05;07

ОЦЕНКА ВРЕМЕННО́Й СТАБИЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

А.Р.Кузнецов, Р.И.Кузнецов

Использована модель очень вязкой жидкости для расчета ползучести ионных кристаллов при малых напряжениях. Проведена оценка временно́й стабильности оптической системы на примере газового лазера. Показано, что временна́я стабильность окна газового лазера изменяется на несколько порядков в зависимости от его структуры и термообработки под воздействием внешнего ионизирующего излучения и других факторов.

Введение

Под временно́й стабильностью понимают время, в течение которого оптическая система сохраняет свои параметры на заданном уровне. Причин изменения этих параметров может быть много, и одна из них — изменение геометрических размеров оптических деталей, нагруженных либо собственным весом, либо перепадом давления, либо каким-либо другим способом. Известно, что всякая нагруженная деталь изменяет со временем свои размеры (явление ползучести). Характер деформации материала определяется при этом многими факторами: величиной и распределением нагрузки, временем ее воздействия и пр. В данной работе мы рассмотрим сравнительно простой случай, когда оптическая система находится при постоянной температуре, а нагруженность оптической детали определяется ее собственным весом и перепадом давления. Этот случай соответствует условиям хранения оптической системы в некоторых неизменных внешних условиях. Будет затронут также вопрос стабильности оптической системы в условиях действия внешнего источника ионизирующего излучения. Мы ограничимся рассмотрением кристаллических материалов, таких как щелочно-галоидные кристаллы и галогениды серебра. Выбор этих материалов в качестве объекта исследований обусловлен той важностью, которую они имеют для разработки приборов ИК диапазона и научными интересами авторов.

Физическая модель

В основе нашего подхода лежит модель очень вязкой жидкости [1]. Свойства таких жидкостей описываются в рамках модели Максвелла: в течение малых промежутков времени воздействия такая жидкость деформируется упруго. После прекращения этого воздействия деформации в ней затухают со временем под действием остающихся в ней напряжений сдвига. Пусть τ — время релаксации этих напряжений. Если жидкость подвергается воздействию внешних сил с частотой ω, то при

$$\omega\tau \ll 1 \tag{1}$$

рассматриваемое тело Максвелла будет вести себя как обычная вязкая жидкость, а при

$$\omega\tau \gg 1 \tag{2}$$

как твердое тело. В промежуточном случае тело Максвелла будет характеризоваться двумя параметрами: коэффициентом вязкости η и модулем сдвига μ. Как показал Максвелл, между этими двумя параметрами и временем релаксации существует соотношение

$$\eta = \tau\mu. \tag{3}$$

Для рассматриваемых нами кристаллов при малых напряжениях скорость деформации определяется самодиффузией и описывается выражением [2].

$$\dot{\varepsilon} = \frac{42\sigma\Omega D_{\text{eff}}}{kTd^2}, \tag{4}$$

где

$$D_{\text{eff}} = D_v\left(1 + \frac{\pi\delta D_b}{dD_v}\right), \tag{5}$$

$\dot{\varepsilon}$ — скорость деформации, σ — сдвиговое напряжение, Ω — атомный объем, D_v — коэффициент объемной диффузии, D_b — коэффициент диффузии по границам блоков, δ — эффективная толщина границы блока, k — константа Больцмана, T — температура, d — размер блока.

Если выполнено условие (1), т.е. реализуется случай вязкой жидкости, то вязкость можно определить так:

$$\eta = \frac{\sigma}{\dot{\varepsilon}} = \frac{kTd^2}{42\Omega D_{\text{eff}}}, \tag{6}$$

а время релаксации

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} = \frac{kTd^2}{42\mu\Omega D_{\text{eff}}}. \tag{7}$$

Выражение (7) определяет вязкость жидкости через параметры материала, температуру, структуру и пр. Заметим, что вязкость, согласно (6), не зависит от напряжения σ. Это позволяет использовать хорошо разработанный аппарат гидромеханики при решении конкретных задач. Продемонстрируем подобный расчет на конкретном примере.

Оценка временно́й стабильности лазерных окон

В качестве примера рассчитаем временну́ю стабильность окна оптического прибора (например, газового лазера) в виде диска радиусом R и толщиной h с жестко закрепленными кромками. Будем считать, что диск располагается перпендикулярно направлению действия силы тяжести и между двумя поверхностями диска имеется перепад давления Δp.

При решении этой задачи исходим из уравнения движения вязкой жидкости в напряжениях [3], которое в векторной форме имеет вид

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho \mathbf{F} + \operatorname{div} T_1, \tag{8}$$

где ρ — плотность материала, $\mathbf{u}$ — скорость, t — время, $\mathbf{F}$ — вектор плотности массовых сил, T_1 — тензор напряжений.

Далее удобно воспользоваться цилиндрическими координатами. Ось z направим вдоль вектора $\mathbf{F}$. Тогда, используя известные соотношения между компонентами тензора напряжений и тензора скоростей деформации для вязкой несжимаемой жидкости и условие стационарности, получим из (8)

$$0 = \rho g + \frac{\partial}{\partial r}\left(\eta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial r}\right) + \frac{\eta}{r}\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial z}, \tag{9}$$

где u — компонента скорости в направлении оси z; g — ускорение свободного падения; r, z — цилиндрические координаты; $\partial p/\partial z$ — градиент давления вдоль оси z, равный $\Delta p/h$.

Учитывая что вязкость не зависит от σ, а также граничные условия

$$\begin{aligned} u = 0 \quad &\text{при} \quad r = R, \\ \partial u/\partial r = 0 \quad &\text{при} \quad r = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

получим [4]

$$u = \frac{\rho g + \Delta p/h}{4\eta}(R^2 - r^2). \tag{11}$$

Максимальная скорость

$$u_{\max} = \frac{\rho g + \Delta p/h}{4\eta} R^2. \tag{12}$$

Действующие напряжение можно найти из условия равновесия жидких цилиндров

$$\sigma = \left(\rho g + \frac{\Delta p}{h}\right)\frac{r}{2}. \tag{13}$$

Если теперь задать максимально допустимую „стрелу прогиба" диска l, то для времени, которое потребуется для того, чтобы осуществился такой прогиб диска, можно записать

$$t = \frac{l}{u_{\max}} = \frac{4l\eta}{(\rho g + \Delta p/h)R^2} = \frac{4l}{(\rho g + \Delta p/h)R^2}\frac{kTd^2}{42\Omega D_{\text{eff}}}. \tag{14}$$

Профиль изогнутого диска можно найти, помножив полученное время на скорость в данной точке (11). Этот профиль будет представлять собой параболу.

Наконец, используя выражения (7) и (14), можно оценить отношение

$$\frac{\tau}{t} = \frac{(\rho g + \Delta p/h)R^2}{4\mu l}. \tag{15}$$

Из полученного соотношения (15) можно найти, какое из условий (1) или (2) выполняется в нашем случае. Соответствующие оценки приводятся ниже.

Результаты расчетов и их обсуждение

Расчет проведен для кристаллов с решеткой хлористого натрия, перечисленных ниже в расчетной таблице.

Для оценки времени достижения стрелы прогиба $l = 10^{-6}$ м использовано соотношение (14). В этом соотношении существенную роль играет эффективный коэффициент диффузии D_{eff}, определяемый соотношением (5). При этом необходимо различать три случая, обусловленные предварительной обработкой материала диска и условиями его эксплуатации. Рассмотрим эти случаи по порядку.

Случай А. Диск термически обработан так, что ни в объеме кристалла, ни на границах блоков нет избыточных вакансий. В этом случае эффективный коэффициент диффузии будет определяться выражением (5), в котором

$$D_v = D_{0v} \exp\left(-\frac{Q_{v0} + Q_{vm}}{kT}\right), \tag{16}$$

где Q_{v0} — энергия образования, Q_{vm} — энергия миграции вакансий в объеме кристалла,

$$D_b = D_{0b} \exp\left(-\frac{Q_{b0} + Q_{bm}}{kT}\right), \tag{17}$$

где Q_{b0} — энергия образования, Q_{bm} — энергия миграции вакансий на границах блоков.

Случай Б. Диск подвергается резкому охлаждению с высоких температур и содержит в объеме избыточную концентрацию вакансий, заметно превышающую равновесную. В этом случае диффузия будет определяться миграцией готовых вакансий, имеющихся в объеме кристалла, и эффективный коэффициент диффузии будет равен

$$D_{\text{eff}} \simeq D_{v0} \exp\left(-\frac{Q_{vm}}{kT}\right). \tag{18}$$

Случай В. Система эксплуатируется в зоне повышенной радиации, что обеспечивает создание избыточной концентрации вакансий во всем объеме материала. Тогда эффективный коэффициент диффузии будет равен

$$D_{\text{eff}} \simeq \frac{\pi\delta}{d} D_{0b} \exp\left(-\frac{Q_{bm}}{kT}\right) + D_{0v} \exp\left(-\frac{Q_{vm}}{kT}\right). \tag{19}$$

С учетом сказанного в расчетной таблице приведены данные по времени достижения указанной выше стрелы прогиба диска для разных вариантов:

t_{11} — диск нагружен перепадом давления, Т = 300 К, случай А; t'_{11} — диск нагружен перепадом давления, Т = 600 К, случай А; t_{12} — диск нагружен перепадом давления, Т = 300 К, случай Б; t_{13} — диск нагружен перепадом давления, Т = 300 К, случай В; t_{21} — диск нагружен собственным весом, Т = 300 К, случай А; t'_{21} — диск нагружен собственным весом, Т = 600 К, случай А; t_{22} — диск нагружен собственным весом, Т = 300 К,

Кристалл	T_m, К	μ, ГПа	ρ, 10^3 кг/м^3	Ω, 10^{-29} м^3	Q_b, $\frac{кДж}{моль}$	Q_v, $\frac{кДж}{моль}$
LiF	1119	14.4	2.64	1.64	162	226
NaCl	1073	15.2	2.17	4.49	155	217
KCl	1043	10.3	1.99	6.22	151	211
NaI	936	8.8	3.65	6.77	135	189
AgCl	730	8.6	5.57	4.27	106	148
AgBr	700	9.1	6.47	4.83	101	142

Продолжение

Кристалл	t_0, с	t_{11}, с	t'_{11}, с	t_{12}, с	t_{13}, с	t_{21}, с	t'_{21}, с	t_{22}, с	t_{23}, с
LiF	10^{13}	$5\cdot10^{22}$	$1\cdot10^{9}$	$6\cdot10^{11}$	$7\cdot10^{8}$	$2\cdot10^{24}$	$4\cdot10^{10}$	$2\cdot10^{12}$	$3\cdot10^{10}$
NaCl	10^{11}	$1\cdot10^{21}$	$1\cdot10^{8}$	$1\cdot10^{10}$	$6\cdot10^{7}$	$5\cdot10^{22}$	$5\cdot10^{9}$	$5\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{9}$
KCl	10^{11}	$2\cdot10^{20}$	$4\cdot10^{7}$	$2\cdot10^{9}$	$2\cdot10^{7}$	$8\cdot10^{21}$	$2\cdot10^{9}$	$1\cdot10^{11}$	$1\cdot10^{9}$
NaI	10^{9}	$2\cdot10^{17}$	$1\cdot10^{6}$	$2\cdot10^{7}$	$6\cdot10^{5}$	$7\cdot10^{18}$	$3\cdot10^{7}$	$5\cdot10^{8}$	$2\cdot10^{7}$
AgCl	10^{5}	$4\cdot10^{12}$	$4\cdot10^{3}$	$1\cdot10^{4}$	$2\cdot10^{3}$	$7\cdot10^{13}$	$7\cdot10^{4}$	$2\cdot10^{5}$	$4\cdot10^{4}$
AgBr	10^{5}	$5\cdot10^{11}$	$1\cdot10^{3}$	$3\cdot10^{3}$	$6\cdot10^{2}$	$7\cdot10^{12}$	$2\cdot10^{4}$	$5\cdot10^{4}$	$9\cdot10^{3}$

случай Б; t_{23} — диск нагружен собственным весом, Т = 300 К, случай В; t_0 — время выхода избыточных вакансий при Т = 300 К.

Последнее время требует дополнительных пояснений. Временна́я зависимость выхода избыточных вакансий определяется выражением [5]

$$c_v = c_{v0} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \tag{20}$$

где[5,6]

$$t_0 = \frac{d^2}{4\pi^2 D_v} = \frac{d^2}{4\pi^2 D_{0v}} \exp\left(\frac{Q_{vm}}{kT}\right), \tag{21}$$

c_v — концентрация вакансий для времени t, c_{v0} — исходная концентрация вакансий.

В расчетной таблице приводится время, рассчитанное по соотношению (21). При расчетах принято

$$Q_{b0} \simeq Q_{bm} \simeq Q_b/2, \quad Q_b = Q_{b0} + Q_{bm}, \tag{22}$$

$$Q_{v0} \simeq Q_{vm} \simeq Q_v/2, \quad Q_v = Q_{v0} + Q_{vm}, \tag{23}$$

$$\mu = \left[\frac{1}{2} c_{44}(c_{11} - c_{12})\right]^{1/2}, \tag{24}$$

где c_{11}, c_{12}, c_{44} — постоянные упругой жесткости, их значения взяты в [7];

$$Q_b^x = Q_b^{\mathrm{NaCl}} \frac{T_m^x}{T_m^{\mathrm{NaCl}}}, \quad Q_v^x = Q_v^{\mathrm{NaCl}} \frac{T_m^x}{T_m^{\mathrm{NaCl}}}, \tag{25}$$

где Q_v^{NaCl}, Q_b^{NaCl} — энергии активации диффузии по объему и границам блоков монокристалла NaCl соответственно. Численные значения взяты из [2]; Q_v^x, Q_b^x — энергии активации диффузии по объему и границам блоков остальных монокристаллов, для которых проведен расчет; T_m^{NaCl}, T_m^x — температура плавления NaCl и любого из рассмотренных кристаллов соответственно. Численные значения взяты из [7]; $D_{0v} \simeq 10^{-2}$ м^2/с по [2]; $\delta D_{0b} \simeq 10^{-9}$ м^3/с по [2]; $\Delta p = 10^4$ Па; $h = 10^{-2}$ м; $R = 5 \cdot 10^{-2}$ м; $d = 10^{-4}$м.

Результаты расчетов говорят о следующем: хорошо отожженные кристаллы обладают высокой временно́й стойкостью (колонки t_{11} и t_{21}); кристаллы, содержащие избыточные вакансии, имеют гораздо более низкую временну́ю стабильность (колонки t_{12} и t_{22}); наличие избыточных вакансий равносильно эксплуатации изделия при 600 вместо 300 К (ср. t_{11} и t'_{11}, а также t_{21} и t'_{21}); при наличии радиационного воздействия, обеспечивающего заметное превышение концентрации вакансий по сравнению с равновесной, временна́я стабильность изделия самая низкая (колонки t_{13} и t_{23} [8]).

Таким образом, при оценке временно́й стабильности оптической системы необходимо учитывать все перечисленные выше факторы, ибо неучет хотя бы одного из них может привести к существенным ошибкам.

Заключение

Проведенные оценки показывают, что временна́я стабильность оптической системы определяется внутренней хструктурой материала (размер блоков, толщина границ и др.) и внешними воздействиями (температура, радиационная обстановка и пр.); учет перечисленных выше факторов позволяет прогнозировать временну́ю стабильность оптической системы; подбор оптического материала для данных условий эксплуатации и его обработка (подготовка к эксплуатации) могут быть проведены на основе изложенных соображений.

Список литературы

[1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 202 с.

[2] *Фрост Г.Д., Эшби М.Ф.* Карты механизмов деформации. Челябинск: Металлургия, 1989. 328 с.

[3] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 730 с.

[4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 730 с.

[5] *Новиков Н.И., Розин К.М.* Кристаллография и дефекты кристаллической решетки. М.: Металлургия, 1990. 336 с.

[6] *Фридель Ж.* Дислокация. М.: Мир, 1967. 643 с.

[7] Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П.Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.

[8] *Бутвина Л.Н., Войцеховский В.В., Дианов Е.М., Прохоров А.М.* // Труды ИОФАН. Проблемы волоконной оптики. 1988. Т. 15. С. 18–33.

Институт физики металлов
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
4 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
11 марта 1992 г.