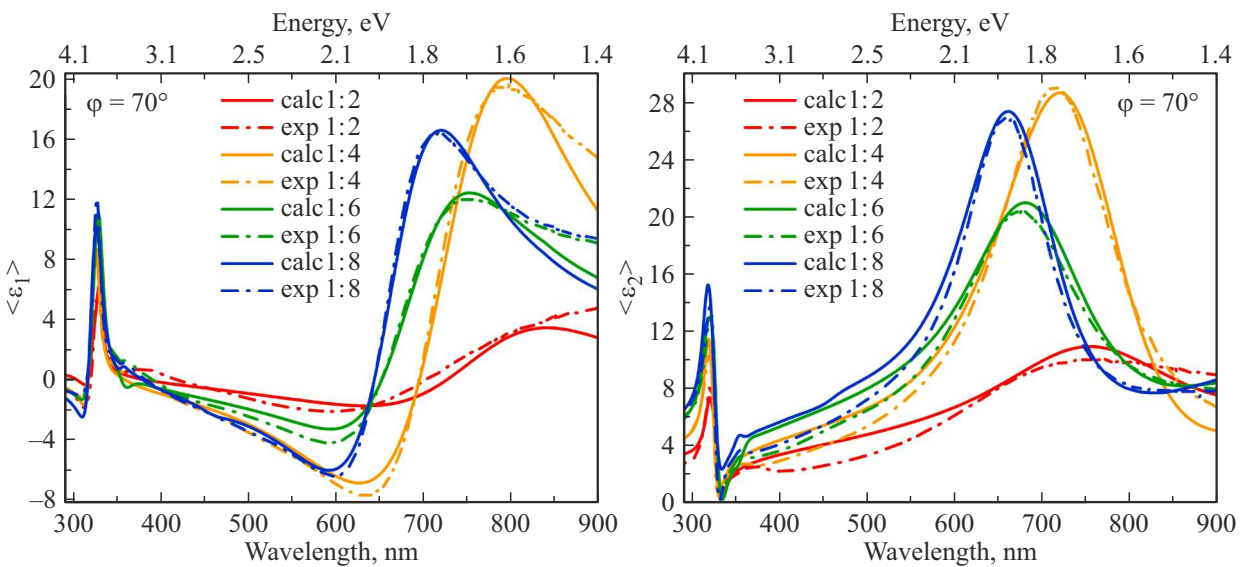


Рис. 3. Зависимости спектров действительной $\langle \epsilon_1 \rangle$ и мнимой $\langle \epsilon_2 \rangle$ частей псеводиэлектрической проницаемости при $\varphi = 70^\circ$ для образцов 1:2 (красная линия), 1:4 (оранжевая линия), 1:6 (зеленая линия), 1:8 (синяя линия), где штрихпунктирные линии — экспериментальные данные, а сплошные линии — аппроксимация.

образца 1:6 и 14 слоев для образца 1:8. Далее подробно рассмотрим используемые модели.

2.2.1. Модель Бруггемана

Данная модель использовалась для определения фактора заполнения Ag в каждом слое Ag/воздух, который был задан с помощью приближения эффективной среды:

$$f_1 \frac{\langle \epsilon \rangle - \epsilon_1}{\epsilon_1 + 2\langle \epsilon \rangle} + f_2 \frac{\langle \epsilon \rangle - \epsilon_2}{\epsilon_2 + 2\langle \epsilon \rangle} = 0, \quad (3)$$

где $\langle \epsilon \rangle$ — эффективная диэлектрическая проницаемость композита, ϵ_1, ϵ_2 — диэлектрические проницаемости Ag

и воздуха, f_1, f_2 — факторы заполнения Ag и воздуха. Распределение фактора заполнения Ag в воздухе было задано параболическим градиентом по формуле (4), так как такая зависимость достаточно хорошо описывает форму экспериментальной полусферической НЧ Ag.

$$f_i = a \left(\frac{h_i - h_0}{h_{\text{calc}}} \right)^2 + c_0, \quad (4)$$

где f_i — фактор заполнения Ag в воздухе, h_i — положение i -го слоя Ag (рис. 4, а) для которого указывается фактор заполнения, c_0, a, h_0 — коэффициенты, задающие форму и положение параболы, h_{calc} — расчет-

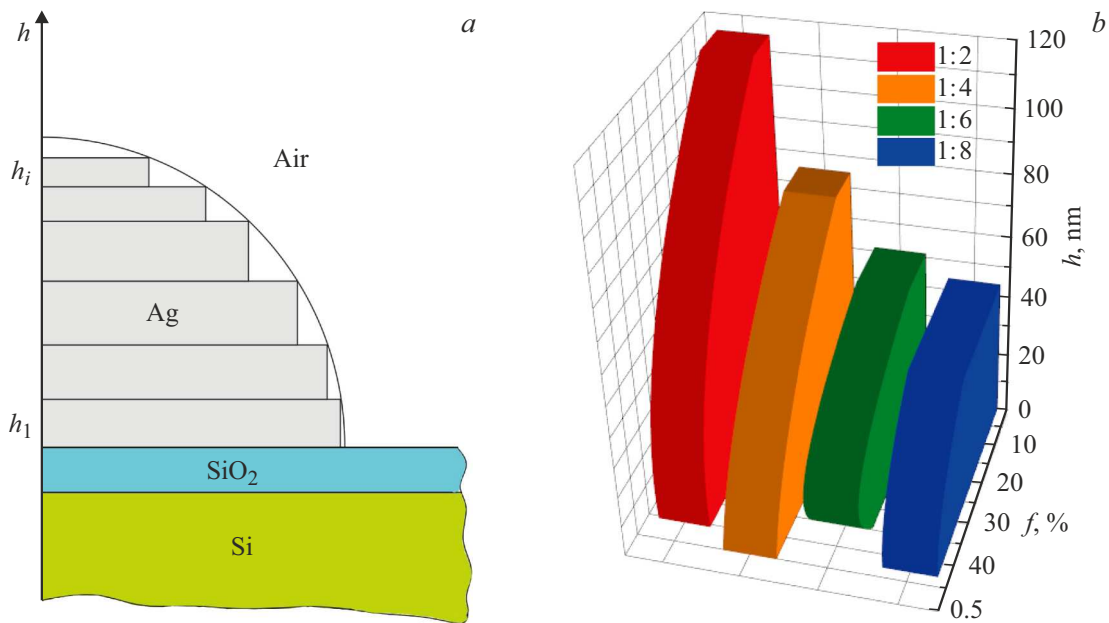


Рис. 4. (a) Схематичная многослойная модель, состоящая из полубесконечной кремниевой подложки, слоя SiO₂ и слоя Ag/воздух с параболическим градиентом; (b) зависимость высоты (*h*) слоя Ag/воздух от фактора заполнения (*f*) Ag для каждого образца, в которой параметры параболической функции (*a*, *h*₀, *c*₀) взяты из табл. 2.

ное значение эффективной толщины слоя Ag. Значения коэффициента *a* отрицательны, поскольку с увеличением высоты наноструктуры, фактор заполнения воздух/Ag уменьшается.

На рис. 4, *b* показана зависимость фактора заполнения Ag от высоты слоя Ag/воздух, в которой параметры параболической функции (*a*, *h*₀, *c*₀) для каждого образца взяты из табл. 2. Таким образом, численные факторы заполнения первого слоя Ag/воздух для образцов 1:2, 1:4, 1:6 и 1:8 равны 41, 44, 36 и 42%, соответственно. Для модели эффективной среды существуют ограничения по размерам объектов (размер атома $\ll h < \lambda/10$) [25]. Стоит отметить хорошую сходимость экспериментально полученных значений высот НЧ Ag методом РЭМ, толщины слоя SiO₂, измеренной методом СЭ, с расчетными значениями эффективной толщины (табл. 2) в том числе для образцов 1:2 и 1:4, несмотря на высоты НЧ Ag.

2.2.2. Модель Друде

Модель Друде необходима для описания оптических свойств, связанных с поглощением света свободными электронами, которая имеет вид:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{(E_p/E)^2}{1 + (E_\Gamma/E)^2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{E_\Gamma(E_p/E)^2}{E(1 + (E_\Gamma/E)^2)}, \quad (6)$$

где параметры *E_p* и *E_Γ* — энергии плазмы и затухания, связанные с частотой рассеяния [32]. Для нашей задачи *E_p* = 8.6 eV, а *E_Γ* = 0.07 eV для всех образцов. *E* — энергия падающего света.

2.2.3. Модель Лоренца

Данная модель представляет собой гармонический дипольный осциллятор. В данном случае применялись два осциллятора Лоренца в каждом слое Ag/воздух. Для описания плазмонных резонансов используются следующие действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_1 = \frac{FE_0^2(E_0^2 - E^2)}{(E_0^2 - E^2)^2 + \Gamma^2 E^2}, \quad (7)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{FE_0^2 \Gamma E}{(E_0^2 - E^2)^2 + \Gamma^2 E^2}, \quad (8)$$

где *F* — амплитуда, *E*₀ — положение, *Γ* — затухание осциллятора [32].

В табл. 3 представлены подогнанные параметры модели Лоренца для каждого образца. В результате аппроксимации расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (пунктирные линии) спектры (рис. 3) имеют достаточно хорошую сходимость, при этом средняя квадратичная ошибка (англ. RMSE) для образцов 1:2 — 0.81, для 1:4 — 1.14, для 1:6 — 0.8 и для 1:8 — 1.12. Пики Лоренца на 3.87 и 3.9 eV описывают „объемный“ плазмонный резонанс Ag, а пики на 1.65, 1.71, 1.85 и 1.87 eV описывают ЛППР, которые имеют тенденцию сдвига в красную область спектра. Данный сдвиг связан с увеличением размеров НЧ Ag. Энергия затухания (*Γ*) обратно пропорциональна добротности резонанса. Чем больше энергия затухания, тем шире и менее добротный резонанс.

Таблица 2. Параметры, полученные с помощью приближения эффективной среды Бруггемана для каждого образца

Образец	Слой	a	h_0, nm	c_0	$h_{\text{calc}}, \text{nm}$	$h_{\text{exp}}, \text{nm}$
1:2	1	SiO ₂	–		5	5
	2	Воздух/Ag	–0.32	0	0.43	105
1:4	1	SiO ₂	–		5	5
	2	Воздух/Ag	–0.27	–15	0.46	75
1:6	1	SiO ₂	–		5	5
	2	Воздух/Ag	–0.69	16.9	0.42	51
1:8	1	SiO ₂	–		8.5	5
	2	Воздух/Ag	–0.19	2.8	0.43	44

Таблица 3. Расчетные параметры модели Лоренца для каждого образца

Образец	F	E_0, eV	$\hbar\Gamma, \text{eV}$
1:2	1.35	3.87	0.13
	21.6	1.65	0.64
1:4	2.31	3.9	0.18
	45.22	1.71	0.5
1:6	5.1	3.9	0.19
	39.79	1.85	0.48
1:8	4.46	3.9	0.24
	33.28	1.87	0.43

Выводы

В данной работе был проведен анализ плазмонных свойств разупорядоченного массива полусферических НЧ Ag разной морфологии на подложке SiO₂/c-Si с помощью метода многоугловой спектральной эллипсометрии.

Структуры были получены на поверхности c-Si химическим методом из раствора с разной концентрацией AgNO₃ с последующей термообработкой при 350°C в атмосфере O₂. Средний радиус НЧ Ag варьировался от 30 до 90 nm, фактор заполнения от 38 до 32% в зависимости от концентрации раствора. Рассмотренный метод достаточно простой, не требующий дорогостоящего оборудования и реактивов.

С помощью спектральной эллипсометрии и аппроксимации с применением приближения эффективной среды Бруггемана, моделей Друде и Лоренца была достигнута хорошая сходимость экспериментальных и расчетных спектров псевдодиэлектрической проницаемости с RMSE порядка 1.

Таким образом, фундаментальные исследования, представленные в данной работе, могут быть полезны для исследования оптических свойств наноструктур на

непрозрачной подложке, когда невозможно померить пропускание и получить поглощение, а также использованы для создания структур с заданным спектральным положением ЛППР.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FFUG-2024-0017).

Благодарность

Авторы выражают благодарность Олегу Медведеву.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, 1st ed. (Springer New York, NY, 2007). DOI: 10.1007/0-387-37825-1
- [2] Y.H. Jang, Y.J. Jang, S. Kim, L.N. Quan, K. Chung, D.H. Kim. *Chem. Rev.*, **116** (24), 14982 (2016). DOI: 10.1021/acs.chemrev.6b00302
- [3] H.A. Atwater, A. Polman. *Nat. Mater.*, **9**, 205 (2010). DOI: 10.1038/nmat2629
- [4] M. Pan, J. Yang, K. Liu, Z. Yin, T. Ma, S. Liu, L. Xu, S. Wang. *Nanomater.*, **10** (2), 209 (2020). DOI: 10.3390/nano10020209
- [5] I. Shutsko, M. Buchmüller, M. Meudt, P. Görrn. *Adv. Opt. Mater.*, **10** (9), 2102783 (2022). DOI: 10.1002/adom.202102783
- [6] B. Sharma, R.R. Frontiera, A.-I. Henry, E. Ringe, R.P. Van Duyne. *Mat. Tod.*, **15** (1–2), 16 (2012). DOI: 10.1016/S1369-7021(12)70017-2
- [7] J. Langer et al. *ACS Nano*, **14** (1), 28 (2020). DOI: 10.1021/acsnano.9b04224
- [8] M. Lippitz, M.A. Van Dijk, M. Orrit. *Nano Lett.*, **5** (4), 799 (2005). DOI: 10.1021/nl0502571

- [9] Z.-W. Yang, L.-Y. Meng, J.-S. Lin, W.-M. Yang, P. Radjenovic, S.-X. Shen, Q.-C. Xu, Z.-L. Yang, Z.-Q. Tian, J.-F. Li. *Adv. Opt. Mater.*, **7** (23), 1901010 (2019). DOI: 10.1002/adom.201901010
- [10] J.-A. Huang, Y.-L. Zhang, H. Ding, H.-B. Sun. *Adv. Opt. Mater.*, **3** (5), 618 (2015). DOI: 10.1002/adom.201400534
- [11] K. Rhee, A. Tukova, M.T. Yarak, Y. Wang. *Nanoscale*, **15** (5), 2087 (2023). DOI: 10.1039/D2NR05287C
- [12] A. Das, U. Pant, C. Cao, R.S. Moirangthem, H.B. Kamble. *Nano Res.*, **16**, 1132 (2023). DOI: 10.1007/s12274-022-4745-0
- [13] X. Lu, M. Rycenga, S.E. Skrabalak, B. Wiley, Y. Xia. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **60**, 167 (2009). DOI: 10.1146/annurev.physchem.040808.090434
- [14] S. Szunerits, M.R. Das, R. Boukherroub. *J. Phys. Chem. C.*, **112** (22), 8239 (2008). DOI: 10.1021/jp800478h
- [15] W.J. Ho, S.K. Fen, J.J. Liu. *Appl. Phys. A.*, **124**, 29 (2018). DOI: 10.1007/s00339-017-1451-y
- [16] T.W.H. Oates, H. Wormeester, H. Arwin. *Prog. Surf. Sci.*, **86** (11–12), 328 (2011). DOI: 10.1016/j.progsurf.2011.08.004
- [17] D.A.G. Bruggeman. *Ann. Phys.*, **416**, 636 (1935). DOI: 10.1002/andp.19354160705
- [18] P. Drude. *Ann. Phys.*, **270** (7), 489 (1888). DOI: 10.1002/andp.18882700706
- [19] C. Tanguy. *Phys. Rev. B*, **60** (15), 10660 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.60.10660
- [20] M. Voué, N. Dahmouchene, J. De Coninck. *Thin Solid Films*, **519** (9), 2963 (2011).
- [21] A. Baron, A. Iazzolino, K. Ehrhardt, J.-B. Salmon, A. Aradian, V. Kravets, A.N. Grigorenko, J. Leng, A. Le Beulze, M. Tréguer-Delapierre, M.A. Correa-Duarte, P. Barois. *Opt. Mater. Express*, **3** (11), 1792 (2013). DOI: 10.1364/OME.3.001792
- [22] M. Lončarić, J. Sancho-Parramon, H. Zorc. *Thin Solid Films*, **519** (9), 2946 (2011). DOI: 10.1016/j.tsf.2010.12.06
- [23] M.N. Perera, D. Schmidt, W.E.K. Gibbs, S. Juodkazis, P.R. Stoddart. *Opt. Lett.*, **41** (23), 5495 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.005495
- [24] M.S. Gangwar, P. Agarwal. *Phys. Scr.*, **98** (10), 105944 (2023). DOI: 10.1088/1402-4896/acf796
- [25] H. Fujiwara. *Spectroscopic ellipsometry: principles and applications*, 1st ed (John Wiley & Sons, Hoboken, USA, 2007).
- [26] A.A. Ermina, N.S. Solodovchenko, V.S. Levitskii, N.A. Belskaya, S.I. Pavlov, V.O. Bolshakov, V.A. Tolmachev, Yu.A. Zharova. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **169**, 107861 (2024). DOI: 10.1016/j.mssp.2023.107861
- [27] A.A. Ermina, N.S. Solodovchenko, K.V. Prigoda, V.S. Levitskii, V.O. Bolshakov, M.Yu. Maximov, Y.M. Koshtyal, S.I. Pavlov, V.A. Tolmachev, Y.A. Zharova. *Appl. Surf. Sci.*, **608**, 155146 (2023). DOI: 10.1016/j.apsusc.2022.155146
- [28] V.A. Tolmachev, E.V. Gushchina, I.A. Nyapshaev, Yu.A. Zharova. *Thin Solid Films*, **756**, 139352 (2022). DOI: 10.1016/j.tsf.2022.139352
- [29] Y. Zharova, A. Ermina, S. Pavlov, Y. Koshtyal, V. Tolmachev. *Phys. Status Solidi A*, **216** (17), 1900318 (2019). DOI: 10.1002/pssa.201900318
- [30] В.А. Толмачев, Ю.А. Жарова, А.А. Ермина, В.О. Большаков. *Опт. и спектр.*, **130** (2), 254 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.02.51992.2668-2 [V.A. Tolmachev, Y.A. Zharova, A.A. Ermina, V.O. Bolshakov. *Opt. Spectr.*, **130** (2), 238 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.02.53215.2668-21].
- [31] U. Kreibig, M. Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*, 1st ed (Springer Berlin, Heidelberg, 1995). DOI: 10.1007/978-3-662-09109-8
- [32] *Handbook of ellipsometry*, ed. by H.G. Tompkins, E.A. Irene (William Andrew Pub., Norwich and Springer, Heidelberg, 2005).