

07;12
©1992

ДИНАМИКА ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В НЕКОТОРЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ КОНТАКТНОМ ОДНОСТОРОННЕМ НАГРЕВЕ

*Л.К. Андрианова, И.И. Афанасьев,
А.А. Демиденко, А.А. Дунаев, В.В. Логинова*

Методом термофотоупругости в материалах различной физической природы (стекле К8, поликристаллическом селениде цинка ПО4, монокристаллах фторида лития и хлорида калия) изучены временные зависимости распределения напряжений по толщине стержней, находящихся в контакте с нагревателем, имеющим постоянную температуру 200°С. Установлена стадийность процесса нагрева стержней, включая релаксацию и остаточные напряжения. Представлены соответствующие эпюры.

В оптических материалах напряжения, возникающие под влиянием перепада температур, удобно изучать, применяя поляризационно-оптический метод (метод фотоупругости).

Принято считать, что величина и распределение термонапряжений слабо зависят от упругих свойств материала, особенно в условиях плоского напряженного состояния [1-6]. Это позволяет рассчитывать напряжения по распределению температуры [1,2,5,6] либо моделировать их, используя оптически чувствительные материалы и математические методы перехода от модели к натуре [3-5].

Объемные остаточные напряжения в цилиндрах и квадратных призмах с осями вдоль направления [001] из кристаллов фторида лития и хлорида калия, а также плоские остаточные напряжения в пластинках, параллельных плоскостям (001) и (101), из кристаллов фторидов лития и кальция исследованы методом фотоупругости [7-14].

Напряжения по толщине кремниевых пластинок, нагреваемых лазерным излучением, рассчитаны на основе распределения температуры [15]. Этим же способом изучено плоское и объемное напряженное состояние кристаллов лейкосапфира, ниобата и фторида лития для целей технологии [16].

В условиях одностороннего лучевого нагрева в гелиоустановке определена термостойкость многих оптических материалов, но не приведены величины разрушающих напряжений [17].

Цель настоящей работы — описать динамику термонапряжений в толще образцов от момента их возникновения до образования остаточных

напряжений в зависимости от физической природы и структуры материалов.

Наиболее просто это достигается в условиях бокового контактного нагрева (КОН) прямоугольных стержней. При таком нагреве реализуется случай теплопроводности, когда оси теплового потока, идущего от нагревателя с температурой $T = \text{const}$ и термоградиента вдоль высоты образца, наводимого этим потоком, совпадают.

Согласно [3], деформации ε_{ij} и напряжения σ_{ij} в свободном нагреваемом материале определяются выражениями

$$\varepsilon_{ij} = \alpha \Delta T, \quad \varepsilon_{ij} = 0, \quad (1)$$

где α — коэффициент термического расширения, ΔT — разность температур;

$$\sigma_{11} = E [\varepsilon_{11} + \nu \varepsilon_{22} - (1 - \nu) \alpha \Delta T / (1 - \nu)], \quad (2)$$

$$\sigma_{22} = E [\varepsilon_{22} + \nu \varepsilon_{11} - (1 - \nu) \alpha \Delta T / (1 - \nu)], \quad (3)$$

$$\sigma_{12} = 0, \quad (4)$$

в которых E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона.

Из (2)–(4) следует, что $\sigma_{11} = \sigma_1$, $\sigma_{22} = \sigma_2$, а также

$$(\sigma_1 - \sigma_2) / (\sigma_1 + \sigma_2) = \nu(2 + \nu). \quad (5)$$

Соотношение (5) устанавливает зависимость плоского термонапряженного состояния от ν . Из (1)–(3) видно, что термические деформации могут быть причиной релаксации термонапряжений. Подставляя (1) в (2) и (3), можно видеть, что при полной реализации термодформаций напряжения $\sigma_{11} = \sigma_{22} = 0$. Комбинируя (5) с уравнением фотоупругости Вертгейма, получим рабочие формулы для исследования плоского напряженного состояния методом фотоупругости

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} (h, t) = \frac{\delta(h, t)}{B} \begin{pmatrix} 1 + \nu^{-1} \\ \nu^{-1} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где t — время, δ — оптическая разность хода, B — оптический брестеровский коэффициент напряжений.

Из (6) видно, что плоское напряженное состояние неудобно для изучения динамики термонапряжений, так как зависит от ν . Чтобы получать непосредственные результаты, следует использовать только напряженное состояние и основной закон фотоупругости с единственной константой B , что и было реализовано в работе.

При проведении экспериментов использовались образцы высотой $h = 15$, шириной $d = 30$ и длиной $l = 60$ мм, изготовленные из различных оптических материалов: стекла марки К8, поликристаллического селенида цинка марки П04, кристаллов фторида лития и хлорида калия, ориентированных по главным осям. Полированные поверхности образцов имели плоскость $N = 4$, местную ошибку $\Delta N = 0.5$ полосы и чистоту $p = V$. Материалы были тщательно отобраны по качеству: отсутствие свилей, заметных в поляриscope блоков, пузырей и включений; локальное двулучепреломление на зернах в П04 во внимание не принималось, так как материал давал хоршую картину полос.

Для реализации КОН образцы устанавливались на столик полярископа с диффузным источником света ($\lambda = 50$ нм). Температура столика $T = 200^\circ\text{C} = \text{const}$. Знак двулучепреломления определялся фазовой пластинкой $\lambda/4$ с известным наименованием осей.

В момент контакта и через определенные промежутки времени фотографировались картины полос интерференции при двулучепреломлении, по которым изучалась динамика напряжений. Максимальное время КОН 60 мин. После остывания образцов наблюдения за изменениями остаточных картин полос велось до 30 суток. Расчет напряжения растяжения-сжатия вдоль длины образца производился по формуле

$$\sigma_1(h, t) = \frac{\delta(h, t)}{B}. \quad (7)$$

Коэффициент B для К8 известен, для ПО4 был определен экспериментально [18], а для LiF и KCl был рассчитан на основе известных пьезооптических постоянных и показателя преломления. Допускалось, что изменения B в интервале $20\text{--}200^\circ\text{C}$ в исследованных материалах несущественны. Погрешность метода зависит от чувствительности материала и составляет $\approx 10\%$.

Процесс возникновения и развития термонапряжений можно рассматривать как квазидинамический. На рис. 1 качественно представлена схема динамики термонапряжений. Стадии *I* и *II* являются общими для всех исследованных материалов и различаются степенью симметрии относительно линии $h/2$. Стадия *III* является переходной и практически плохо выделяется для К8 и ПО4, но очень отчетливо характеризуется для LiF и KCl релаксационным пиком, уменьшающим напряжение на краю и смещающим отрицательный максимум внутрь образца. На стадии *IV*, являющейся стационарной, в К8 и ПО4 наблюдается определенное снижение напряжений, особенно заметное в последнем, а в LiF и KCl на этой стадии за счет релаксационных процессов стадии *III* происходит обращение знака эпюры. Формы эпюр на стадиях *V* и *VI* относятся к остаточным напряжениям, которые в К8 отсутствуют, а в ПО4 находятся на уровне чувствительности метода, причем форма эпюр принципиально не меняется. В LiF и KCl остаточные напряжения дают эпюру сложной формы, четырежды проходящую через нуль. В KCl такая эпюра является окончательной, а в LiF сохраняется 72 ч, после чего она начинает изменяться и через 720 ч приобретает конечную форму *VI*.

На рис. 2 приведены данные о динамике и величинах термических и остаточных напряжений $\sigma_1(h, t)$ в изученных материалах.

Эпюры стадии *I* в литературе не найдены, а эпюры стадии *II* в К8 и ПО4, именуемые тепловыми напряжениями [19], сходны с известными для металлов и строительных материалов. Эпюры стадии *II* в LiF и KCl резко отличны от известных. На стадии *I* форма эпюр "мгновенных" напряжений у всех исследованных материалов подобна и различается лишь численно. Основные различия наблюдаются на стадиях *II* и *III*. Эти различия предопределяют возникновение или отсутствие остаточных напряжений. Численные значения напряжений на стадии *III* в LiF и KCl определяют возможность эволюции остаточных напряжений после их образования в условиях постоянства температуры $T = 20^\circ\text{C}$.

Максимум напряжений сжатия на стадии *I* на нагреваемом крае имеет К8 (-400 кгс/см²), минимум — KCl (-30 кгс/см²). Начальное смещение этих максимумов от середины образца в сторону нагреваемого края в

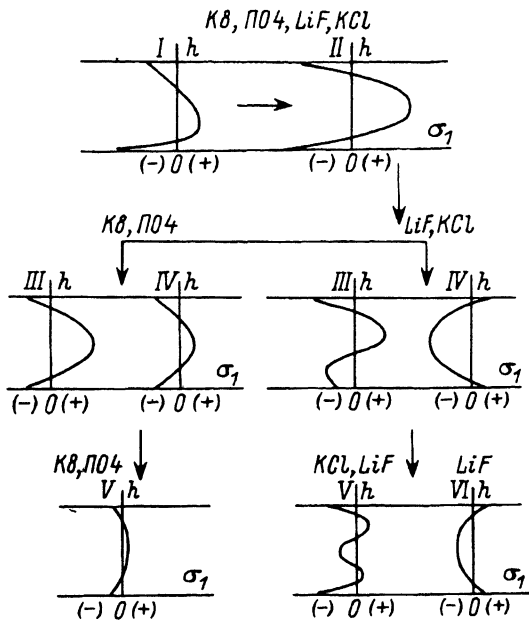


Рис. 1. Схема динамики термонапряжений $\sigma_1(h, t)$ при КОН и после охлаждения. $t_I=1-5$ с; $t_{II}=5-10$ с; $t_{III}=10$ с-10 мин; $t_{IV}=10-60$ мин; $t_V(K_8, PO_4, KCl)$ (полное охлаждение) — 720 ч, (LiF) — 72 ч; t_{VI} (LiF) = 72-720 ч.

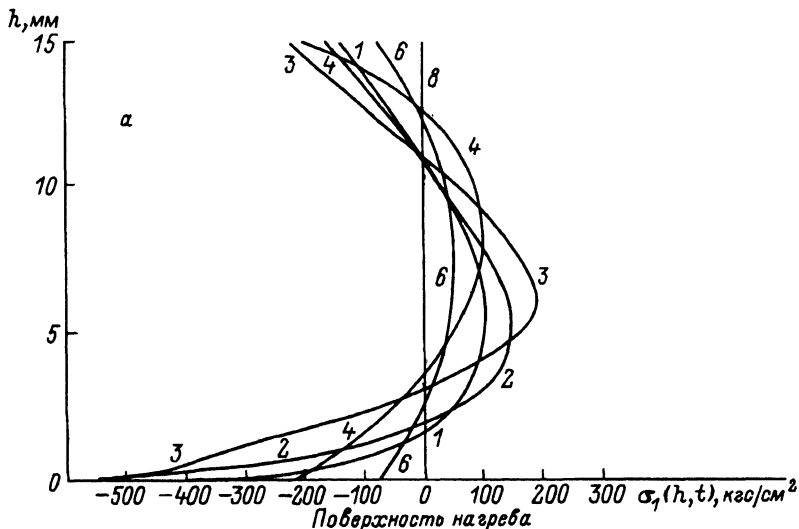


Рис. 2а.

ряду $K_8-PO_4-LiF-KCl$ составляет соответственно 32, 31, 34, 23%, а различие этих напряжений на нагреваемом и противоположном краях (асимметрия) — 35, 60, 5, 11%.

Из характера кривых рис. 1, 2 следует, что в начальные моменты КОН возникают изгибные напряжения. Оба края имеют напряжения сжатия, а середина — растяжения, которые можно рассматривать как сумму двух

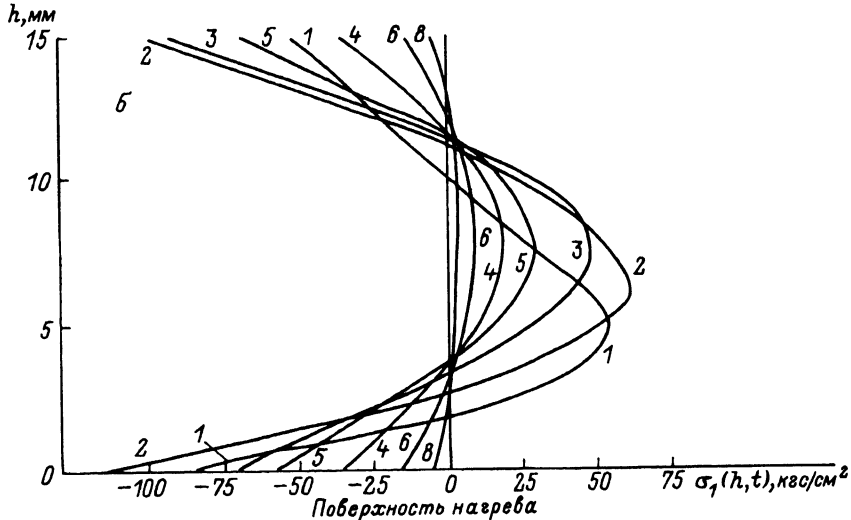


Рис. 2б.

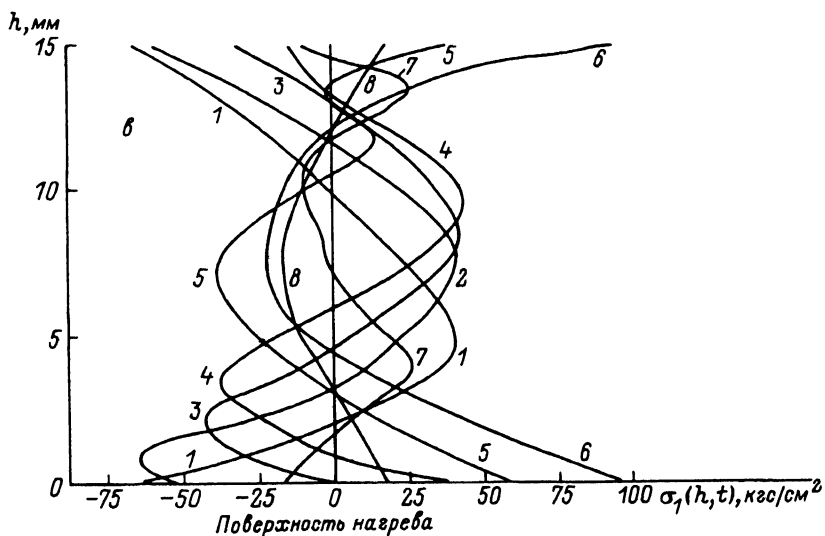


Рис. 2в.

напряжений изгиба противоположных краев. Нижний край приобретает напряжения изгиба за счет нагрева, а верхний — за счет их компенсации, что обеспечивает сохранение состояния равновесия и покоя всего образца в целом. В ПО4 стационарные напряжения весьма малы (рис. 2б), что указывает на малую величину $\partial T/\partial h$ в этом материале при КОП. Простая форма эпюр термонапряжений в К8 и ПО4 после их охлаждения исчезает, и остаточные напряжения практически отсутствуют (рис. 2а,б). В LiF и KCl переход от начальных термоупругих напряжений стадии II к стационарной стадии IV сопровождается интенсивной релаксацией краевого сжатия. В определенные моменты (рис. 2в,г) оба края полностью разгружаются, после чего идет рост напряжений противоположного зна-

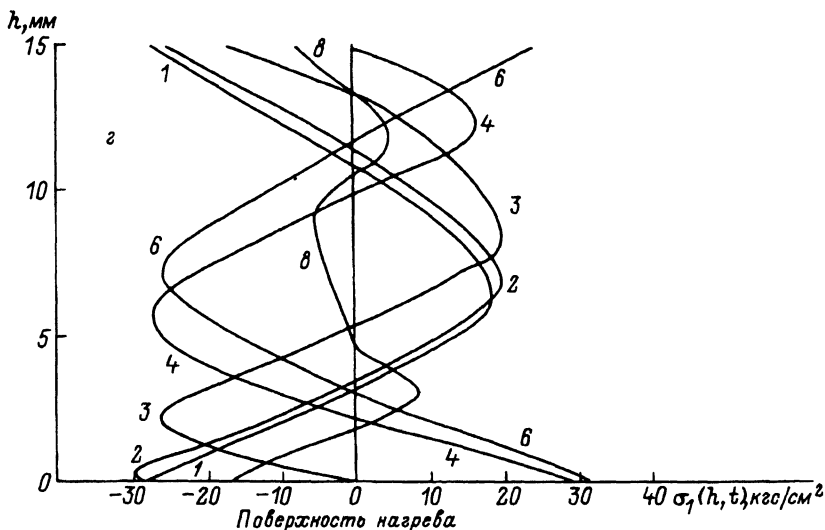


Рис. 2г. Эпюры термонапряжений $\sigma_1(h, t)$.

a — К8, b — ПО4, ε — LiF, z — KCl; 1 — 1 с, 2 — 10 с, 3 — 30 с, 4 — 2 мин, 5 — 3 мин, 6 — 10–60 мин, 7 — 72 ч, 8 — 720 ч.

ка (растяжения). Особенность LiF состоит в том, что обратные (стационарные) напряжения на нагреваемом краю вдвое больше начальных термоупругих стадий II. В KCl эти напряжения точно равны друг другу. В результате в обоих материалах образуются остаточные напряжения, обусловленные замороженными деформациями. Их знаки на краях совпадают со знаками стационарных термонапряжений, что в соответствии с формулами (2) и (3) дает основание считать причиной релаксации термические деформации. Релаксация напряжений в исследованных материалах не сопровождается пластической деформацией, так как линии скольжения, хорошо заметные в полярископе, не наблюдались. Решающая роль термической деформации в процессах релаксации напряжений отмечалась ранее [20]. В LiF и KCl на участие термической деформации в процессах релаксации указывает то, что величина коэффициентов линейного термического расширения в них в 5 раз выше, чем в К8 и ПО4, а температуропроводность имеет близкие значения. При выравнивании температуры в условиях нагрева термодформации в состоянии не только компенсировать мгновенные термонапряжения, но и изменять знак эпюры на противоположный. Однако при больших величинах напряжений и малой величине термодформаций в К8 и ПО4 знаки эпюр не меняются, а выравнивание температуры уменьшает термоупругие напряжения, которые благодаря своей существенно упругой природе полностью снимаются при охлаждении. В LiF и KCl остаточные напряжения связаны с замороженными термодформациями, на что указывают одинаковые знаки стационарных и остаточных напряжений на краях образцов.

Из полученных результатов видна роль кристаллической структуры при образовании остаточных напряжений, которые можно рассматривать как механическую память. Сходство в поведении аморфного К8 и поликристаллического ZnSe заключается в их чисто упругом поведении, поскольку в условиях наших экспериментов термонапряжения не приводят к трансформации их структуры. В LiF и KCl сложный характер дина-

мики термонапряжений зависит от тепловых деформаций, которые через вторичные упругие взаимодействия могут создавать некоторые структурные трансформации и наблюдающуюся анизотропию в распределении остаточных напряжений [13,14].

Длительные наблюдения за остаточными напряжениями обнаруживают зависимость их эволюции от вещества. Так, в LiF через 30 суток при $T = 20^\circ\text{C} = \text{const}$ складки эпюры остаточных напряжений самопроизвольно исчезают, и она приобретает форму стационарных напряжений стадии IV (рис. 1,2в). В KCl (рис. 2г) такие явления не наблюдались. Эволюция эпюры остаточных напряжений в LiF может быть обусловлена не которым дополнительным запасом внутренней энергии, полученным кристаллом при переходе в стационарное состояние, которое сопровождается удвоением величины напряжений обратного знака на краях образца (рис. 2в).

Наконец, необходимо отметить, что в наших экспериментах с нагреванием никогда не наблюдалось разрушений образцов. Это объясняется тем, что сжатие их краевых частей способствует упрочению материала и не соответствует результатам [17], где описано разрушение материалов при нагреве.

Заключение

Изучение фотоупругого поведения оптических материалов — стекла марки К8, поликристаллического селенида цинка марки ПО4, фторида лития и хлорида калия в условиях быстрого контактного одностороннего нагрева от 20 до 200°C позволило 1) обнаружить динамическое многообразие напряженных состояний, обусловленных природой исследованных материалов; 2) установить решающую роль термической деформации как главного фактора релаксации напряжений и образование остаточных напряжений вследствие замораживания термдеформации; 3) показать, что за время нагрева до 5 с форма эпюр термонапряжений подобна, а затем возникает различия по прошествии времени, необходимого для реализации релаксационных процессов, свойственных каждому конкретному веществу.

Список литературы

- [1] Мелан Э., Паркус Г. Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями. М.: Физматгиз, 1958. 167 с.
- [2] Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964. 17 с.
- [3] Метод фотоупругости / Под ред. Г.Л.Хесина. М.: Стройиздат, 1975. Т. 3. 312 с.
- [4] Александров А.Я., Азметаянов М.Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М.: Наука, 1973. 576 с.
- [5] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
- [6] Антонов П.И., Галактионов Е.В., Крымов В.М., Юфеев В.С. // Изв. Ан СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 7. С. 1419-1425.
- [7] Бросмен Э.И., Абен Х.К., Каплан М.С. // Физика и химия кристаллов. Харьков, 1977. С. 93-98.
- [8] Абен Х.К., Бросмен Э.И., Каплан М.С. // Получение и исследование монокристаллов. № 1. Харьков, 1978. С. 75-79.
- [9] Иозепсен Ю.И., Каплан М.С. // Получение и исследование оптических скнтилляционных материалов. № 12. Харьков, 1984. С. 19-23.
- [10] Каплан М.С., Тиман Б.Л., Фесенко В.М. // Выращивание, исследование и применение монокристаллов. № 15. Харьков, 1986. С. 22-27.

- [11] Афанасьев И.И., Андрианова Л.К., Грачева Т.В., Каплан М.С. // Монокристаллические материалы. № 11. Харьков, 1983. С. 12–17.
- [12] Каплан М.С., Тиман Б.Л., Фесенко В.М. // Тез.семинара “Интерференционно-оптические методы механики твердого деформируемого тела и механики горных пород”. Новосибирск, 1985. С 48–49.
- [13] Афанасьев И.И., Андрианова Л.К., Грачева Т.В., Зуева Г.П. //ОМП. 1986. № 4. С. 31–33.
- [14] Афанасьев И.И., Андрианова Л.К. // ОМП. 1989. № 3. С. 31–33.
- [15] Борисенко В.Е., Юдин С.Г. // Зарубежная электронная техника. 1989. № 1. С 67–82.
- [16] Вандакуров И.Ю., Галактионов Е.В. Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Л., 1981. 42 с.
- [17] Захаров П.А., Крылов Н.Н., Пушичкова В.К. //ОМП. 1982. № 3. С. 30–32.
- [18] Андрианова Л.К., Афанасьев И.И., Демиденко А.А. и др. // ОМП. 1990. № 10. С. 36–38.
- [19] Фридман Я.Б. Механические свойства металлов. М.: Оборонгиз, 1952. 555 с.
- [20] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат. 1975. С. 472.

Всероссийский научный центр
(ГОИ им.С.И.Вавилова)

Научно-исследовательский
и технологический
институт оптического
материаловедения
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
11 июня 1991 г.