

ПРОЦЕСС АКТИВАЦИИ ФОТОХРОМНОГО СТЕКЛА КАК ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ЭТАП ДЛЯ ЗАПИСИ ТРЕХМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ

Ю. В. Ащеулов и В. И. Сузанов

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование распределения коэффициента поглощения по глубине фотохромного стекла в процессе активации. Показано, что при записи голограмм с использованием процесса обесцвечивания наиболее рационально производить предварительную активацию образца с использованием такого излучения, максимальная спектральная яркость которого приходится на край полосы поглощения неактивированного фотохромного стекла.

Практическое применение трехмерных голограмм, а также научные исследования в этой области в значительной мере затруднены крайне ограниченным выбором светочувствительных сред для регистрации таких голограмм. В связи с этим в последнее время проводятся интенсивные исследования новых светочувствительных материалов, таких как кристаллы и фотохромные стекла [1-5]. Эти материалы обладают рядом существенных достоинств. Они не требуют химической обработки после экспонирования, что может быть использовано при создании оперативных систем памяти. Эти среды в отличие от фотопластинок не подвержены усадке, которая приводит к появлению дефектов в реконструированном изображении [6, 7]. Кроме того, фотохромные стекла обладают достаточно высокой разрешающей способностью, которая составляет не менее 2100 лин./мм [8]. Как известно [9], под действием коротковолнового излучения (300 ÷ 500 нм) в спектре поглощения фотохромного стекла появляется дополнительная полоса поглощения — происходит процесс активации стекла. Действие длинноволнового излучения (530 ÷ 630 нм) вызывает исчезновение этой добавочной полосы поглощения — стекло обесцвечивается. Поэтому запись голограмм можно осуществлять либо с помощью аргонового лазера ($\lambda = 4880 \text{ \AA}$), используя процесс активации, либо в красной области спектра ($\lambda = 6328$ и 6943 \AA), производя оптическое обесцвечивание предварительно активированного стекла. Таким образом, процесс активации имеет существенное значение при записи голограмм. При этом существенный интерес представляет не средняя оптическая плотность стекла D , а изменение его коэффициента поглощения во времени и по глубине образца, так как именно этот параметр определяет свойства зарегистрированной трехмерной голограммы [10, 11].

Рассмотрим процесс активации фотохромного стекла. Пусть на образец, в единице объема которого содержится N центров, способных к активации, падает активирующее излучение интенсивностью I . Под действием этого излучения светочувствительные центры могут в единичный промежуток времени с вероятностью W_a перейти в активированное состояние. Одновременно в результате термического обесцвечивания каждый активированный центр с вероятностью W_0 может вернуться в исходное состояние. Предположим, что число переходов в активированное состояние пропорционально интенсивности падающего излучения и числу неактивированных центров n_0 , а число переходов в исходное состояние — числу

активированных центров n_a . Тогда изменение числа dn_a активированных центров за время dt может быть описано формулой

$$dn_a = [W_a I \alpha (N - n_a) - W_0 n_a] dt, \quad (1)$$

где α — коэффициент пропорциональности.

Произведя интегрирование выражения (1) в предположении, что в начальный момент времени стекло было полностью обесцвечено, получим

$$n_a(t) = \frac{W_a I N \alpha}{W_a I \alpha + W_0} [1 - e^{-(W_a I \alpha + W_0)t}]. \quad (2)$$

Переход центров в активированное состояние вызывает появление дополнительной полосы поглощения в длинноволновой области. Найдем коэффициент поглощения k в этой полосе поглощения, предполагая при этом, что в коротковолновой области спектра коэффициент поглощения k_a при активации не меняется. Выделим в образце стекла слой единичной площади толщиной dx . Предположим, что ослабление света при прохождении через этот слой пропорционально числу активированных центров

$$dI = -I B n_a dx, \quad (3)$$

с другой стороны,

$$dI = -k I dx, \quad (4)$$

сопоставляя (3) и (4), получим

$$k(x) = B n_a(x). \quad (5)$$

Подставляя (2) в (5) и учитывая при этом, что распределение интенсивности активирующего излучения по толщине образца определяется законом Бугера, окончательно получим

$$k(x, t) = \frac{B N W_a I_0 \alpha e^{-k_a x}}{W_a I_0 \alpha e^{-k_a x} + W_0} [1 - e^{-(\alpha I_0 W_a e^{-k_a x} + W_0)t}]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что в случае фотохромных стекол не выполняется закон взаимозаместимости, согласно которому фотографическая степень почернения зависит только от общего количества энергии, поступающей на поверхность светочувствительного материала, т. е. произведения $I_0 t$, и не зависит от величины каждого сомножителя. Отклонение от закона взаимозаместимости объясняется наличием самопроизвольного обесцвечивания. В самом деле, при отсутствии обесцвечивания ($W_0 = 0$) выражение (6) преобразуется к виду

$$k(x, t) = B N (1 - e^{-\alpha I_0 t W_a e^{-k_a x}}), \quad (7)$$

откуда следует, что значение коэффициента поглощения определяется произведением $I_0 t$.

При больших временах действия активирующего излучения, как следует из выражения (6), коэффициент поглощения в заданном сечении достигает максимального значения, которое определяется интенсивностью активирующего излучения, параметрами стекла (B , N , W_a , W_0) и расстоянием от поверхности образца. Таким образом, следует ожидать, что даже при больших экспозициях фотохромное стекло будет неравномерно активировано по глубине.

Для экспериментальной проверки полученных соотношений нами было исследовано распределение коэффициента поглощения по глубине стекла при различной мощности активирующего излучения и различных временах экспонирования. Измерения проводились в свете He—Ne лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) с помощью стопки тонких стекол по схеме, описанной в работе [12]. Образцы освещались излучением ртутной лампы, прошедшим через фильтр УФС-6. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 1, 2. При малых мощностях активирующего излучения (рис. 2) стекло даже при больших временах экспонирования активируется крайне

неравномерно и зона активации не превышает 2 мм. При больших мощностях излучения (рис. 1) происходит постепенное выравнивание коэффициента поглощения по глубине стекла, и при значительных временах действия излучения образец практически равномерно активирован по всему объему. На рис. 1 штриховыми линиями изображено распределение коэффициента поглощения по глубине образца, вычисленное по формуле (6). Некоторое отклонение расчетных данных от экспериментальных объясняется, по-видимому, неоднородностями образцов. Поэтому истинные значения параметров B , N , W_a , W_0 различны для разных сечений стопки и отличаются от усредненных значений этих параметров, использованных при расчете. Величины B , N , W_a , W_0 определялись, исходя из следующих соображений. Как следует из выражения (6), натуральный логарифм разности максимально достижимого значения коэффициента поглощения и значения $k(x, t)$ в данный момент времени должен линейно зависеть от времени.

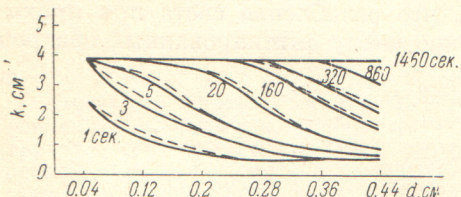


Рис. 1. Распределение коэффициента поглощения по глубине фотохромного стекла при больших мощностях активирующего излучения.

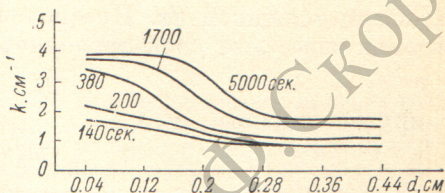


Рис. 2. Распределение коэффициента поглощения по глубине фотохромного стекла при малых мощностях активирующего излучения.

На рис. 3 представлены такие зависимости, построенные для различных сечений образца на основе экспериментальных данных. Тангенс угла наклона этих прямых к оси абсцисс определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = \alpha W_a I_0 e^{-k_a x} + W_0. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что, зная значения $\operatorname{tg} \varphi$ для различных x , мы можем определить все неизвестные параметры.

Интегрируя (6) по толщине стекла, можно получить выражение для оптической плотности образца толщиной d

$$D = 0.434 \int_0^d k dx = \frac{0.434BN}{k_a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n t^n [(\alpha W_a I_0 + W_0)^n - (\alpha W_a I_0 e^{-k_a d})^n]}{nn!}. \quad (9)$$

Анализ выражения (9) затруднителен, поэтому рассмотрим предельные случаи больших и малых времен активации. Когда время экспонирования мало, можно ограничиться первым членом суммы выражения (9). В этом случае

$$D = \frac{0.434BN\alpha I_0 t}{k_a} [1 - e^{-k_a d}], \quad (10)$$

откуда видно, что при малых t для фотохромного стекла выполняется закон взаимозаменяемости и зависимость оптической плотности от времени линейна. Если время активации велико, то при интегрировании выражения (6) можно пренебречь экспоненциальным членом, в показателе степени которого входит переменная t . Тогда

$$D = \frac{M}{k_a} \ln \frac{\alpha I_0 W_a + W_0}{\alpha I_0 W_a e^{-k_a d} + W_0}. \quad (11)$$

Таким образом, максимальная плотность стекла при заданной интенсивности активирующего излучения тем больше, чем меньше коэффициент поглощения в коротковолновой области. В этом случае активирующее излучение меньше ослабляется по мере прохождения в глубь образца. Поэтому стекло активируется более равномерно и на большую глубину

и оптическая плотность образца возрастает. При увеличении интенсивности I_0 активирующего излучения максимальная оптическая плотность растет по логарифмическому закону. Поэтому одно и то же изменение I_0 при малых интенсивностях вызовет большее изменение оптической плотности, чем при больших значениях I_0 . Однако оптическая плотность образца стекла не будет возрастать беспредельно при увеличении интенсивности активирующего излучения.

В самом деле

$$\lim_{I_0 \rightarrow \infty} D = Md,$$

т. е. пропорционален толщине образца.

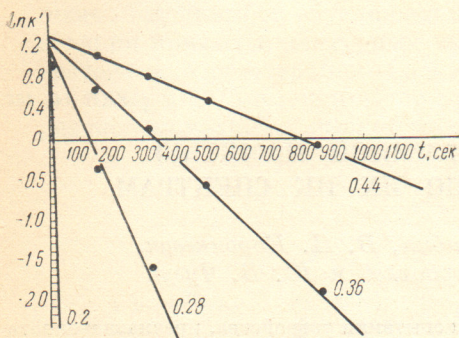


Рис. 3. Зависимость логарифма разности максимально достижимого значения коэффициента поглощения и значения $k(x, t)$ от времени.

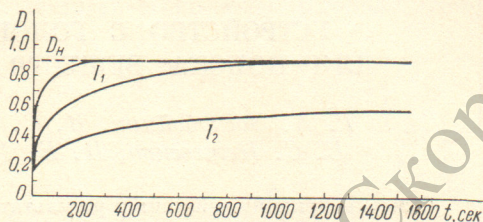


Рис. 4. Зависимость оптической плотности образца от времени активации при различных мощностях активирующего излучения.

При больших интенсивностях активирующего излучения стекло равномерно активируется по всей глубине и дальнейшего возрастания оптической плотности не происходит. Таким образом, достижение такого уровня «насыщения» D_n может служить признаком равномерной активации образца по его глубине.

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости изменения оптической плотности образца толщиной 5 мм от времени экспонирования. При этом интенсивность излучения I_1 такая же, как и при снятии зависимостей, приведенных на рис. 1, а I_2 соответствует интенсивности излучения для семейства кривых рис. 2. Сопоставление рис. 1 и рис. 4 убеждает в том, что уровень «насыщения» D_n действительно достигается при равномерной активации образца по глубине.

Таким образом, при записи голограмм с использованием процесса обесцвечивания наиболее рационально производить предварительную активацию образца с использованием такого излучения, максимальная спектральная яркость которого приходится на край полосы поглощения неактивированного фотохромного стекла. Если при этом мощность источника излучения достаточно велика, то можно произвести равномерную активацию образца на значительную глубину.

Литература

- [1] G. Jackson. *Optica acta*, 16, 1, 1969.
- [2] R. Mezrich. *Ind. Res.*, 11, № 11, 1969.
- [3] D. P. Bosomworth, H. J. Gerritsen. *Appl. Opt.*, 7, 95, 1968.
- [4] F. S. Chen, J. T. La Macchia, D. B. Frazer. *Appl. Phys. Lett.*, 13, 23, 1968.
- [5] К. А. Гарибашвили, В. В. Мумладзе, О. А. Чихлидзе. *ПТЭ*, 190, 1968.
- [6] D. H. R. Vilkimeson, D. Bostwick. *Appl. Opt.*, 6, 1270, 1967.
- [7] N. Nishida. *Appl. Opt.*, 9, 238, 1970.
- [8] А. В. Айрапетянц, Г. А. Кротков, В. Н. Милючихин, В. А. Петрусевич. *Опт. мех. промышл.*, № 10, 75, 1969.
- [9] G. K. Megla. *Appl. Opt.*, 5, 945, 1966.
- [10] H. Kogelnik. *Micro Waves*, 6, 68, 1967.
- [11] H. Kiemle. *Frequenz*, 22, 206, 1968.
- [12] В. И. Суханов, Д. Н. Ситник, И. В. Туниманова, В. А. Цехомский. *Матер. к семинару: «Голография и ее использование в оптике»*, ч. I, Л., 1970.

Поступило в Редакцию 15 июня 1970 г.