

УДК 535.4:53.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ОКИСНОЙ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ ИК ДИАПАЗОНА

О.В. Гурин, А.В. Дегтярев, В.А. Маслов, К.И. Мунтян, В.Н. Рябых

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы 4; Харьков, 61022, Украина
v.a.maslov@karazin.ua*

Поступила в редакцию 12 октября 2017 г.

Представлены результаты экспериментального исследования окисной пленки на поверхности медных и алюминиевых зеркал ИК лазеров с различной пространственной поляризацией излучения. Измерение параметров пленки выполнено фотометрическим методом многоугловой эллипсометрии на длинах волн 0,6328 мкм и 10,6 мкм. Применена однослойная модель отражающей структуры, что позволило решить обратную задачу эллипсометрии аналитическим путем. С помощью согласования результатов, полученных на разных длинах волн, определен допустимый диапазон изменения оптических констант окисной пленки. Рассчитана фазовая толщина окисной пленки и проведена оценка потерь, вносимых пленкой в лазерный резонатор.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: лазерный резонатор, ИК диапазон, металлическое зеркало, окисная пленка, многоугловая лазерная эллипсометрия, однослойная модель, толщина пленки

Представлені результати експериментального дослідження окисної плівки на поверхні мідних і алюмінієвих дзеркал ІЧ лазерів з різною просторовою поляризацією випромінювання. Вимірювання параметрів плівки виконано фотометричним методом багатокуткової еліпсометрії на довжинах хвиль 0,6328 мкм і 10,6 мкм. Застосована одношарова модель структури, яка відбиває, що дозволило вирішити зворотну задачу еліпсометрії аналітичним шляхом. За допомогою узгодження результатів, отриманих на різних довжинах хвиль, визначено допустимий діапазон зміни оптичних констант окисної плівки. Розрахована фазова товщина окисної плівки і проведена оцінка втрат, що вносяться плівкою в лазерний резонатор.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазерний резонатор, ІЧ діапазон, металеве дзеркало, окисна плівка, багатокутова лазерна еліпсометрія, одношарова модель, товщина плівки

The results of an experimental study of an oxide film on the surface of copper and aluminum mirrors of IR lasers with different spatial polarization of radiation are presented. Measurement of the film parameters is carried out by the photometric method of multi-angle-of-incidence ellipsometry at wavelengths of 0.6328 μm and 10.6 μm . A three-phase model of the reflecting structure was used, which allowed solving the inverse ellipsometry problem analytically. By matching the results obtained at different wavelengths, the permissible range of variation of the optical constants of the oxide film is determined. The phase thickness of the oxide film is calculated and the losses introduced by the film into the laser cavity are estimated.

KEYWORDS: laser resonator, IR range, metal mirror, oxide film, multiple-angles-of-incidence laser ellipsometry, three-phase model, film thickness

ВВЕДЕНИЕ

Естественное старение поверхностного слоя металла под воздействием нормальной атмосферы выражается, в частности, в образовании на поверхности лазерных зеркал ИК диапазона плотного поликристаллического слоя окисла, состоящего, преимущественно, из α -фазы Al_2O_3 для алюминиевых и закиси Cu_2O для медных зеркал. Обладая комплексным показателем преломления, который к тому же изменяется по диапазону длин волн излучения, слой окисла оказывает определенное воздействие на характеристики лазерных резонаторов.

Целью настоящей работы является определение толщины и оптических констант слоя окисла на поверхности зеркал для последующего учета их влияния на фазовые и амплитудные характеристики резонаторов, которые применяются в лазерах среднего и дальнего ИК диапазона с различной пространственной поляризацией излучения [1].

Основной массив данных об оптических константах наиболее широко применяемых металлов и их окислов получен еще в долазерную эпоху и относится, преимущественно, к видимому диапазону спектра электромагнитного излучения. В среднем и дальнем ИК диапазоне такие данные либо вообще отсутствуют, либо недостаточно надежны, т.к. имеют большой разброс, либо приведены в графическом виде и носят скорее качественный, чем количественный характер [2-4]. Этим фактом объясняется неослабевающий интерес исследователей к оптическим характеристикам как новых, так и традиционных материалов, находящих применение в развивающихся областях науки и техники [5-7].

Из различных известных методов определения параметров слоистых структур для достижения

поставленной цели наиболее приемлем эллипсометрический метод [8]. В основе этого бесконтактного неразрушающего метода исследования лежит анализ изменений состояния поляризации светового пучка, отраженного от изучаемого объекта.

На практике для упрощения анализа обычно применяют линейно поляризованный зондирующий пучок, плоскость поляризации которого ориентирована под углом 45° к плоскости его падения на исследуемую поверхность. Отраженный же световой пучок в общем случае поляризован эллиптически. Поляризационный эллипс (годограф электрического вектора \mathbf{E}) полностью характеризуется двумя параметрами (поляризационными углами):

– углом сдвига фаз Δ между компонентами электрического вектора E_p и E_s , параллельной и перпендикулярной плоскости падения пучка излучения;

– углом эллиптичности ψ , равным арктангенсу отношения E_p / E_s амплитуд компонент. Взаимосвязь поляризационных углов и комплексных коэффициентов отражения R_p и R_s компонент E_p и E_s определяется основным уравнением эллипсометрии:

$$\operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s} = \rho, \quad (1)$$

где ρ – относительный коэффициент отражения.

Для определения параметров слоистых структур по измеренным поляризационным углам ψ и Δ необходимо "обратить" уравнение (1), т. е. решить обратную задачу эллипсометрии. Получить такое решение аналитическим путем можно только для ограниченного числа простых ситуаций, а в большинстве случаев приходится прибегать к численным методам.

Коэффициенты отражения R_p и R_s рассчитывают по формулам Френеля [9], задавшись конкретной оптической моделью изучаемой структуры. Широко распространена так называемая однослойная модель "внешняя среда – исследуемый слой – подложка" (рис. 1), которая наиболее легка для аналитического расчета. Наличие оптических неоднородностей и шероховатости межфазных границ моделируют введением дополнительных слоев. Параметрами моделей служат показатель преломления n_0 внешней среды, длина волны λ и угол падения φ_0 зондирующего пучка излучения, толщина d_i и показатели преломления n_i и поглощения χ_i всех слоев отражающей структуры.

Комплексное уравнение (1) представляет собой совокупность двух действительных уравнений и, следовательно, позволяет вычислить два любых неизвестных параметра модели. Остальные должны быть известны. Варьируя какой-либо известный параметр, можно получить большее количество независимых уравнений и определить, соответственно, большее число неизвестных параметров.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

При формулировании задачи будем исходить из следующих упрощающих предположений:

- реальный пучок излучения заменяется однородной плоской волной;
- все оптические среды являются однородными и изотропными;
- все границы раздела геометрически плоские;
- все оптические элементы эллипсометра идеальны.

В качестве аналитической модели принимаем однослойную модель.

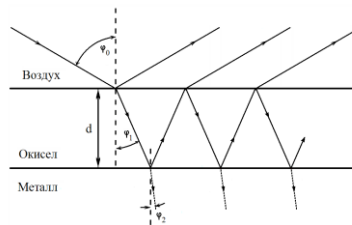


Рис. 1. Ход лучей в однослойной модели

Для этой модели вследствие многолучевой интерференции в пленке окисла основное уравнение (1) приобретает вид [10]:

$$\operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} = \frac{r_{01p} + r_{12p} e^{-2i\delta}}{1 + r_{01p} r_{12p} e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s} r_{12s} e^{-2i\delta}}{r_{01s} + r_{12s} e^{-2i\delta}} = \rho, \quad (2)$$

где r_{01p} и r_{12p} , r_{01s} и r_{12s} – амплитудные коэффициенты отражения Френеля для p - и s -компоненты поля, соответственно, для границ между средами 0 – 1 (внешняя среда – окисел) и 1 – 2 (окисел – металл), соответственно; δ – комплексный набег фазы пучка при прохождении окисной пленки.

Уравнение (2) допускает аналитическое решение относительно комплексной экспоненты $e^{-2i\delta}$, содержащей информацию о толщине слоя окисла [8]:

$$e^{-2i\delta} = \frac{-(B-\rho E) \pm [(B-\rho E)^2 - 4(C-\rho F)(A-\rho D)]^{1/2}}{2(C-\rho F)}, \quad (3)$$

где

$$A = r_{01p}, \quad B = (r_{12p} + r_{01p}r_{01s}r_{12s}), \quad C = r_{12p}r_{01s}r_{12s}, \\ D = r_{01s}, \quad E = (r_{12s} + r_{01p}r_{12p}r_{01s}), \quad F = r_{01p}r_{12p}r_{12s}.$$

Комплексные коэффициенты Френеля вычисляются по формулам

$$r_{01p} = \frac{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_0 - n_0\cos\varphi_1}{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1}; \quad r_{12p} = \frac{(n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_1 - (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_2}{(n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_1 + (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_2}; \\ r_{01s} = \frac{n_0\cos\varphi_0 - (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}{n_0\cos\varphi_0 + (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}; \quad r_{12s} = \frac{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1 - (n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_2}{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1 + (n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_2}.$$

Здесь $\cos\varphi_1$ и $\cos\varphi_2$ тоже комплексные функции :

$$\cos\varphi_1 = \left(1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{(n_1 - i\chi_1)^2}\right)^{1/2}; \quad \cos\varphi_2 = \left(1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{(n_2 - i\chi_2)^2}\right)^{1/2}.$$

И, наконец, толщина d пленки вычисляется по формуле

$$d = \frac{\lambda\delta}{2\pi(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражение для δ , вычисленное из уравнения (3), и разделяя действительную и мнимую части (4), получаем толщину окисной пленки. Следует учесть, что комплексные функции ρ и $e^{-2i\delta}$ многозначны, и принять меры для однозначного определения толщины пленки.

В настоящей работе для повышения точности результатов и исключения их неоднозначности измерения параметров поляризационного эллипса проводились при различных углах падения φ_0 зондирующего пучка на длинах волн излучения 0,6328 мкм и 10,6 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Все экспериментальные результаты получены на разработанной в ходе выполнения работы [11] установке, блок-схема которой показана на рис. 2.

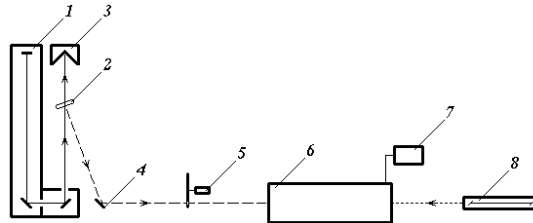


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

- 1 - CO₂-лазер, 2 - галитовая пластина, 3 - поглотитель излучения, 4 - поворотное зеркало, 5 - модулятор, 6 - оптический блок, 7 - осциллограф, 8 - He-Ne лазер

Оптический блок экспериментальной установки реализует фотометрический метод измерения поляризационных углов ψ и Δ и выполнен в виде несущего корпуса, в котором установлены держатели исследуемого зеркала, анализатора поляризации и приемника излучения. Конструкция корпуса обеспечивает следующие диапазоны регулирования основных параметров :

- азимут плоскости поляризации зондирующего пучка излучения $\pm 360^\circ$;
- угол падения зондирующего пучка на исследуемое зеркало $35^\circ \div 90^\circ$;
- угол поворота анализатора поляризации $\pm 360^\circ$.

АЛГОРИТМ ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Экспериментальное определение поляризационных углов ψ и Δ проводилось следующим образом :

- зондирующий пучок излучения с длиной волны λ направлялся на исследуемое зеркало под произвольным углом φ_0 ;
- измерялась интенсивность отраженного от зеркала излучения I_t , прошедшего через анализатор поляризации, ориентированный под углом α , при изменении α в пределах 360° ;
- экспериментальный график зависимости $I_t = f(\alpha)$ аппроксимировался теоретической кривой ;
- по параметрам теоретической кривой вычислялись поляризационные углы ψ и Δ , ;
- далее процесс измерений повторялся для других значений λ и φ_0 .

В общем случае полученный экспериментальный график $I_t = f(\alpha)$ представляет собой синусоиду,

сдвинутую по обеим осям.

Для аппроксимации экспериментального графика теоретической кривой необходимо определить три параметра:

- сдвиг нуля $\delta\alpha$ шкалы анализатора относительно большой оси поляризационного эллипса;
- абсолютную величину I_{min} минимума графика;
- абсолютную величину I_{amp} амплитуды графика.

Поиск этих параметров основан на том факте, что интенсивность I_t линейно поляризованного излучения, прошедшего через линейный анализатор поляризации, пропорциональна, согласно закону Малюса, квадрату косинуса угла α между плоскостью поляризации падающего излучения I_0 и плоскостью поляризации анализатора [12]:

$$I_t = I_0 \cos^2 \alpha.$$

Отсюда следует, что безразмерные величины I_t / I_0 и $\cos^2 \alpha$ связаны прямо пропорциональной зависимостью, график которой является прямой линией, проходящей через начало координат.

Определение параметров аппроксимирующего графика по методу наименьших квадратов (МНК) проводим в среде Microsoft Excel путем подбора в следующем порядке:

– по данным накопленного массива результатов измерений строим точечную диаграмму $I_t = f(\alpha)$ и определяем по ней ориентировочные значения I_{min} , I_{amp} и координату $\delta\alpha$ максимума графика, ближайшего к оси ординат;

– строим нормированную точечную диаграмму $(I_t - I_{min}) / I_{amp} = f(\alpha + \delta\alpha)$ и включаем встроенные функции Microsoft Excel "Построение линейного тренда", "Вывод уравнения линейного тренда" и "Вывод коэффициента достоверности аппроксимации R^2 ". В общем случае экспериментальные точки нормированного графика располагаются на эллиптической кривой (рис. 3а)

– варьируя величину $\delta\alpha$, добиваемся максимальной величины коэффициента достоверности аппроксимации R^2 . Фиксируем подобранную величину $\delta\alpha_{opt}$.

– варьируя величину I_{min} , сводим, по возможности, к нулю свободный член в уравнении линейного тренда. Величина коэффициента R^2 при этом не изменяется. Фиксируем подобранную величину $I_{min\ opt}$.

– варьируя величину амплитуды I_{amp} , устанавливаем, по возможности, равным единице коэффициент при первом члене уравнения тренда. Величины коэффициента R^2 и свободного члена уравнения при этом не изменяются. Фиксируем подобранную величину $I_{amp\ opt}$.

Примеры исходного нормированного графика и графика с подобранными параметрами линии тренда показаны на рис. 3.

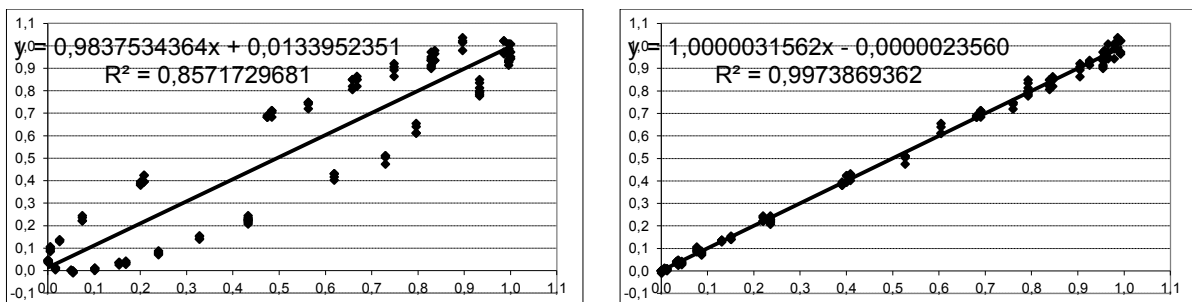


Рис. 3. Нормированные графики $(I_t - I_{min}) / I_{amp} = f(\alpha + \delta\alpha)$.

Пример экспериментального графика $I_t = f(\alpha)$ и аппроксимирующего его аналитического выражения $I_t = I_{amp\ opt} \cos^2(\alpha + \delta\alpha_{opt}) + I_{min\ opt}$ показан на рис. 4.

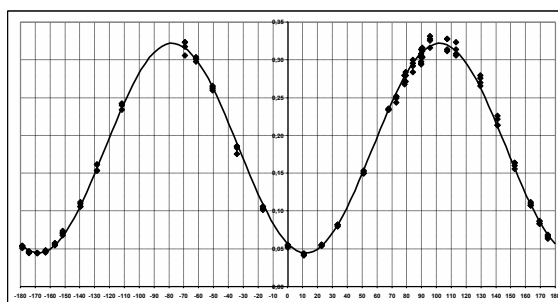


Рис. 4. График, аппроксимирующий экспериментальные точки по МНК

По аналитическому выражению $I_t = I_{amp\ onn} \cos^2(\alpha + \delta\alpha) + I_{min\ onn}$ вычисляем значения I_t для углов 0° , 45° и 90° . Обозначив полученные значения как I_0 , I_{45} и I_{90} , соответственно, вычисляем поляризационные углы ψ и Δ по формулам [10]:

$$\psi = \arctg \left(\frac{I_{90}}{I_0} \right)^{\frac{1}{2}} ;$$

$$\Delta = \arccos \frac{2I_{45} - (I_0 + I_{90})}{2(I_0 I_{90})^{\frac{1}{2}}} .$$

Полученные экспериментальные значения ψ и Δ используем для вычисления толщины d пленок согласно формулам (2) – (4).

В предварительных расчетах в качестве исходных значений оптических констант (см. Таблицу 1) использованы известные данные из справочников, обзоров и оригинальных работ [2-5, 13-18].

Таблица 1. Оптические константы алюминия и меди и их окислов

Среда	λ , мкм	n	χ	Источник
Al ₂ O ₃	0,63	1,766	0,0041	[2, 13], [14]
		1,767	0,0039	Лингарт 1982 [5]
		1,1	6,3	Schulz 1954 [4]
		1,49	7,33	Mathewson 1971 [13]
		1,3	7,48	Shiles 1980 [4]
Al		1,37	7,62	Shiles 1980 [13]
		1,38	7,62	Weber 2002 [15]
		0,627	0,067	Barker 1963 [13]
		0,709	0,057	Barker 1963 [13]
		0,566	0,097	Gervais 1974 [13]
Al ₂ O ₃	10,6	0,694	0,061	Gervais 1975 [13]
		0,54	0,068	Лингарт 1982 [16]
		0,576	0,041	Worrell 1986 [13]
		33,8	108	Bennet 1966 [4]
		26,8	92,5	Shiles 1980 [4,13]
Al		27,5	94,3	Weber 2002 [15]
		2,94	0,11	Karlsson 1982 [13]
		2,85	-	Хауффе 1962 [18]
		0,15	3,36	Schulz 1954 [4]
		0,27	3,24	Hagemann 1975 [4]
Cu ₂ O	0,63	0,304	2,79	Robusto 1981 [4]
		0,399	3,97	Ordal 1985 [4]
		0,234	3,39	Hagemann 1975 [13]
		0,23	3,41	Weber 2002 [15]
		2,45	0,027	Бункин 1982 [17]
Cu	10,6	2,44	-	O'Kiffe 1963 [13]
		11,6	49	Dold 1965 [3]
		12,6	63,5	Lenham 1966 [3]
		22,7	63,1	Weber 2002 [15]

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Усреднение накопленного массива данных для всего ансамбля углов падения и показателей преломления дает результаты, приведенные в таблице 2.

Таблица 2. Усредненные по всему массиву результаты измерений толщины d пленки

	$\lambda = 0,6328$ мкм	$\lambda = 10,6$ мкм	Рассогласование результатов
Al ₂ O ₃	$0,084 \text{ мкм} \pm m:0,214 \text{ мкм}$	$1,84 \text{ мкм} \pm 7,23 \text{ мкм}$	$0,084+8*0,214 - 1,84 = -0,04$
Cu ₂ O	$0,065 \text{ мкм} \pm q:0,113 \text{ мкм}$	$0,536 \text{ мкм} \pm 2,37 \text{ мкм}$	$0,065+4*0,113 - 0,536 = -0,02$

Если уменьшить рассеивание данных, отбросив по одной трети хвостов распределения (при этом мы автоматически попадаем в область углов Брюстера, где точность измерений максимальна), то совместимость результатов для Al₂O₃ улучшается, а для Cu₂O немного ухудшается (см. таблицу 3).

Таблица 3. Скорректированные результаты измерений толщины d пленки

	$\lambda = 0,6328$ мкм	$\lambda = 10,6$ мкм	Рассогласование результатов
Al ₂ O ₃	0,089 мкм \pm m·0,205 мкм	1,74 мкм \pm 7,45 мкм	0,089+8*0,205 – 1,74 = -0,01
Cu ₂ O	0,068 мкм \pm q·0,113 мкм	0,552 мкм \pm 2,37 мкм	0,068+4*0,113 – 0,552 = -0,03

Отметим, что уменьшение рассеивания данных автоматически сужает диапазон изменения показателя преломления n_1 по сравнению с исходными данными таблицы 1. Для пленки Al₂O₃ диапазон n_1 составляет $0,63 \div 0,71$ ($\lambda = 10,6$ мкм) и для Al – $1,3 \div 1,5$ ($\lambda = 0,6328$ мкм).

Сводные итоги настоящей работы представлены в таблице 4.

Таблица 4. Результаты исследования окисных пленок

	Толщина d , мкм	Фазовая толщина, рад	Вносимые потери, %
Al ₂ O ₃ (0,6328)	1,74 \pm 0,05	30,6 \pm 0,5	0,007
Al ₂ O ₃ (10,6)	1,74 \pm 0,05	0,72 \pm 0,03	0,12
Cu ₂ O (0,6328)	0,53 \pm 0,1	15,8 \pm 0,5	0,06
Cu ₂ O (10,6)	0,53 \pm 0,1	0,77 \pm 0,03	0,015

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования показывают, что влияние окисных пленок на поверхности лазерных зеркал оказывают ожидаемо малое влияние на характеристики лазерных резонаторов, которым в окне прозрачности пленок в большинстве случаев можно пренебречь. Тем не менее, в полосе непрозрачности пленок вносимые ими потери могут быть существенными, что подтверждается зафиксированным в работе заметным возрастанием потерь в пленке Al₂O₃ вблизи $\lambda = 10,6$ мкм, где начинается полоса поглощения окисла. С этой точки зрения в среднем и дальнем ИК диапазоне медные зеркала обладают преимуществами перед алюминиевыми зеркалами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Legenkiy M.N. *et al.* Generation of transverse modes with azimuthal polarization in a terahertz band waveguide laser. *Telecommunications and radio engineering*. 2014. Vol. 73. No. 20. P. 1819-1830.
2. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. - 336 с.
3. Ordal M. A., Long L. L., Bell R. J. *et al.* Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics*. 1983. Vol. 22, Issue 7. P. 1099-1119.
4. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. *et al.* Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Ag, Ti, V and W. *Applied Optics*. 1985. Vol. 24, No. 24. P. 4493-4499.
5. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. I. Область полупрозрачности. *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. № 5. С. 872-880.
6. Битюков В.К., Петров В.А., Смирнов И.В. Влияние величины коэффициента теплопроводности расплава на температурные поля в оксиде алюминия при его нагреве концентрированным лазерным излучением. *Теплофизика высоких температур*. 2015. Т. 53. № 1. С. 29-38.
7. Роголин В.Е., Каплунов И.А., Ценина И.С. и др. Оптические свойства сапфира в области непрозрачности. *Оптика и спектроскопия*, 2016, т. 120, № 6, С. 952–955.
8. Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and polarized light. Nebraska, Engineering Center, Lincoln, 1976. - 532 p.
9. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1973. - 856 с.
10. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И. и др. Основы эллипсометрии. Новосибирск.: Наука. 1979. - 424 с.
11. Звіт № 811Н/18-17, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2017.
12. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризованная оптика. М.: Изд. МЭИ, 2005, - 336 с.
13. Palik E.D. Handbook of Optical Constants of Solids II // Academic Press, 1998. - 1096 p.
14. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. - 248 с.
15. Weber M. J. Handbook of optical materials. CRC Press, 2002. - 536 p.
16. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. II. Свойства монокристалла в области непрозрачности и свойства расплава. *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. № 6. С. 1085-1092.
17. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения. *Успехи физических наук*. 1982. Т. 138. Вып. 1. С. 45-94.
18. Хауффе К. Реакции в твердых телах и на их поверхности. - М.: Иностран. лит.-ра. 1962. - 415 с.