

ИЗМЕРЕНИЕ УПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ МАТЕРИАЛА ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ КОМПЕНСАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

И. Н. Одинцев, В. П. Щепинов, В. В. Яковлев

Предлагается новая методика измерения коэффициента Пуассона и модуля Юнга материалов, основанная на применении голографической интерферометрии. В качестве расчетной модели используется антикластический изгиб тонкой полосы. В ходе эксперимента производится оптическая компенсация продольных и поперечных деформаций нагружаемого образца. Моменты компенсации фиксируются по визуализации характерных картин интерференционных полос на голографическом изображении образца, наблюдаемом в реальном масштабе времени. Постоянные упругости вычисляются по величинам компенсирующих нагрузок. Приводится анализ погрешностей результатов.

Визуализация методами оптической интерферометрии поля прогибов при антикластическом изгибе образца в виде плоской полосы дает возможность измерять технические константы упругости материала [1, 2]. Интерференционные полосы, представляющие собой геометрическое место точек равного прогиба, образуют семейство гипербол, угол между асимптотами к которым определяется величиной коэффициента Пуассона материала. Модуль Юнга может быть найден как отношение задаваемого напряжения к продольной деформации, линейно связанной с кривизной функции прогибов, определяемой экспериментально. Использование голографической интерферометрии, позволяющей изучать деформацию тел с диффузно-отражающей поверхностью, существенно расширяет область применения этого вида испытаний [3, 4]. Вместе с тем определенные затруднения вызывают измерения малых величин коэффициента Пуассона, когда малы углы между асимптотами к интерференционным полосам.

В настоящей работе предлагается голографический интерференционный метод, основанный на эффекте оптической компенсации вклада в интерференционную картину поочередно продольной и поперечной деформаций образца и расширяющий диапазон измерения коэффициента Пуассона с достаточной в технических приложениях точностью.

Образец представляет собой тонкую удлиненную прямоугольную пластину постоянной толщины, заземленную вдоль одного короткого ребра и нагружаемую по противоположному ребру распределенной моментной нагрузкой суммарной величины Pl (рис. 1). В таких условиях пластина испытывает деформацию чистого изгиба, а поле прогибов имеет вид [5]

$$W(X, Y) = \frac{Pl}{EJ \cdot 2} (X - X_0)^2 - \frac{\mu Pl}{EJ \cdot 2} Y^2, \quad (1)$$

где E , μ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона; J — статический момент инерции поперечного сечения; X_0 определяется граничными условиями жесткого заземления образца.

Для измерения постоянных упругости материала применяется голографическая интерферометрия в реальном масштабе времени. Оптическая схема экспериментальной установки показана на рис. 1. После регистрации голограммы ненагруженного образца плоскопараллельная пластинка 2 удаляется из схемы. Разность оптических длин пучков (РОДП) света, вызываемая удалением пла-

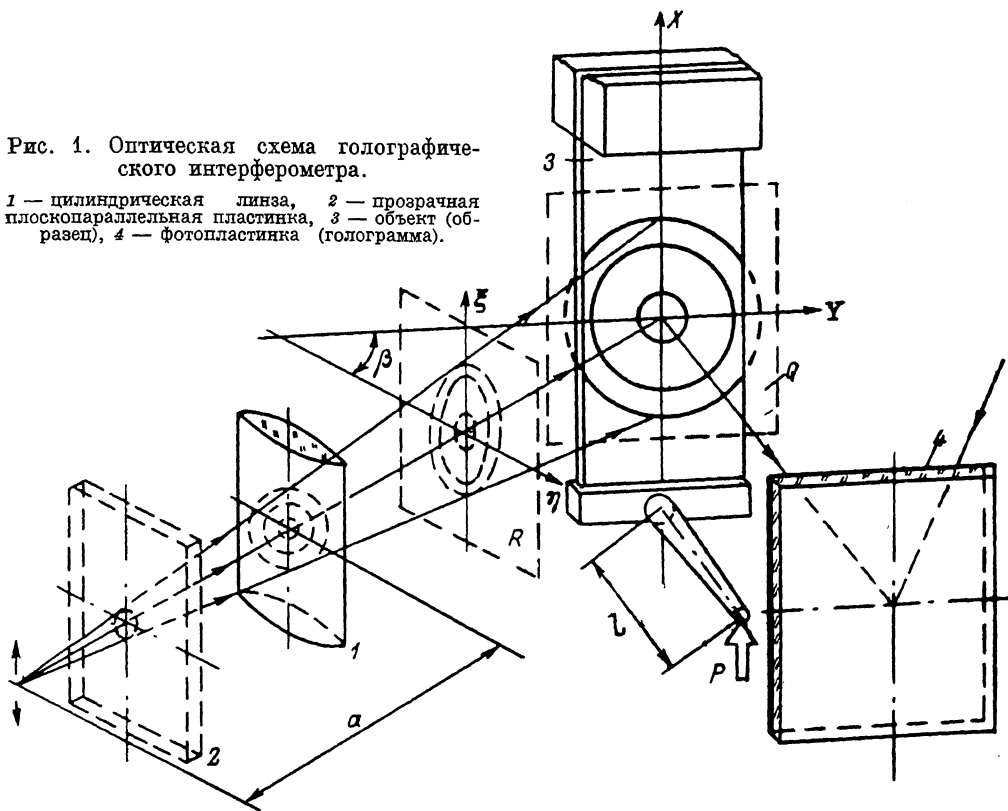
стинки $\delta_{\text{онт}}$, определяется в основном различием показателей преломления материала пластинки n и окружающей среды (воздуха) n_0

$$\delta_{\text{онт}} \approx \alpha^2 \frac{h}{2} \frac{nn_0 - n_0^2}{n} + h(n - n_0), \quad (2)$$

где α — малый угол между направлением пучка света, падающего на плоскопараллельную пластинку, и центральной осью освещения; h — толщина пла-

Рис. 1. Оптическая схема голографического интерферометра.

1 — цилиндрическая линза, 2 — прозрачная плоскопараллельная пластинка, 3 — объект (образец), 4 — фотопластинка (голограмма).



стинки. Направления, для которых $\delta_{\text{онт}} = \text{const}$, образуют соосные световые конусы. Нетрудно установить, что в пересечении этих конусов с некоторой плоскостью R , ортогональной центральной оси, образуются эллипсы вида

$$\delta_{\text{онт}} = \text{const} \approx \frac{h}{2} \frac{nn_0 - n_0^2}{n} \left[\frac{\xi^2}{S^2} + \frac{\eta^2 f^2}{(Sf - Sa + a^2)^2} \right] + h(n - n_0), \quad (3)$$

где f — фокусное расстояние цилиндрической линзы I ; S — расстояние от источника световых сферических волн до плоскости R . Линии пересечения световых конусов с плоскостью образца Q , расположенной под некоторым небольшим углом β к центральной оси освещения, представляют собой эллипсы, центры которых несколько смещены относительно начала координат OXY , расположенного в центре образца, в положительную сторону оси Y . Величина смещения D зависит от угла раскрытия соответствующего конуса в горизонтальном направлении γ

$$D(\gamma) \approx \gamma^2 \frac{(Tf - Ta + a^2)}{(f - a)} \frac{\sin \beta}{\cos^2 \beta}, \quad (4)$$

где T — расстояние от источника сферических волн до образца. Для широкого диапазона входящих в выражение (4) величин и имеющих место в реальном эксперименте величина смещения D пренебрежимо мала, а распределение РОДП на плоскости Q имеет вид

$$\delta_{\text{онт}} \approx \frac{h}{2} \frac{nn_0 - n_0^2}{n} \left[\frac{X^2}{T^2} + \frac{Y^2 \rho^2 \cos^2 \beta}{(Tf - Ta + a^2)^2} \right] + h(n - n_0) = A_1 X^2 + A_2 Y^2 + B. \quad (5)$$

Линии, на которых

$$\delta_{\text{опт}} = (2N - 1) \frac{\lambda}{2}, \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (6)$$

где λ — длина волны излучения (для He—Ne лазера $\lambda = 0.6328$ мкм), образуют эллипсы, наблюдаемые на интерферограмме (рис. 2, а).

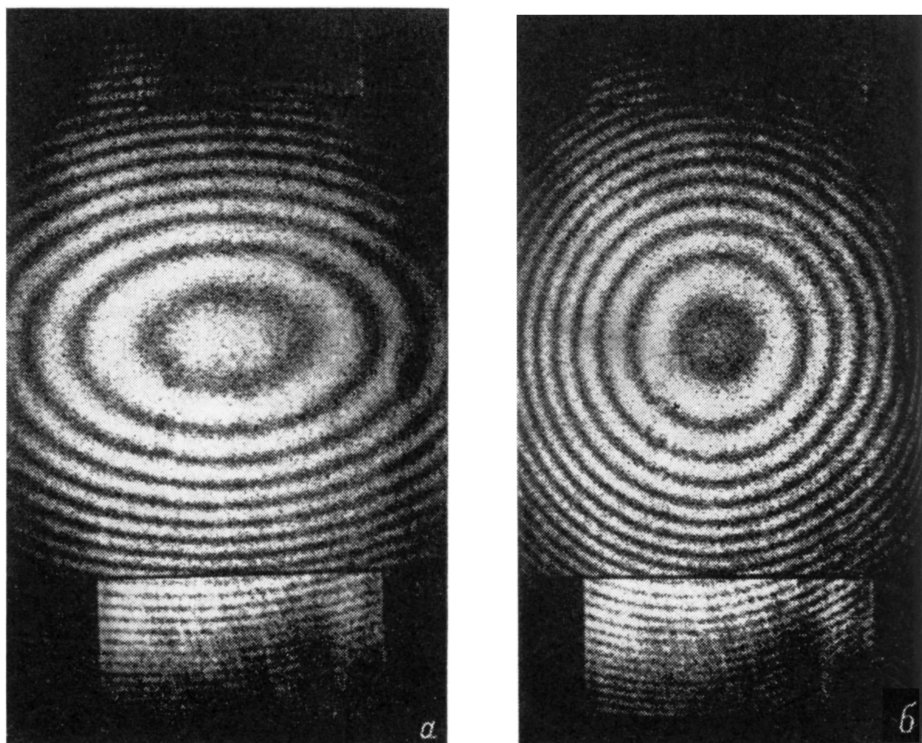


Рис. 2. Исходные картины интерференционных полос, наблюдаемые на экране, расположенном непосредственно перед образцом.

Для голографического интерферометра, удовлетворяющего условию

$$a^2 - Ta + Tf(1 - \cos \beta) = 0, \quad (7)$$

интерференционные линии на интерферограмме определяются выражением

$$\delta_{\text{опт}} \simeq \frac{h}{2} \frac{nn_0 - n_0^2}{n} \left[\frac{X^2}{T^2} + \frac{Y^2}{T^2} \right] + h(n - n_0) = A(X^2 + Y^2) + B = (2N - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

и представляют собой окружности (рис. 2, б). Параметры A_1 и A_2 в выражении (5) или A в выражении (8) определяются путем аппроксимации целочисленных функций порядков полос $N(X, 0)$ и $N(0, Y)$ или $N(r)$, определяемых экспериментально по интерферограммам, полиномами второй степени и оценкой коэффициентов при соответствующих квадратичных членах.

Голографический интерферометр (рис. 1) с фиксированными положениями всех его элементов, настроенный на образование заданного распределения $\delta_{\text{опт}}$, является прибором для измерения технических констант упругости, а величина A (или A_1 и A_2) — параметром этого прибора.

В силу малости телесных углов освещения и наблюдения (наблюдение осуществляется по нормали к поверхности объекта) РОДП, вызываемая деформацией образца, имеет вид

$$\delta_{\text{изг}} = W(X, Y)(1 + \cos \beta) = P[C(X^2 - \mu Y^2) + L(x)], \quad (9)$$

$$C = l(1 + \cos \beta)/EJ \cdot 2,$$

$L(X)$ — линейная функция. Общая РОДП от обоих факторов (удаление плоскопараллельной пластинки и деформация образца) определяется суммированием

$$\delta = \delta_{\text{опт}} + \delta_{\text{изг}} \simeq X^2(A + PC) + Y^2(A - P\mu C) + L(X)P + B. \quad (10)$$

Составляющая $L(X)P$ может быть скомпенсирована смещением источника освещения вдоль оси X . Практически источник перемещается до получения

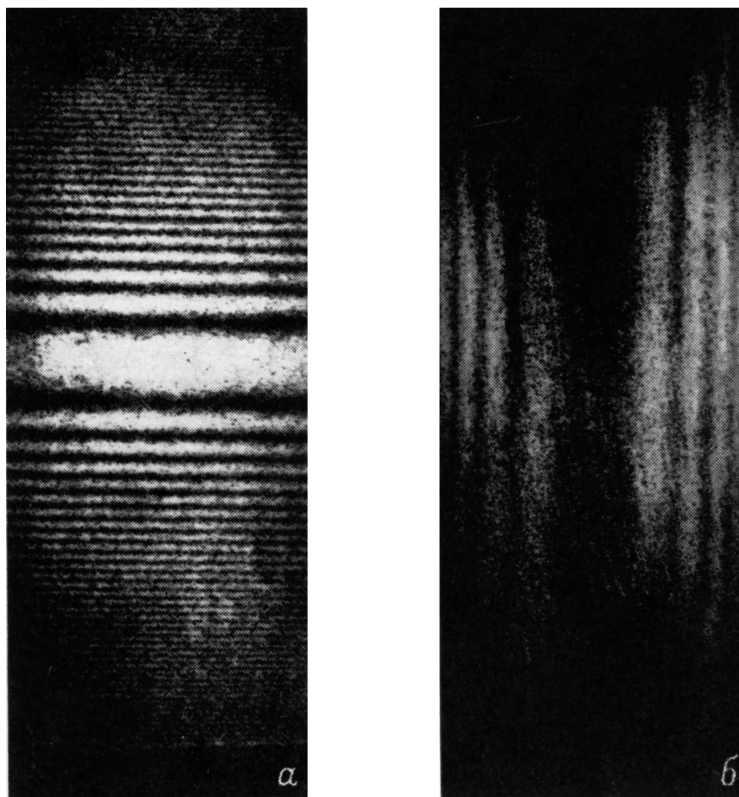


Рис. 3. Картины интерференционных полос на образце в моменты компенсации.

симметричной относительно оси Y картины полос, наблюдаемой в реальном масштабе времени. В этом случае

$$B_1 = B + PX_0^2C, \\ \delta \simeq X^2(A + PC) + Y^2(A - P\mu C) + B_1 = (2N - 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (11)$$

Из уравнения (11) видно, что при увеличении $P > 0$ исходные окружности на интерферограмме постепенно трансформируются в эллипсы, вытянутые вдоль оси Y , а при достижении нагрузки $P = P_1 = A/\mu C$ интерференционные полосы имеют вид прямых, параллельных оси Y (рис. 3, а). Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к образованию семейства гипербол. При изменении знака нагрузки исходные окружности преобразуются в эллипсы, вытянутые вдоль оси X . Второй момент компенсации, наступающий при достижении нагрузки $P = P_2 = -A/C$, фиксируется по появлению системы интерференционных полос, параллельных оси X (рис. 3, б). Если $P < P_2$, наблюдается система гипербол.

Коэффициент Пуассона материала μ определяется отношением компенсирующих нагрузок

$$\mu = -P_2/P_1, \quad (12)$$

а модуль Юнга выражается через нагрузку P_2

$$E = -P_2 l (1 + \cos \beta) / J A \cdot 2. \quad (13)$$

Нетрудно также получить, что в общем случае, когда $A_1 \neq A_2$, исходная картина полос имеет вид семейства эллипсов

$$\mu = -\frac{P_2 A_2}{P_1 A_1}, \quad E = -\frac{P_2 l (1 + \cos \beta)}{J A_1 \cdot 2}. \quad (14)$$

Погрешности определения μ и E суммируются из ошибок измерения компенсирующих нагрузок, связанных в основном с неточностью фиксации моментов компенсации, и из погрешностей определения параметров A или A_1 и A_2 . На практике при использовании для определения μ соотношения (12) условие (7) удовлетворяется предварительной юстировкой голографического интерферометра до выполнения требования $A_1 \approx A_2$. Используя формулу (14), получаем для относительной погрешности

$$\delta \mu = \delta P_1 + \delta P_2 + \delta (A_2/A_1). \quad (15)$$

Член $\delta (A_2/A_1)$ обычно не превышает 2—3 %. С целью оценки величины погрешности δP_1 рассмотрим две соседние центральные квазипараллельные интерференционные полосы одного порядка (рис. 3, а). Выделим две базовые точки с координатами $(X_1, 0)$ и (X_2, L) на полосе, находящейся в положительном квадранте ($2L$ — база измерений). Будем считать, что полосы идентифицируются как параллельные, если

$$|X_1 - X_2| \leq \kappa, \quad (16)$$

где κ — некоторый полуэмпирический параметр. Величина $|X_1 - X_2|$ по сути представляет собой стрелу прогиба изогнутой интерференционной полосы. Из формулы (11) нетрудно получить следующую оценку:

$$\delta P_1 \leq \frac{\kappa (X_1 + X_2)}{L^2} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right). \quad (17)$$

Максимальная точность достигается в том случае, если рассматриваемые полосы соприкасаются, когда либо $X_1 = 0$, $X_2 \leq \kappa$, либо $X_1 \leq \kappa$, $X_2 = 0$, а оценка (17) приобретает вид

$$\delta P_1 \leq \frac{\kappa^2}{L^2} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right). \quad (18)$$

При неизменных значениях величин μ , L , A , κ смыкания полос можно добиться изменением члена B_1 в уравнении (11) путем внесения в освещающий пучок постоянного сдвига фаз. Для оценки δP_2 аналогично можно получить

$$\delta P_2 \leq \frac{\kappa^2}{L^2} (1 + \mu). \quad (18')$$

Как видно из уравнений (18), (18'), величина δP_2 мало зависит от μ , а основной вклад в погрешность измерения малых значений коэффициента Пуассона вносит ошибка в измерении компенсирующей нагрузки P_1 . Так, например, при $2L = 60$ мм ($2L$ — ширина образца), $\kappa \sim 2$ мм имеем: $\mu = 0.1$, $\delta P_1 \sim 5$ %; $\mu = 0.05$, $\delta P_1 \sim 10$ %; δP_2 в обоих случаях ~ 0.1 %. Погрешность определения модуля Юнга

$$\delta E = \delta P_2 + \delta A + \delta J + \delta l + \sin \beta \delta \beta \quad (19)$$

при достаточно точном измерении геометрических параметров образца и нагружающего устройства не превышает 2 %.

Следует отметить, что приведенные оценки погрешностей могут быть уменьшены за счет статистической обработки результатов ряда испытаний одного образца.

Выводы

Предложенная методика испытаний позволяет определять технические константы упругости материала в широком диапазоне и с достаточно высокой точностью практически без какой-либо математической обработки результатов голографического эксперимента. Представляется возможным использовать подход, изложенный в работе, основанный на оптической компенсации РОДП, вызываемой деформированием объекта, для широкого класса механических и физических испытаний.

Литература

- [1] *Sinha N. K. J. Mater. Sci.*, 1977, v. 12, p. 557—562.
- [2] *Forster C. G. Exp. Mech.*, 1976, v. 16, N 8, p. 311—315.
- [3] *Yamaguchi I., Saito H. Jap. J. Appl. Phys.*, 1969, v. 8, N 6, p. 768—771.
- [4] *Индисов В. О., Осинцев А. В., Щепинов В. П., Яковлев В. В.* В кн.: Исследование прочности материалов и конструкций атомной техники. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 51—55.
- [5] *Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С.* Пластинки и оболочки. М.: Наука, 1966. 635 с.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
22 сентября 1986 г.