

УДК 535.8

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-6-66-71

EDN: YWWIWC

PACS: 68.55.Ln, 73.20.Mf



## Расчет толщины металлической пленки по ее оптическим параметрам в процессе напыления

М. А. Кононов, С. Ф. Растопов

*На основе метода поверхностного плазмонного резонанса разработана методика измерения толщины растущей металлической пленки порядка 0,1 мкм. В работе применен метод численного моделирования и создание на его основе в среде LabView программы управления для контроля процесса роста металлической пленки по ее оптическим параметрам. Показано, что метод является пригодным для его применения при управлении процессом получения пленок с повторяющимися оптическими свойствами. Возбуждая на поверхности пленки плазмон поляритонные волны и регистрируя резонансное взаимодействие поверхностных плазмонов с поверхностной электромагнитной волной, получают отклик в виде оптического сигнала. Анализ характеристик резонансного отклика дает возможность корректировать ход процесса напыления.*

*Ключевые слова:* плазмонный резонанс, магнетронное распыление, тонкие плёнки.

### Введение

Вопросы, касающиеся изучения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), давно перешли из области исследований и экспериментов в область технологий [1–4]. В предыдущих статьях [5–9] мы описали возможность контроля растущих тонких пленок  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{SiN}_x$ ,  $\text{SiO}_x$  и некоторых других на поверхностях кремниевых и стеклянных подложек в присутствии чувствительного ППП(поверхностный плазмонный резонанс)-элемента. Для этого в ППП-элементе используется схема возбуждения поверхностного плазмонного резонанса в геометрии Кречмана. При использовании такого элемента необходимо, чтобы металлическая пленка на призме была строго оптималь-

ной толщины в соответствии с длиной волны применяемого в нем лазерного источника возбуждения. Для того чтобы было возможно наносить на различные подложки пленки нужной толщины необходимо чтобы толщина металлического слоя в измерительном устройстве имела оптимальные оптические свойства. Для формирования такой металлической пленки и требуется применение методики обработки сигналов поступающих с фотоприемника и управления на их основе напылительным процессом. В схеме управления применяется программа, написанная в среде LabView. Напыление металлического слоя (обычно в предлагаемой схеме используется золото или серебро) [10,11] требует повторяемости всех характеристик чипа. Одним из методов позволяющим получать такие слои предлагают авторы данной статьи. Описание методики напыления и теоретических основ ППП в статье не приводится, так как имеется большое количество работ по данной теме [12–14]. Авторами в предыдущих работах последовательно описано как работает вся система в целом. Здесь только дан алгоритм, по которому происходит расчет толщины слоя в режиме реального времени. Вся работа проводилась в рамках

Кононов Михаил Анатольевич, с.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: mike@kapella.gpi.ru

Растопов Станислав Федорович, с.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: stas@kapella.gpi.ru

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

Статья поступила в редакцию 16.10.2023

Принята к публикации 10.11.2023

© Кононов М. А., Растопов С. Ф., 2023

разработки, создания и применение лазерных систем и технологий в области фотоники.

Общие условия для возбуждения поверхностного плазмона (ПП) сводятся к следующим положениям – ПП невозможно возбудить светом, падающим на гладкую границу раздела металл-вакуум или металл-диэлектрик. Однако возбуждение ПП становится возможным, если на поверхности или на границе раздела (или вблизи нее) содержится «источник» дополнительного импульса. Такими источниками могут быть, например, решетки или оптически более плотные среды [15, 16]. В последнем случае используются так называемые схемы НПВО, например схема Кречмана [17]. В схеме Кречмана (рис. 1) на одну из граней призмы или на основании полуцилиндра, если используется цилиндрическая линза, с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  наносится металлическая пленка диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i \cdot \epsilon''_2 = \epsilon_m$  и толщиной  $d$  третьей средой обычно является вакуум ( $\epsilon_3 = 1$ ) или, возможно исследуемая среда, если устройство используется как самостоятельный исследовательский датчик. Возбуждение ПП осуществляется  $p$ -поляризованным монохроматическим светом (падающим на пленку со стороны призмы под углом большим чем критический угол  $\theta > \theta_{кр}$

( $\theta_{кр} = \arcsin \sqrt{\epsilon_3 / \epsilon_1}$  критический угол полного внутреннего отражения). Полученные спектры отражения позволяют получить информацию об оптических параметрах металлической пленки с учетом последующих слоев если такие имеются и измерить толщину и диэлектрическую проницаемость. Возбуждение ПЭВ в схеме Кречмана возможно лишь на границе раздела проводящая пленка — среда  $\epsilon_2 / \epsilon_3$ . Поле волны, затухающее по экспоненциальному закону, падающее на основание призмы под углом  $\theta_3 > \theta_{кр}$ , проникает сквозь всю толщину проводящей пленки, достигает внешней границы раздела на которой при согласовании фазовых скоростей  $V_\phi$  и  $U_\phi^{ПЭВ}$  происходит возбуждение поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ).

На графике показаны разные моменты напыления металлической пленки по толщине. Кривая черного цвета показывает оптимальную толщину пленки для золота равную  $d = 5,468 \times 10^{-8}$  м, кривая обозначенная единицей и соответствующая началу измерений имеет толщину  $d = 2,12 \times 10^{-8}$  м, кривая под номером 2 – соответствует концу измерений (если продолжать напыление) и имеет толщину  $d = 9,23 \times 10^{-8}$  м. В реальном напылении магнетрон выключается при достижении оптимальной толщины.

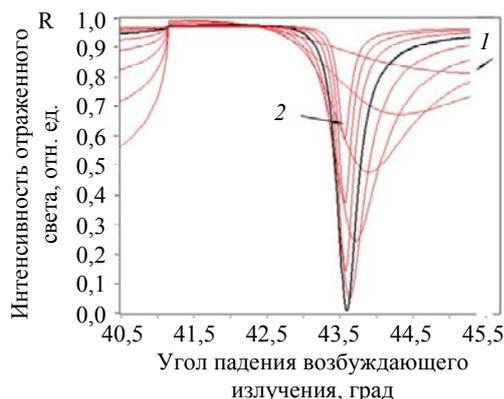
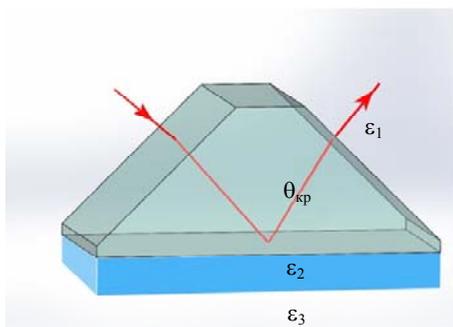


Рис. 1. Схема Кречмана и резонансные кривые соответствующие разным толщинам пленки. Черным цветом выделена кривая соответствующая оптимальной толщине пленки золота. 1 – непыленная пленка, 2 – перепыленная пленка

### Эксперименты и измерения

Пленка золота напылялась в среде аргона. Покрытие формировалось с параметрами работы магнетрона постоянного напряжения:

рабочее напряжение  $U = 400$  В, ток разряда  $I = 150$  мА, остаточное давление в вакуумной камере  $P = 10^{-5}$  Торр, давление Ag во время напыления  $1 \times 10^{-2}$  Торр. Перед напылением производилась ионная очистка подложек в те-

чение 20 мин в высокочастотном ионном источнике «HARRICK» PLASMA CLEANER PDC-32G. Режим работы ионного источника имел следующие параметры: давление аргона –  $5,0 \times 10^{-2}$  Торр; ток разряда – 20 мА; напряжение высокочастотного (0,56 МГц) разряда – 1,2 кВ. Параметры магнетрона для напыления пленок были: мишень – золото диаметром 60 мм; расстояние до призмы 50 мм; размер гипотенузной грани призмы  $15 \times 30$  мм. Для контроля над ростом пленок применялось устройство, алгоритм программы управления которого подробно описан ниже. Схема устройства показана на рисунке 2.

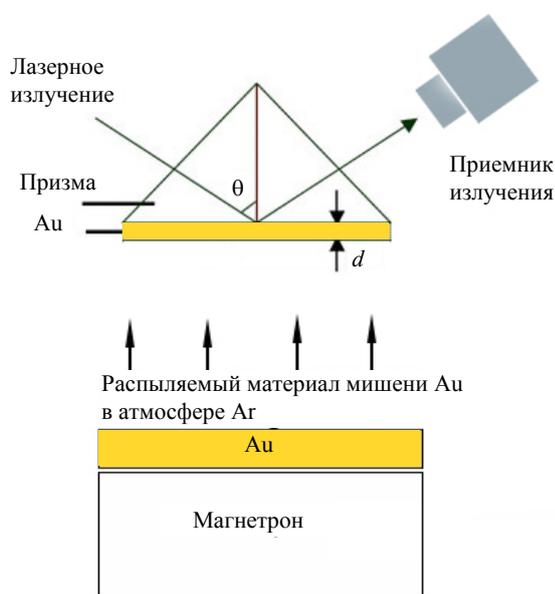


Рис. 2. Схема формирования пленки золота на гипотенузной грани призмы

Оптимальную толщину, как показано на графике 1, можно определить по минимуму коэффициента отражения  $R$  трехслойной системы непосредственно во время нанесения слоя Au. В момент выключения магнетрона толщина проводящего слоя является оптимальной, то есть при такой толщине потери энергии ПЭВ на излучение в призму равны потерям энергии ПЭВ в проводящем слое. При этом отражение  $R_{\min}$  практически стремится к нулю. Доля энергии возбуждающего излучения, поглощаемая проводящим слоем с  $\epsilon_2$  толщиной  $d$ , сильно зависит от величины  $Im(\epsilon_2)$ . При малой величине  $Im(\epsilon_2)$  потери энергии ПЭВ на излучение в призму преобладают над потерями в проводящем слое. Дру-

гими словами ширина резонансного минимума и его амплитуда определяется и качеством нанесения металлической пленки на поверхность призмы и гладкостью границы раздела, прозрачный диэлектрик/металл и качеством самой металлической пленки. Не выполнение предложенных условий ведет к росту величины  $Im(\epsilon_2)$ . При больших  $Im(\epsilon_2) > 1$  значительная часть энергии возбуждающего излучения отражается от проводящего слоя, не достигнув его внешней поверхности, что снижает эффективность возбуждения ПЭВ. Коэффициент поглощения энергии ПЭВ в проводящем слое определяется как отношение энергии переизлученной в призму к энергии падающей волны. Для получения в физической лаборатории качественных чипов с оптимальными свойствами металлической пленки, необходимо контролировать довольно много параметров, перечислять которые не имеет смысла, так как способы получения пленок могут быть разные.

### Определение диэлектрической проницаемости и толщины металлической пленки

Программа управления процессом напыления металлической пленки написана в среде Labview по алгоритму, представленному в этой работе в более наглядном виде в MathCad. Как мы уже отмечали выше, диэлектрические параметры металлической пленки зависят от ее качества и толщины в процессе роста. После включения источника напыления в компьютер поступают данные о состоянии напыляемой пленки. Входные параметры получаемые в процессе формирования пленки следующие:  $\theta_0$  – положение резонансного минимума,  $W_0$  – полуширина резонансной кривой,  $R_0$  – доля отраженного света при резонансном угле –  $\theta_0$ . При этом задаются параметры сред –  $\epsilon_1$  – диэлектрическая константа стекла (призма),  $\epsilon_2$  – диэлектрическая константа металлической пленки,  $\epsilon_3$  – диэлектрическая константа 3-й среды,  $\lambda$  – длина волны возбуждающего ПЭВ излучения,  $d$  – ориентировочная толщина металлической пленки в м,  $C$  – значение скорости света в м/с.

В нашем случае в среде MathCad для произведения вычислений это записывается следующим образом:  $\varepsilon_1 := n^2 = 1,51^2 = 2,28$  (показатель преломления стекла К8),  $\varepsilon_3 := 1$  (3-я диэлектрическая среда – воздух),  $\lambda := 632,8 \times 10^{-9}$  – длина волны возбуждающего излучения – м,  $c := 3 \times 10^8$  – скорость света в размерностях MathCad – с. Динамический ввод входных параметров дает для оптимальных свойств пленки следующие значения:  $\theta_0 := 43,6$ ,  $R_0 := 0,95$ ,  $W_0 := 0,5$ , действительная и мнимая части волнового вектора  $K$  возбуждающего излучения определяются по формулам:

$$\operatorname{Re} K := \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right) \cdot \sin \left( \theta_0 \cdot \frac{\pi}{180} \right) \quad (1)$$

$$\operatorname{Im} K := 0,5 \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right) \cdot \frac{W_0 \cdot \frac{\pi}{180}}{\cos \left( \theta_0 \cdot \frac{\pi}{180} \right)} \quad (2)$$

Где  $\theta_0$  и  $W_0$  – экспериментальные значения резонансного угла возбуждения ПЭВ и ширины резонансного минимума на полувысоте резонансного минимума соответственно. Для действительной части величина  $\varepsilon_2$  имеет вид:

$$\varepsilon_2 := \frac{\varepsilon_3 \cdot (\operatorname{Re} K)^2}{\varepsilon_3 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right)^2 - (\operatorname{Re} K)^2} \quad (3)$$

Вводим коэффициенты для удобства вычисления в MathCad.

$$E(\zeta) := \begin{cases} A(1) \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}} \cdot \frac{2 \cdot \varepsilon_1 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{\varepsilon_2} \cdot \left( \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} \right) & \text{if } \zeta = 1 \\ A(2) \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}} \cdot \frac{2 \cdot \varepsilon_1 \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{\varepsilon_2} \cdot \left( \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} \right) & \text{if } \zeta = 2 \end{cases} \quad (5)$$

$$D(\zeta) := \begin{cases} \left( \frac{2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(1) \cdot i} \right) \cdot \left[ \frac{(\varepsilon_1 + E(1) \cdot i) \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(1) \cdot i} \right]^{\frac{3}{2}} & \text{if } \zeta = 1 \\ \left( \frac{2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(2) \cdot i} \right) \cdot \left[ \frac{(\varepsilon_1 + E(2) \cdot i) \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(2) \cdot i} \right]^{\frac{3}{2}} & \text{if } \zeta = 2 \end{cases} \quad (6)$$

$$a := 1, \quad b := -2 \frac{1 + R_0}{1 - R_0}, \quad q := 1, \quad v := (abq)^T, \\ r := \operatorname{polyroots}(v).$$

Записываем соотношения для мнимых частей волновых векторов плазмонного резонанса и влияния переизлучения в призму для двух толщин пленок.

$$B(\zeta) := \begin{cases} \frac{\operatorname{Im} K}{1 + r_0} & \text{if } \zeta := 1 \\ \frac{\operatorname{Im} K}{1 + r_1} & \text{if } \zeta := 2 \end{cases} \quad (4)$$

$$A(\zeta) := \begin{cases} \frac{r_0}{1 + r_0} \cdot \operatorname{Im} K & \text{if } \zeta := 1 \\ \frac{r_1}{1 + r_1} \cdot \operatorname{Im} K & \text{if } \zeta := 2 \end{cases}$$

Доля энергии возбуждающего излучения как сказано выше, поглощаемая проводящим слоем толщиной  $d$ , сильно зависит от качества проводящей пленки, то есть от мнимой составляющей диэлектрической константы. При малых значениях  $\varepsilon_2''$  потери энергии ПЭВ на излучение в призму преобладают над потерями в проводящем слое, при больших значениях  $\varepsilon_2''$  значительная часть энергии возбуждающего излучения отражается от проводящего слоя не достигнув его внешней поверхности и это снижает эффективность возбуждения ПЭВ. Коэффициент поглощения энергии ПЭВ и проводящем слое определяется как отношение энергии, переизлученной в призму, к энергии падающей волны, поэтому запишем эти уравнения в алгоритме MathCad в виде:

$$F(\zeta, d) := \begin{cases} i \cdot \left( \frac{4 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} \right) \cdot \left[ \frac{\varepsilon_1 + E(1) \cdot i}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(1) \cdot i)^{\frac{1}{2}}} \right] & \text{if } \zeta = 1 \\ i \cdot \left( \frac{4 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} \right) \cdot \left[ \frac{\varepsilon_1 + E(2) \cdot i}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + E(2) \cdot i)^{\frac{1}{2}}} \right] & \text{if } \zeta = 2 \end{cases} \quad (7)$$

$$G(\zeta, d) := \begin{cases} -\left( \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right) \cdot \text{Im}(D(1) \cdot F(1, d)) & \text{if } \zeta = 1 \\ -\left( \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \right) \cdot \text{Im}(D(2) \cdot F(2, d)) & \text{if } \zeta = 2 \end{cases} \quad (8)$$

Далее записываем исполнительные команды MathCad. Given  $G(2, d) = B(2)$ ,  $\text{vec} := \text{Find}(d)$ . Для вышеприведенных данных эмулирующих реальный процесс значение толщины металлической пленки получается:  $d = 5,468 \times 10^{-8}$  м, 54,68 нм.

### Заключение

ПЭВ нашли широкое применение при определении оптических констант массивных образцов и напыляемых металлических и полупроводниковых пленок, исследовании адсорбированных на поверхности тонких слоев, определении параметров шероховатости, исследовании роста окисных пленок. Высокая чувствительность ПЭВ к наличию тонких слоев на поверхности проводящей среды объясняется тем, что большая часть энергии ПЭВ концентрируется на границе раздела проводящая среда - исследуемый тонкий слой. Тонкие металлические пленки, получаемые с применением автоматического контроля напыления, дают хорошие результаты по повторяемости.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Pillai S., Trupke T., Green M. A. / Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 101. № 9. P. 093105–093105–8. doi: 10.1063/1.2734885.
2. Locharoenrat K., Sano H., Mizutani G. / Sci. Technol. Adv. Mater. 2007 Vol. 8. № 4. P. 277–281. doi: 10.1016/j.stam.2007.02.001.

3. Zeng S., Yu X., Law W. C., Zhang Y., Hu R., Dinh X. Q., Ho H. P., Yong K. T. / Sensors and Actuators B: Chemical. 2013. Vol. 176. P. 1128–1133. doi: 10.1016/j.snb.2012.09.073Jussila
4. Yang H., Granqvist N., Sun Z. / Optica. 2016. Vol. 3. № 2. P. 151. doi: 10.1364/OPTICA.3.000151
5. Кононов М. А., Расстонов С. Ф. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 70–74.
6. Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М., Савранский В. В., Тишков В. В. / Прикладная физика. 2017. № 4. С. 5–9.
7. Kononov M. A., Pustovoy V. I., Svetikov V. V. / Physics of Wave Phenomena. 2020. Vol. 28. № 2. P. 94–97. doi: 10.3103/S1541308X20020089
8. Mukhamedgalieva A. F., Bondar A. M., Shvedov I. M., Kononov M. A., Laptev V. B., Novikova N. N. / EPJ Web of Conferences. 12th International Workshop on Quantum Optics, IWQO 2015. 2015. P. 06006. doi: 10.1051/epjconf/201510306006
9. Валянский С. И., Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М., Савранский В. В., Тишков В. В. / Прикладная физика. 2017. № 6. С. 103–108.
10. Sproul W. D., Christie D. J., Carter D. C. / Thin Solid Films. 2005. Vol. 491. № 1. P. 1–17.
11. Safi I. / Surface and Coatings Technology. 2000. Vol. 127. № 2. P. 203–218.
12. Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М., Савранский В. В. / Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015. Т. 42. № 1. С. 21–25. doi: 10.3103/S106833561501008X
13. Sain B., Das D. / Journal of Luminescence. 2015. Vol. 158. P. 11–18.
14. Daves W., Krauss A., Behnel N., Haublein V., Bauer A., Frey L. / Thin Solid Films. 2011. Vol. 519. № 18. P. 5892–5898.
15. Kretschmann E., Raether Z. H. / Z. Naturforsch. 1968. № A 23. P. 2135.
16. Агранович В. М., Миллс Д. Л. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. – М.: Наука, 1985.
17. Виноградов С. В., Кононов М. А. / Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 4. С. 343–348.

## Calculation of the thickness of a thin film during deposition using its optical parameters

*M. A. Kononov and S. F. Rastopov*

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38 Vavilov st., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: mail: mike@kapella.gpi.ru

*Received 16.10.2023; accepted 10.11.2023*

***Based on the surface plasmon resonance method, a technique for measuring the thickness of a growing metal film has been developed. The work uses a numerical modeling method and the creation on its basis in the LabView environment of a control program to control the growth process of a metal film based on its optical parameters. It is shown that the method is suitable for use in controlling the process of producing films with repeatable optical properties. By exciting plasmon polariton waves on the surface of the film and recording the resonant interaction of surface plasmons with a surface electromagnetic wave, a response is obtained in the form of an optical signal. Analysis of the characteristics of the resonant response makes it possible to correct the course of the deposition process film.***

**Keywords:** plasmon resonance, magnetron sputtering, thin films.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-6-66-71

### REFERENCES

1. Pillai S., Trupke T. and Green M. A., *Journal of Applied Physics* **101** (9), 093105–093105–8 (2007). doi: 10.1063/1.2734885
2. Locharoenrat K., Sano H. and Mizutani G., *Sci. Technol. Adv. Mater.* **8** (4), 277–281 (2007). doi: 10.1016/j.stam.2007.02.001
3. Zeng S., Yu X., Law W. C., Zhang Y., Hu R., Dinh X. Q., Ho H. P. and Yong K. T., *Sensors and Actuators B: Chemical* **176**, 1128–1133 (2013). doi: 10.1016/j.snb.2012.09.073Jussila
4. Yang H., Granqvist N. and Sun Z., *Optica* **3** (2), 151 (2016). doi: 10.1364/OPTICA.3.000151
5. Kononov M. A. and Rastopov S. F., *Applied Physics*, № 1, 70–74 (2022) [in Russian].
6. Vinogradov S. V., Kononov M. A., Kononov V. M., Savransky V. V. and Tishkov V. V., *Applied Physics*, № 4, 5–9 (2017) [in Russian].
7. Kononov M. A., Pustovoy V. I. and Svetikov V. V., *Physics of Wave Phenomena* **28** (2), 94–97 (2020). doi: 10.3103/S1541308X20020089
8. Mukhamedgalieva A. F., Bondar A. M., Shvedov I. M., Kononov M. A., Laptev V. B. and Novikova N. N., *EPJ Web of Conferences*. 12th International Workshop on Quantum Optics, IWQO 2015. 2015. pp. 06006. doi: 10.1051/epjconf/201510306006
9. Valyanskii S. I., Vinogradov S. V., Kononov M. A., Kononov V. M., Savransky V. V. and Tishkov V. V., *Applied Physics*, № 6, 103–108 (2017) [in Russian].
10. Sproul W. D., Christie D. J. and Carter D. C., *Thin Solid Films* **491** (1), 1–17 (2005).
11. Safi I., *Surface and Coatings Technology* **127** (2), 203–218 (2000).
12. Vinogradov S. V., Kononov M. A., Kononov V. M. and Savranskii V. V., *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **42** (1), 30–32 (2015). doi: 10.3103/S106833561501008X
13. Sain B. and Das D., *Journal of Luminescence* **158**, 11–18 (2015).
14. Daves W., Krauss A., Behnel N., Haublein V., Bauer A. and Frey L., *Thin Solid Films* **519** (18), 5892–5898 (2011).
15. Kretschmann E. and Raether Z. H., *Z. Naturforsch.*, № A 23, 2135 (1968).
16. Agranovich V. M. and Mills D. L., *Surface Polaritons Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces* (North-Holland, Amsterdam, 1982).
17. Vinogradov S. V. and Kononov M. A., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **4** (4), 343–348 (2016) [in Russian].