

УДК: 681.7.036:661.847.955.2

DOI: 10.53816/23061456_2022_3-4_143

**УСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА
К КЛИМАТИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ И УСЛОВИЯМ
РЕАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ****STEADINESS OF POLYCRYSTALLINE ZINC SELENIDE
TO CLIMATIC INFLUENCES AND ACTUAL OPERATING CONDITIONS***Д-р техн. наук А.А. Дунаев¹, С.Н. Соловьев¹, А.С. Биль²**D.Sc. A.A. Dunaev, S.N. Solovyev, A.S. Bil**¹НПО ГОИ им. С.И. Вавилова, ²СПб ПУ Петра Великого*

Поликристаллический селенид цинка (ПО4) прозрачен в широкой области спектра. Исследованы температурные зависимости прозрачности, а также рассеяние ИК излучения в направлении «вперед». Проведены натурные испытания материала под влиянием морской влаги, атмосферных осадков и выхлопных газов, установлена деградация внешней поверхности и снижение прозрачности. Оптические детали в приборах, как правило, работают в условиях одновременного воздействия больших градиентов температуры, давления и светового излучения. Проведено численное моделирование устойчивости изделий к конкретным условиям эксплуатации и получены непротиворечивые результаты. Задачи решались для случая краевых условий жесткого защемления окон, что соответствует реальным условиям их заделки в оправы.

Ключевые слова: поликристаллический селенид цинка, пропускание, рассеяние, климатические испытания, численное моделирование.

Polycrystalline zinc selenide (PO4) is transparent in a wide range of the spectrum. In this article the temperature dependences of transparency, as well as the scattering of IR radiation in the «forward» direction were investigated. Full-scale tests of the material under the influence of sea moisture, atmospheric precipitations and exhaust gases were carried out, surface degradation and transparency reduction were found out. Optical parts in devices are usually used under conditions of simultaneous exposure to large gradients of temperature, pressure and light radiation. Numerical modeling of the products stability under specific operating conditions was carried out and consistent results were obtained. The tasks were solved for the case of the boundary conditions of hard pinching of windows, which corresponds to the real conditions of their embedding in the frames.

Keywords: polycrystalline zinc selenide, transmission, scattering, climatic tests, numerical modeling.

Анализ состояния технологии и рынка селенида цинка [1] дает реалистичный прогноз на их рост в средне- и долгосрочной перспективе. Последнее дает основания для актуализации нормативно-технической документации (НТД) на оптические материалы и продолжение их исследований.

НТД регламентирует обязательный набор свойств, применяемых при расчетах оптических схем [2]. В материалах справочного характера на конкретные оптические материалы перечень свойств дополняется (см., например, монографию [3], каталог [4]). Частные компании

(«R'AIN Optics», «Тидекс», «Электростекло», «МакроОптика» и др.) информацию о выпускаемой продукции вывешивают на своих сайтах.

Объектами исследований являлись образцы поликристаллических оптических материалов, полученных из газовой фазы (торговая марка ПО4) [5]. Отличительной особенностью материала является прозрачность в широкой спектральной области (рис. 1) [6].

Температурная зависимость спектрального коэффициента поглощения изучалась по методике [7]. Измерения проводились на двухлучевых спектрофотометрах Spekord UV-VIS в интервале длин волн 200–800 нм и UR-20 — в интервале 5000–1200 нм при температурах от комнатной до 873 К. Спектры поглощения типичного образца ПО4 для различных температур приведены на рис. 2, а. Принципиальным представляется тот факт, что вплоть до 3-го окна прозрачности атмосферы (8–14 мкм) поглощение практически не увеличивается.

На перенос энергии в области высокой прозрачности поликристаллических материалов заметное влияние оказывает рассеяние, связанное с порами, дефектами структуры, включениями и другими неоднородностями. Традиционные методы спектрофотометрии, основанные на измерении пропускания плоских слоев, позволяют определить лишь коэффициент ослабления (μ), равный сумме коэффициентов поглощения (K)

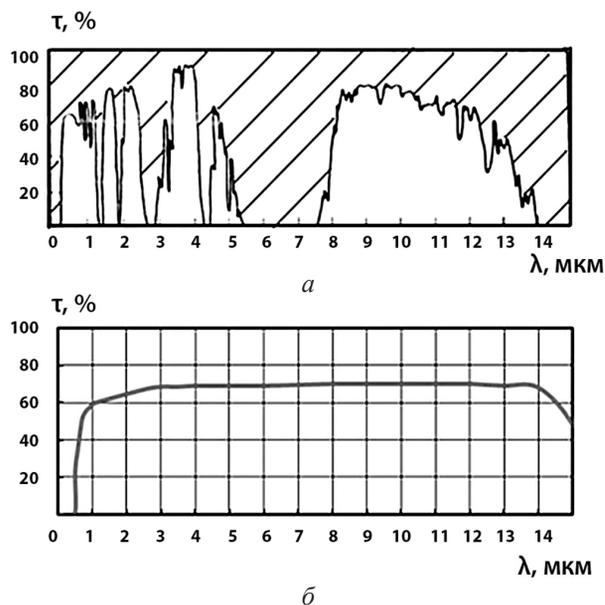


Рис. 1. Спектральные коэффициенты пропускания атмосферы (а) и ПО4 (б)

и рассеяния (β). В связи с тем, что в литературе практически отсутствуют сведения по коэффициенту рассеяния в ZnSe, это исследование выполнено для ПО4 [8].

Измерения показателя направленного рассеяния в области малых углов рассеяния проведены на приборе НФК-2, оптическая схема которого позволяет сравнивать потоки излучения, падающего на образец, излучения прошедшего и излучения, рассеянного в образец в направле-

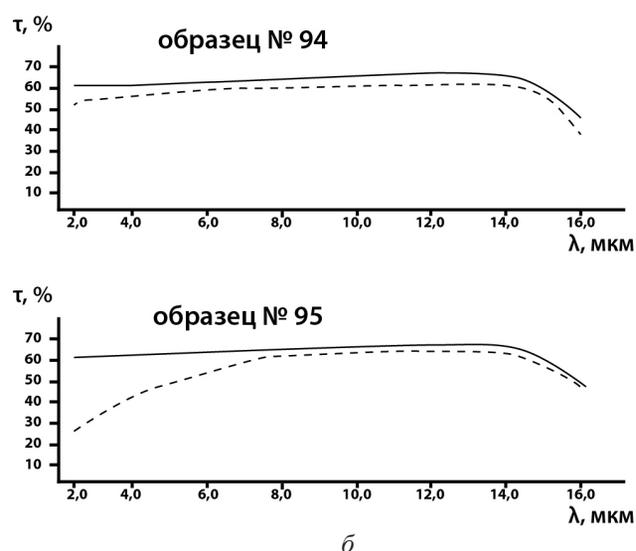
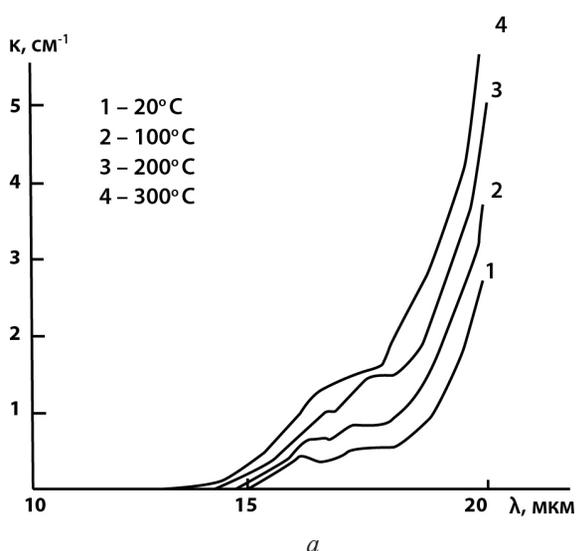


Рис. 2. а — температурная зависимость поглощения ПО4 (толщина образца 5 мм); б — спектральные характеристики образцов ПО4

нии «вперед». Измеряемая величина может быть определена как отношение светового потока, рассеянного в образце толщиной 1 см в телесный угол вокруг падающего луча 7 град, к световому потоку, падающему на образец. Измерения проведены на длинах волн 1–1,5–2 и 2,5 мкм. Результаты измерений приведены в табл. 1.

Полученный результат можно оценить как достаточно малый и сравнимый с рассеянием в видимой области промышленных марок стекла, например ТФ. Слабая зависимость показателя рассеяния от длины волны свидетельствует, что оно вызвано в основном крупными, по сравнению с длиной волны, неоднородностями, в том числе и на поверхности. Последнее обстоятельство накладывает высокие требования на оптическую полировку рабочих поверхностей исследуемых образцов.

Проблема деградации наружной поверхности оптических материалов весьма актуальна при дождевой и пылевой эрозии, а также естественном старении материала. Так, в работе [9] приведены сведения о дождевой эрозии серии стекол: на основе As_2Se_3 , боро-, натриево- и кальциевоалюмосиликатные. Качественно оценка скорости эрозии коррелирует с данными по пределу прочности, полученными при нагружении индентором в виде микросферы. Попытки связать эрозию с другими механическими свойствами оказались менее удачными.

Влияние разрушения и эрозии на свойства инфракрасных (ИК) оптических материалов, в том числе ZnS и ZnSe, рассмотрено в [10], а в работе [11] сделана попытка построения модели роста трещин при условии многократного воздействия твердых частиц. Установлено, что эрозионные ямки, образующиеся на поверхности ИК материалов, становятся источниками поверхностного рассеяния. Вопросы старения и оптической деградации материалов затронуты и в отечественных работах [12].

Нами исследовалось воздействие морской влаги на поверхность и спектральное пропускание поликристаллического селенида цинка. Было установлено, что в условиях морских осадков и соляного тумана, скорости ветра от 5 до 24 м/с при волнении 4–8 баллов фронтальная поверхность материала мутнеет и пропускание снижается. Поскольку состав природной атмосферы сильно разбавлен кислотными газами (диоксид серы, оксиды азота, гидрохлорид и др.), то в условиях высокой влажности ускоряется как химическая, так и электрохимическая коррозия. Другая часть образцов подвергалась воздействию в условиях полета (образец № 94) и на трассе танкового полигона в период с мая по декабрь (образец № 95).

Образец № 94 был установлен на борту летающей лаборатории ЛЛ2207 и подвергался воздействию воздушного потока в течение ~ 200 часов (в т.ч. 6 час. в дождливую погоду) при скорости полета 300–350 км/час на высотах 200–3000 м. Образец № 95 подвергался воздействию прямых солнечных лучей, атмосферных осадков и выхлопных газов. Образцы периодически протирались мягкой ветошью.

На рис. 2, б представлены спектры пропускания после воздействия указанных факторов на наружную поверхность ZnSe. Визуально картина воздействия представлялась в виде несмываемого налета или накипи. Поверхности имели слабо протравленный вид с четко обозначенными границами зёрен-кристаллитов. Спектральные характеристики в ближней ИК-области (2–5 мкм) ухудшились на 10–25 %, причем в наземном варианте воздействия это было выражено гораздо сильнее.

Численное моделирование устойчивости ПО4 к конкретным видам воздействий проведено для ксеноновой лампы (А) и обтекателя (Б).

А. Расчеты проведены для ксеноновой лампы сверхвысокого давления типа ДКСШРБ-3800,

Таблица 1

Направленное рассеяние ИК излучения в ПО4

Длина волны, мкм	Показатель направленного светорассеяния, $см^{-1} \cdot 10^4$		
	образец 1	образец 2	образец 3
1	2	4,4	0,95
1,5	1,9	3,8	0,93
2	2	3,3	0,98
2,5	2	3,25	0,9

предназначенной для создания и обработки имитаторов больших световых потоков. Устройство лампы и схемы расчётов представлены на рис. 3.

Выходное окно лампы рассматривается в виде пластины радиусом R и толщиной h , к которой приложено давление P , задаваемое давлением изнутри (рис. 3, а). При этом прогиб пластины W в направлении оси Z определяется уравнением

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \cdot r \cdot \frac{d}{dr} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \cdot r \cdot \frac{d}{dr} W = \frac{P}{D}, \quad (1)$$

где $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ — жесткость пластины на изгиб; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона.

Условия окна ближе всего к краевым условиям жесткого защемления и уравнение изгиба должно быть дополнено краевыми условиями

$$W|_{r=R} = 0; \quad \left. \frac{d}{dr} W \right|_{r=R} = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (1), удовлетворяющее условиям (2), имеет вид

$$W = \frac{P(R^2 - r^2)^2}{64D}.$$

В этом случае изгибающие моменты, возникающие в пластине, равны (рис. 3, б):

$$M_r = -D \left[\frac{d^2 W}{dr^2} + \frac{\nu}{r} \cdot \frac{dW}{dr} \right];$$

$$M_\phi = -D \left[\nu \frac{d^2 W}{dr^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dW}{dr} \right]. \quad (3)$$

Напряжения в пластине в этом случае связаны с моментами (3) соотношениями

$$\sigma_r = \frac{12M_r Z}{h^3}; \quad \sigma_\phi = \frac{12M_\phi Z}{h^3}.$$

Максимальное значение напряжения σ_r достигается вблизи контура и равно

$$\sigma_R = \frac{3}{4} P \left[\frac{R}{h} \right]^2.$$

В качестве радиуса R следует взять радиус свинцовых кольцевых прокладок, осуществляющих защемление окна ($R = 13$ мм). Тогда для толщины окна $h = 6$ мм и при давлении внутри 20 атм. получаем: $\sigma_R \sim 0,7$ кгс/мм². Предел прочности ПО4 на изгиб оценивается величинами (2,3–3,1) кгс/мм² [5], что существенно превосходит найденное значение σ_R . Запаса прочности вполне достаточно для надежной работы лампы.

Оценим распределение температуры по толщине окна в приближении задачи теории теплопроводности тонкой бесконечной пластины.

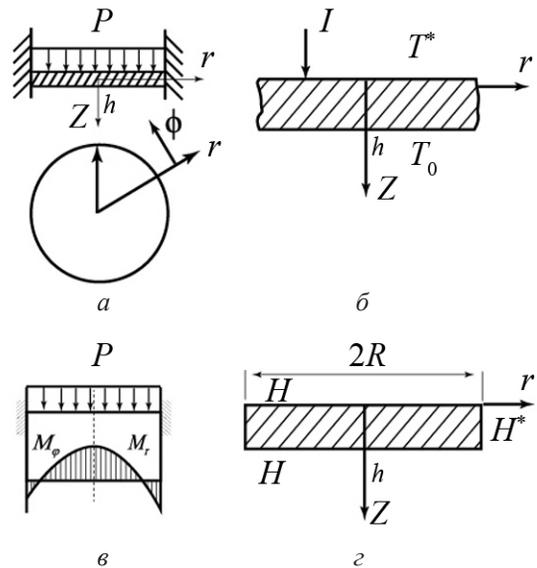
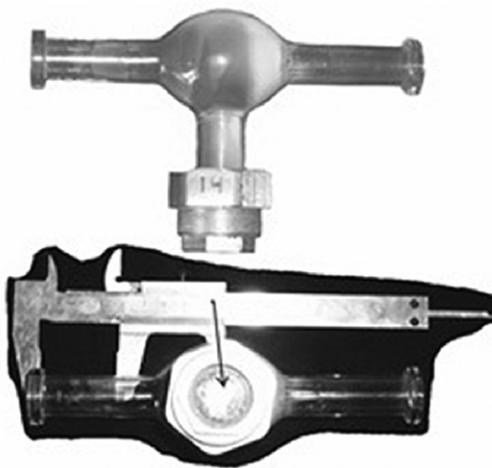


Рис. 3. Лампа и схемы для расчета устойчивости выходного окна (стрелкой показано окно из ПО4 Ø 30×6 мм): а — расчет напряжений; б — эпюры изгибающих моментов; в — эквивалентная схема узла крепления выходного окна; г — эквивалентная схема для расчета тепловых полей окна

Распределение температуры T удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 T}{dZ^2} = -\frac{I\chi}{\lambda} \exp(\chi z). \quad (4)$$

Решение должно удовлетворять) краевым условиям вида

$$\left. \frac{dT}{dZ} - H(T - T^*) \right|_{Z=0} = 0; \quad (5)$$

$$\left. \frac{dT}{dZ} + H(T - T^*) \right|_{Z=h} = 0.$$

Здесь I — плотность потока воздействующего излучения; χ — коэффициент поглощения; λ — коэффициент теплопроводности; H — коэффициент теплоотдачи; h — толщина окна.

Решение уравнения (4) имеет вид

$$T = C_1 + C_2 Z - \frac{1}{\chi\lambda} \exp(\chi z). \quad (6)$$

Подчиняя (6) краевым условиям (5), найдем постоянные C_1 и C_2 . Решение имеет вид

$$T = T^* + \frac{1}{\chi\lambda} [1 - e^{-\chi z}] + \frac{1}{H\lambda} \frac{(1 + HZ)}{H(2 + Hh)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\lambda} [1 + e^{-\chi h}] + \frac{HI}{\chi\lambda} [1 - e^{-\chi h}] + H[T - T^*] \right\}.$$

Рассмотрим температуру на поверхности пластины:

$$T|_{z=0} = T^* + \frac{1}{H\lambda} - \frac{1}{H(2 + Hh)} \times$$

$$\times \left\{ H[T^* - T_0] + \frac{1}{\lambda} [1 + e^{-\chi h}] + \frac{HI}{\chi\lambda} [1 - e^{-\chi h}] \right\}.$$

Материал окна обладает малым коэффициентом поглощения, т.е. обычно выполняется условие $\chi h \ll 1$. Решение в этом случае упрощается и имеет вид

$$T|_{z=h} = \frac{T^* + (1 + Hh)T_0}{2 + Hh} + \frac{I\chi h}{H\lambda(2 + Hh)} \left[1 + \frac{Hh}{2} \right]; \quad (7)$$

$$T|_{z=0} = \frac{T_0 + (1 + Hh)T^*}{2 + Hh} + \frac{I\chi h}{H\lambda(2 + Hh)} \left[1 + \frac{Hh}{2} \right].$$

Вывод, который можно сделать из (7), заключается в том, что пластина прогревается

достаточно равномерно по толщине. Это обстоятельство упрощает анализ радиального распределения температурного поля окна и, следовательно, температурных напряжений. Распределение температурного поля в пластине (рис. 3, z) удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \cdot r \cdot \frac{dT}{dr} + \frac{d^2 T}{dz^2} = -\frac{I\chi}{\lambda} \exp[-\chi z] \quad (8)$$

при краевых условиях

$$\left. \frac{dT}{dz} + H[T - T_0] \right|_{z=h} = 0;$$

$$\left. \frac{dT}{dz} - H[T - T^*] \right|_{z=0} = 0;$$

$$\left. \frac{dT}{dr} + H^*[T - T_0] \right|_{r=R} = 0. \quad (9)$$

Выбор на краю пластинки значения коэффициента теплопередачи H^* , отличного от коэффициента теплоотдачи на плоских поверхностях окна, диктуется необходимостью варьировать его в зависимости от характера теплообмена (весьма сложного) на краю пластинки. Как отмечалось выше, распределение по толщине достаточно равномерно. Это дает основание ввести в рассмотрение среднее по толщине значение температуры Θ :

$$\Theta = \frac{I}{h} \int_0^h T dz.$$

Интегрируя (8) по Z от 0 до h с учётом краевых условий (9), получим

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\Theta}{dr} - \frac{2H}{h} \Theta + \frac{H}{h} [T_0 + T^*] = -\frac{1}{h\lambda} [1 - e^{-\chi h}];$$

$$\left. \frac{d\Theta}{dr} + H[\Theta - T_0] \right|_{r=R} = 0. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) имеет вид:

$$\Theta = CI_0(\beta r) + \frac{T_0 + T^*}{2} + \frac{1}{2\lambda H} [1 - e^{-\chi h}];$$

$$\beta = \frac{2H}{h},$$

где $I_0(\beta r)$ — модифицированная функция Бесселя. Подчиняя решение краевому условию, найдем постоянную C :

$$C = \frac{H^* \left[\frac{T_0 - T^*}{2} - \frac{1}{2\lambda H} (1 - e^{-\chi h}) \right]}{\beta I_1(\beta R) + H^* I(\beta R)}.$$

Искомое решение имеет вид

$$\Theta = \frac{T_0 + T^*}{2} + \frac{1}{2\lambda H} [1 - e^{-\chi h}] + \frac{H^* I_0(\beta_r) \left\{ \frac{T_0 - T^*}{2} - \frac{1}{2\lambda H} [1 - e^{-\chi h}] \right\}}{\beta I_1(\beta R) + H^* I_0(\beta R)}.$$

Если принять во внимание условия теплообмена и поглощения излучения $\beta R \ll 1$; $\chi h \ll 1$ и воспользоваться приближенными значениями модифицированных функций Бесселя:

$$I_0(\beta R) \cong 1 + \frac{\beta^2 R^2}{4}, \quad I_1(\beta R) \cong \left[1 + \frac{\beta^2 R^2}{8} \right]$$

можно найти приближенное значение температуры Θ . Особый интерес представляет значение температуры в центре окна:

$$\Theta|_{r=0} \cong \frac{T_0}{2} [1 + \gamma] + \left[\frac{T^*}{2} + \frac{I\chi h}{2\lambda H} \right] [1 - \gamma], \quad (11)$$

где

$$\gamma = \frac{16H^*R}{\beta^2 R^2 (8 + \beta^2 R^2) + 4H^*R(4 + \beta^2 R^2)}.$$

Оценим Θ в центре окна при следующих значениях: $\lambda = 0,14$ Вт/К, $\chi = 0,01$ см⁻¹, $T_0 = 300$ К, $T^* = 975$ К. В качестве характерного значения коэффициента теплоотдачи примем $H \approx 3,6 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Ввиду сложности теплообмена на краю заделанного в оправу окна, представляется целесообразным для H^* принять 2 значения: $H_1^* \cong H$ и $H_2^* \cong 10H$. Первое из них будет характеризовать теплообмен с окружающей средой лишь через тепловое сопротивление элементов конструкции лампы, а второе отвечает принудительному охлаждению конструкции проточной водой. Подставляя данные значения в (11), получим

$$\Theta(H_1^*)|_{r=0} \cong 280 \text{ }^\circ\text{C}; \quad \Theta(H_2^*)|_{r=0} \cong 92 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Рассчитанные значения представляются завышенными по сравнению с измеренными

(150 °С и 70 °С), что можно объяснить неопределенностью принятых допущений.

Температура в выходном окне лампы распределена достаточно равномерно по толщине. Это свидетельствует о реализации напряженного состояния, близкого к плоскому. Поэтому для определения напряжений достаточно знания найденного выше среднего по толщине окна значения температуры. При наличии осевой симметрии при плоском напряженном состоянии отличны от 0 лишь две составляющие тензора напряжений: σ_r и σ_ϕ . Для случая закрепления окна в корпусе реализуется краевое условие: $\sigma_r|_{r=R} = 0$. Напряжения удовлетворяют уравнению равновесия:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\phi}{r} = 0. \quad (12)$$

При этом напряжения связаны с деформациями ϵ_r и ϵ_ϕ , а также со средним по толщине значением температуры Θ соотношениями Дюамеля-Неймана:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{E}{1-\nu^2} \{ \epsilon_r + \nu \epsilon_\phi - (1+\nu)\alpha\Theta \}; \\ \sigma_\phi &= \frac{E}{1-\nu^2} \{ \epsilon_\phi + \nu \epsilon_r - (1+\nu)\alpha\Theta \}, \end{aligned} \quad (13)$$

где α — коэффициент термического расширения. Поскольку деформации ϵ_r и ϵ_ϕ связаны с радиальным перемещением U_r соотношениями

$$\epsilon_r = \frac{dU_r}{dr}, \quad \epsilon_\phi = \frac{U_r}{r}, \quad (14)$$

то уравнение (12) может быть приведено к виду

$$\frac{d^2 U_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_r}{dr} - \frac{U_r}{r^2} = (1+\nu)\alpha \frac{d\Theta}{dr}.$$

Его решение записывается следующим образом:

$$U_r = (1+\nu) \frac{\alpha}{r} \int_0^r r\Theta(r) dr + C_1 r + \frac{C_2}{r}.$$

Выражая с помощью (13) и (14) напряжения через перемещение и подчиняя их крайнему условию $\sigma_r|_{r=R} = 0$, найдем значения напряжений:

$$\sigma_r = \alpha E \left\{ \frac{1}{R^2} \int_0^R r\Theta(r) dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r r\Theta(r) dr \right\}, \quad (15)$$

$$\sigma_{\varphi} = \alpha E \left\{ -\Theta(r) + \frac{1}{R^2} \int_0^R r \Theta(r) dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r r \Theta(r) dr \right\}.$$

Подставив найденное выражение $\Theta(r)$ в (15), получим

$$\sigma_r = \frac{\alpha E \mu}{\beta} \left\{ \frac{1}{R} I_1(\beta R) - \frac{1}{r} I_1(\beta r) \right\},$$

$$\sigma_{\varphi} = \frac{\alpha E \mu}{\beta} \left\{ \frac{1}{R} I_1(\beta R) + \frac{1}{r} I_1(\beta r) - \beta I_0(\beta r) \right\},$$

здесь введено обозначение:

$$\mu = H^* \frac{\frac{T - T^*}{2} - \frac{1}{2\lambda H} [1 - e^{-\chi h}]}{\beta I_1(\beta R) + H^* I_0(\beta R)}.$$

Если и теперь воспользоваться условиями $\beta R \ll 1$ и $\chi h \ll 1$, получим приближенные выражения для напряжений

$$\sigma_r \cong \frac{\alpha E \beta^2 H^*}{8(\beta^2 R + 2H^*)} [R^2 - r^2] \left\{ \frac{T_0 - T^*}{2} - \frac{I \chi h}{2\lambda H} \right\},$$

$$\sigma_{\varphi} \cong \frac{\alpha E \beta^2 H^*}{8(\beta^2 R + 2H^*)} [R^2 - 3r^2] \left\{ \frac{T_0 - T^*}{2} - \frac{I \chi h}{2\lambda H} \right\}.$$

Максимальное значение растягивающего напряжения достигается на краю пластины, и оно равно

$$\sigma_{\varphi}(R) \cong -\frac{\alpha E H H^* R^* (T_0 - T^*)}{8(HR + H^* h)}.$$

Максимальное значение сжимающего напряжения достигается в центре пластинки, при этом имеет место равенство

$$\sigma_r(0) = \sigma_{\varphi}(0) \cong \frac{\alpha E H H^* R^* (T_0 - T^*)}{16(HR + H^* h)}.$$

Принимая для ПО4 $\alpha = 7,2 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$; $E = 7,92 \cdot 10^5 \text{ кгс/см}^2$, получим для растягивающих напряжений

$$\sigma_{\varphi}(H_1^*)|_{r=R} = 1,9 \text{ кгс/см}^2;$$

$$\sigma_{\varphi}(H_2^*)|_{r=R} = 5,3 \text{ кгс/см}^2,$$

а для сжимающих напряжений:

$$\sigma_{\varphi}(H_1^*)|_{r=0} = \sigma_r(H_1^*)|_{r=0} = -0,95 \text{ кгс/см}^2;$$

$$\sigma_{\varphi}(H_2^*)|_{r=0} = \sigma_r(H_2^*)|_{r=0} = -2,65 \text{ кгс/см}^2.$$

Сравнивая эти значения с пределом прочности на разрыв ($\sigma \approx 450 \text{ кгс/см}^2$) и на сжатие ($\sigma \approx 1300 \text{ кгс/см}^2$), можно сказать, что эти напряжения не могут вызвать разрушения выходного окна лампы.

Б. Оценка работоспособности обтекателя в условиях эрозионного давления и дождевой эрозии. Обтекатель (рис. 4, а, б, в) является конструкционным оптическим элементом, который подвергается аэродинамическому давлению (P_0), нагреву наружной поверхности (T), эрозии (дождевой, пылевой). В зависимости от условий $P = (4000-1000) \text{ кгс/см}^2$, $T = (-40 - +180) \text{ } ^\circ\text{C}$. Габариты полусферического обтекателя: $R_{\text{наружн.}} = 125 \text{ мм}$, толщина — 7 мм. Было принято, что обтекатель представляет со-

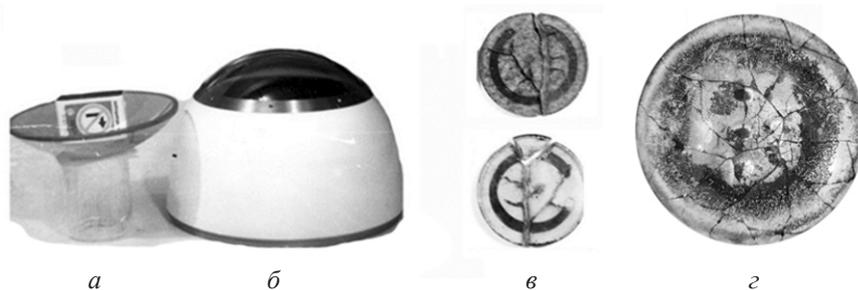


Рис. 4. Заготовка обтекателя из ПО4 $\varnothing 154 \text{ мм}$ (а), макет экспериментального обтекателя для исследования термостойкости (б) и картина разрушения экспериментальных плоских образцов (в) и обтекателя (з)

бой замкнутую в вершине сферическую оболочку с заделкой по контуру, соответствующей центральному углу $\Theta_0 = 85^\circ$. Рассматривалось два варианта толщины h обтекателя: 7 и 15 мм, так что при неизменном радиусе внешней поверхности 125 мм отношение толщины к радиусу срединной поверхности составило 0,05 и 0,128 соответственно. В расчетах использован математический аппарат теории тонких оболочек, результаты будут иметь погрешность порядка

h/R_{cp} по сравнению с единицей, т.е. погрешность $\sim 5\%$ для тонкого и $\sim 13\%$ — для толстого обтекателя.

При воздействии на сферический обтекатель осесимметричного набегающего потока, распределенного по поверхности согласно закону сопротивления Ньютона, максимальные напряжения имеют место в зоне заделки обтекателя в оправу по схеме свободно-опертого края. Меридиальные и кольцевые напряжения при этом равны:

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{11} &= -\frac{R_{cp} \cdot P_{oo}}{h} \cdot \frac{1 + \cos^2 \Theta_0}{4} \cdot \sin^2 \Theta_0 \\ \sigma_{22} &= \frac{R_{cp} \cdot P_{oo}}{h} \cdot \frac{1 + \cos^2 \Theta_0}{4} \cdot \sin^2 \Theta_0 \left[2\sqrt{3(1-\nu^2)} \sqrt{\frac{R_{cp}}{h}} \cdot \text{ctg} \Theta_0 + \frac{1 - 3 \cos^2 \Theta_0}{\sin^2 \Theta_0 (1 + \cos \Theta_0)} \right]. \end{aligned} \right. \quad (16)$$

В (16), кроме уже общепринятых, введены обозначения: P_{oo} — давление в критической точке (точке торможения); ν — коэффициент Пуассона материала обтекателя. Если считать распределение давления равномерным, то формула (16) упрощается:

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{11} &= -\frac{R_{cp} \cdot P_{oo}}{2h} \sin^2 \Theta_0; \\ \sigma_{22} &= \frac{R_{cp} \cdot P_{oo}}{2h} \left[2\sqrt{3(1-\nu^2)} \sqrt{\frac{R_{cp}}{h}} \sin \Theta_0 \cos \Theta_0 - 1 \right]. \end{aligned} \right. \quad (17)$$

Поскольку при асимметричном и равномерном давлении касательные напряжения малы, напряжения (16) или (17) можно считать главными. Перенумеровав их по общепринятому правилу, следует вычислить эквивалентное напряжение в соответствии с той или иной теорией прочности и, наконец, сравнить это эквивалентное напряжение с пределом прочности материала на растяжение.

Для хрупких материалов, неодинаково сопротивляющихся растяжению и сжатию, достаточно хорошие результаты дает теория прочности Мора (теория предельных напряженных состояний). Согласно этой теории эквивалентное напряжение

$$\sigma_{\text{эКВ}} = \sigma_1 - n\sigma_3, \quad (18)$$

где σ_1, σ_3 — наибольшее и наименьшее (в алгебраическом смысле) главное напряжение; $n = \sigma_{\text{растяж}} / \sigma_{\text{сжат}}$ — отношение пределов прочности на растяжение и на сжатие. Условием безопасной работы детали будет:

$$\sigma_{\text{эКВ}} < \sigma_{\text{растяж}} \quad (19)$$

Результаты машинных расчетов по формулам (16–18) приведены в табл. 2.

Из таблицы следует, что условие (19) соблюдается и при обеих толщинах, воздействие давления выдерживается с определенным запасом

Таблица 2

Машинный расчет напряжений в обтекателе

Неравномерное давление	
Толщина $h_1 = 15$ мм	толщина $h_2 = 7$ мм
$\sigma_{11} = -8,1$ кГс/см ² ; $\sigma_{22} = 24,0$ кГс/см ² ; $\sigma_{\text{эКВ}} = 24,8$ кГс/см ²	$\sigma_{11} = -17,9$ кГс/см ² ; $\sigma_{22} = 70,5$ кГс/см ² ; $\sigma_{\text{эКВ}} = 72,3$ кГс/см ²
Равномерное давление	
$\sigma_{11} = -16,0$ кГс/см ² ; $\sigma_{22} = 15,7$ кГс/см ² ; $\sigma_{\text{эКВ}} = 17,3$ кГс/см ²	$\sigma_{11} = -35,6$ кГс/см ² ; $\sigma_{22} = 69,2$ кГс/см ² ; $\sigma_{\text{эКВ}} = 72,8$ кГс/см ²

прочности. Однако в случае несимметричной нагрузки (например, нагрузка ветрового типа) расчетные формулы нуждаются в уточнении (обратно-симметричный случай деформации в теории тонких оболочек). В случае же мгновенного приложения нагрузки (например, при сбросе теплозащитного устройства) напряжения, указанные в табл. 2, необходимо по крайней мере удвоить, а в этом случае более тонкий обтекатель ($h = 7$ мм) может не выдержать воздействия давления.

К напряжениям от давления необходимо добавить температурные напряжения от аэродинамического нагрева и только после этого принимать окончательное решение о допустимой толщине обтекателя. Последствия аэродинамического нагрева представляются более опасными, свидетельством чего является обтекатель, подвергнутый воздействию газовой струи реактивного двигателя (рис. 4, з).

Температурные напряжения определяются неравномерностью распределения температуры по поверхности и, особенно, по толщине обтекателя. С точностью до общей погрешности теории тонких оболочек максимальные температурные напряжения имеют место в тех точках и в те моменты времени, где имеют место наибольшие перепады температуры по толщине. По величине они составляют

$$\sigma_T \approx \frac{E\alpha(t_u - t)}{1 - \nu}, \quad (20)$$

где E — модуль Юнга; α — коэффициент линейного расширения; $t_u = \frac{1}{h} \int_0^h t(x) dx$ — средне-инте-

гральная температура по толщине обтекателя; t — температура в заданной точке в заданный момент времени.

Если распределение температуры по толщине линейно, то из (20) вытекает известная формула

$$\sigma_T^{(w,i)} = \pm \frac{E\alpha t}{2(1 - \nu)}, \quad (21)$$

где w и знак (+) относятся к внешней (нагреваемой) поверхности, i и нижний знак (-) — к внутренней (ненагреваемой); $t = t_w - t_i$ — перепад температур по толщине.

Из (20) и (21) следует, что на внешней поверхности обтекателя $\sigma_T < 0$, т.е. имеют место

сжимающие напряжения, а на внутренней поверхности $\sigma_T > 0$, т.е. напряжения растяжения, которые и представляют основную опасность для оптических материалов.

Приравнявая (21) к пределу прочности на растяжение, можно определить предельно допустимый перепад температуры по толщине. Полагая $\sigma_{\text{растяж}} = 450$ кгс/см², $E = 0,79 \cdot 10^6$ кгс/см², $\alpha = 7,6 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, $\nu = 0,31$, получим $\Delta t \sim 50$ град.

Заключение

Заметное преимущество селенида цинка состоит в широком диапазоне прозрачности, включая видимый, что упрощает юстировку приборов в видимой области, а также повышает их функциональные возможности за счет «мульти-спектральности».

Деградация фронтальной поверхности деталей при длительном воздействии климатических факторов снижает спектральный коэффициент пропускания, преимущественно в коротковолновой части ИК спектра. Необходимо нанесение защитных покрытий, либо переполровка поверхностей.

Численное моделирование устойчивости ПО4 дает непротиворечивые результаты, по сравнению с экспериментом. Существенные, в ряде случаев, отличия требуют введения в расчеты дополнительных технических требований (ТТ), например, скорости и высоты полета во времени, варьирование толщины детали (обтекателя) и др.

Литература

1. Кульчицкий Н.А., Наумов А.В., Старцев В.В. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 4. С. 374–389.
2. ГОСТ 23136-93 Материалы оптические. Параметры. — Минск. 1995. 21 с.
3. Справочник технолога–оптика // Под ред. М.А. Окатова. Изд. 2-е. — СПб.: Политехника. 2004. 679 с.
4. Оптические кристаллические материалы. Каталог. Под ред. Г.Т. Петровского. — Л.: 1991. 51 с.
5. Материал оптический поликристаллический марки ПО4. Технические условия. ОСТ 3-6307-87. 14 с.

6. Дунаев А.А., Егорова И.Л. Свойства и оптическое применение поликристаллического селенида цинка, полученного физическим осаждением из газовой фазы // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Том 15. № 3. С. 449–456.

7. Ванюшин А.В., Петров В.А. // Теплофизика высоких температур. 1976. Т. 14. № 1. С. 87–93.

8. Мусиенко Т.И., Носов В.Б., Демиденко А.А., Дунаев А.А. и др. Однородность поглощения и рассеяние в крупногабаритных пластинах поликристаллического селенида цинка ПО4. — Сб. тезисов докладов VII всесоюзного совещания «Кристаллические оптические материалы». — Л.: ГОИ. 1989. С. 69–70.

9. Adler William F., Hooker Stephen V. Rain erosion mechanism in brittle materials // «Wear». 1978. V. 50. № 1. P. 11–38.

10. Evans A.G. Impact damage and erosion in infrared materials // SPIE. 1981. V. 297. P. 99–106.

11. Adler W.F. Development of design data for rain impact damage in infrared — transmitting materials // SPIE. 1981. V. 297. P. 143–154.

12. Лифшиц Л.И., Смушков И.В. Оптическое старение кристаллокерамики из фторида лития // Неорганические материалы. 1969. Т. 5. № 9. С. 1546–1551.

References

1. Kulchitsky N.A., Naumov A.V., Startsev V.V. // Successes of applied physics. 2019. Vol. 7. No. 4. Pp. 374–389.

2. GOST 23136-93 Optical materials. Parameters. — Minsk. 1995. 21 p.

3. Handbook of the technologist-optician // Edited by M.A. Okatov. Ed. 2nd. — St. Petersburg: Polytechnic. 2004. 679 p.

4. Optical crystal materials. Catalog. Edited by G.T. Petrovsky. — L. 1991. 51 p.

5. Optical polycrystalline material of the PO4 brand. Technical conditions. OST 3-6307-87. 14 p.

6. Dunaev A.A., Egorova I.L. Properties and optical application of polycrystalline zinc selenide obtained by physical deposition from the gas phase // Scientific and Technical Bulletin of Information Technologies, Mechanics and Optics. 2015. Vol. 15. No. 3. Pp. 449–456.

7. Vanyushin A.V., Petrov V.A. // Thermophysics of high temperatures. 1976. Vol. 14. No. 1. Pp. 87–93.

8. Musienko T.I., Nosov V.B., Demidenko A.A., Dunaev A.A., etc. The uniformity of absorption and scattering in large-sized plates of polycrystalline zinc selenide PO4. — Sat. abstracts of the VII all-Union conference «Crystalline optical materials». — L.: GOI. 1989. Pp. 69–70.

9. Adler William F., Hooker Stephen V. Rain erosion mechanism in brittle materials // «Wear». 1978. V. 50. № 1. P. 11–38.

10. Evans A.G. Impact damage and erosion in infrared materials // SPIE. 1981. V. 297. P. 99–106.

11. Adler W.F. Development of design data for rain impact damage in infrared — transmitting materials // SPIE. 1981. V. 297. P. 143–154.

12. Lifshits L.I., Sachkov I.V. Optical aging crystalloterapia of lithium fluoride // Neorganicheskie materialy. 1969. Vol. 5. No. 9. Pp. 1546–1551.