

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Чибисов. О топографических превращениях в фотохимическом процессе.— «Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр.», 1968, т. 13, вып. 5, с. 368—380.
2. Э. О. Нейл. Введение в статистическую оптику. М., «Мир», 1966.
3. Ю. И. Гороховский, В. П. Баранова. Свойства черно-белых фотографических пленок. (Сенситометрический справочник.) М., ГИФМЛ, 1970.

Поступила в редакцию 9 марта 1976 г.

УДК 666.266

А. А. АНИКИН, В. К. МАЛИНОВСКИЙ

(Новосибирск)

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ КРИВЫХ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Существует обширный класс материалов, изменение оптических свойств которых в некотором объеме под действием света определяется количеством квантов, поглощенных в данном объеме, и не зависит от освещенности соседних участков. В работе [1] предложено описывать такие материалы с помощью характеристических кривых (ХК)  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$  ( $\kappa$  и  $n$  — коэффициенты поглощения и преломления,  $E$  — экспозиция). В характеристических кривых заложена вся информация о голографических характеристиках материала, обычно получаемая с помощью многочисленных экспериментов. Чтобы ее извлечь, необходимо проделать следующие операции:

- а) используя характеристические кривые, найти распределения  $n$  и  $\kappa$ , возникающие в образце при заданных условиях записи;
- б) рассчитать дифракцию восстанавливающей волны на этих вариациях  $n$  и  $\kappa$ .

Варьируя соответствующие параметры, можно определить поведение дифракционной эффективности при изменении толщины образца, условий записи, динамического диапазона материала и т. д.

Возможности такого подхода иллюстрируются ниже на примере фотохромных стекол, изменяющих под действием света как пропускание, так и преломление.

Согласно Когельнику [2], для объемной амплитудно-фазовой решетки

$$\eta = \exp(-2\kappa d / \cos \theta) (\text{sh}^2(\Delta\kappa d / 2 \cos \theta) + \sin^2(\pi \Delta n d / \lambda \cos \theta)).$$

Здесь  $\eta$  — дифракционная эффективность;  $d$  — толщина образца;  $\lambda$  — длина волны света;  $\kappa$  — среднее значение коэффициента поглощения;  $\Delta\kappa$  — величина модуляции коэффициента поглощения и  $\Delta n$  — коэффициент преломления;  $\theta$  — угол в среде между вектором восстанавливающей волны и плоскостью решетки.

Множитель перед скобками равен коэффициенту пропускания решетки, первое слагаемое в скобках соответствует амплитудной составляющей  $\eta$ , второе — фазовой. Максимальное значение  $\eta$  для образца ФХС толщиной 5 мм лежит в пределах 1—2% и в 1,5—2 раза превышает расчетные значения, полученные по величине изменения пропускания. Это свидетельствует о том, что вклад фазовых изменений в  $\eta$  существен и им нельзя пренебречь. Он соответствует  $\Delta n d \sim \lambda/20$ .

Для уверенного построения характеристической кривой  $\Delta n(E)$  точность измерения  $\Delta n$  должна быть на 1—2 порядка выше. Обычными интерферометрическими методами эту задачу решить трудно. Нами использовался способ определения зависимости  $\Delta n(E)$ , который можно назвать голографическим или дифракционным.

Согласно (1), дифракционная эффективность — сумма амплитудной и фазовой составляющих  $\eta = \eta_a + \eta_\phi$ . Если из экспериментального значения  $\eta$  вычесть полученную в результате расчета амплитудную составляющую  $\eta_a$ , то разница будет соответствовать фазовой составляющей дифракции  $\eta_\phi$ . Отсюда можно перейти к значению  $\Delta n$ .

Простейшие оценки показывают, что этот метод имеет высокую чувствительность. Например, величине  $\eta \sim 10^{-6}$ , легко регистрируемой экспериментально, согласно формуле Когельника для фазовой решетки, соответствует набег фазы  $\sim 10^{-3}$   $\lambda$ . При толщине образца 5 мм и  $\lambda = 0,51 \cdot 10^{-4}$  см изменения коэффициента преломления составят  $\sim 10^{-7}$ .

Значения  $\Delta n$  при таком способе получаются косвенным путем, и необходимо установить, в каких условиях его применение является корректным.

Основной критерий, определяющий возможность применения метода, — соответствие реального распределения  $n$  и  $\kappa$  в решетке математической модели, положенной в основу расчета. Когельник решал задачу дифракции для синусоидальной и однородной по толщине решетки. Очевидно, что при записи решетки на фотохромном материале оба эти предположения будут выполняться лишь в начале записи и при условии малого начального поглощения. Дальнейшая запись приведет к искажениям решетки из-за нелинейной зависимости  $\Delta n(E)$  и  $\Delta \kappa(E)$ ; вследствие поглощения решетка будет существенно неоднородной по толщине. Формулы Когельника для такой решетки могут быть использованы лишь для получения оценок.

В работе [1] предложен способ записи голограмм для материалов с характеристическими кривыми, который дает синусоидальную решетку во всем динамическом диапазоне материала.

Голограмма записывается следующим образом.

Сначала двумя интерферирующими пучками равных интенсивностей материал экспонируется некоторое время ( $10^{-2}$ — $10^{-3}$  от времени записи обычной голограммы), затем один из пучков закрывается и засветка образца продолжается. Во время засветки измеряются  $\eta$  и  $T$ .

При таком способе записи экспозиция в каждой плоскости образца складывается из синусоидальной модуляции, которую можно считать неизменной\* и увеличивающейся при засветке постоянной составляющей. Параметры решетки в каждый момент времени определяются величиной модуляции экспозиции и наклоном характеристических кривых в соответствующей точке. Очевидно, что при достаточно малом размахе модуляции решетка будет синусоидальной. Это позволяет использовать в расчетах формулы, полученные для синусоидальных решеток.

**Эксперимент.** Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Луч лазера 1 делится светоделителем 2 на два равных по интенсивности луча. Перед образцом 5 помещена диафрагма, размер которой намного меньше ширины лучей. Этим достигается равномерность освещения по площади записываемой решетки. Угол между интерферирующими пучками равен  $2^\circ$ . Запись начинается при открытых положениях фотозатворов  $K_1$ ,  $K_2$ . По истечении времени записи модуляции фотозатвор  $K_2$  закрывается и продолжается за-

\* В действительности происходит некоторое увеличение синусоидальной модуляции, связанное с интерференцией опорной и восстановленной волн. Можно показать, что на тыльной стороне образца, для которой этот эффект максимален, отношение добавочной модуляции к основной составляет  $\sqrt{\eta}$ . При значениях  $\eta$  образца  $\geq 1\%$  это необходимо учесть при обработке экспериментальных данных.

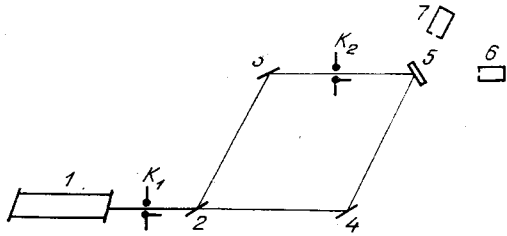


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазер, 2 — светоделитель, 3 и 4 — зеркала, 5 — образец, 6 и 7 — ФЭУ,  $K_1$  и  $K_2$  — фотозатворы.

светка образца одним лучом. Изменения пропускания и дифракционной эффективности регистрируются с помощью фотумножителей 6 и 7 на самописец.

В экспериментах использовались ФХС на основе галогенидов серебра, изготовленные в ГОИ им. Вавилова. Толщина образцов равна 5 мм. На рис. 2 и 3 приведены кривые  $\eta(E)$  и  $T(E)$ , полученные при вели-

чине модуляции экспозиции на поверхности образца, равной  $0,24 \text{ Дж/см}^2$ .

**Расчет  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$ .** При выполнении расчетов нужно иметь в виду, что вследствие поглощения вариации  $n$  и  $\kappa$  вблизи поверхности и в глубине образца могут существенно различаться. Для получения правильной зависимости  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$  экспериментальные результаты обрабатывались на ЭВМ. Образец условно разбивается на большое число слоев, в каждом из которых параметры можно считать не меняющимися по толщине. Малая дифракционная эффективность при данном способе записи  $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$  позволяет пренебречь взаимодействием волн в решетке. Дифрагированная волна принимается равной сумме волн от каждого из слоев.

Не останавливаясь подробно на методике расчета, укажем основные этапы:

1. По кривой пропускания  $T(E)$  восстанавливается  $\Delta\kappa(E)$  (рис. 4).
2. По кривой  $\Delta\kappa(E)$  рассчитывается вклад в  $\eta$  амплитудной составляющей (см. рис. 2).
3. Из экспериментальной кривой  $\eta$  вычитается расчетная амплитудная составляющая (см. рис. 2).
4. По разности рассчитывается  $\Delta n(E)$  (см. рис. 4).

Подобная методика определения  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$  не накладывает никаких ограничений на геометрию записи: решетка может быть плоской, объемной и промежуточной. Особое внимание следует уделить равномерности освещения поверхности образца и устранению вибраций, которые вызывают неконтролируемое уменьшение модуляции.

**Моделирование экспериментов.** Характеристические кривые  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$  (см. рис. 4) были использованы для моделирования экспериментов по записи дифракционных решеток. Рассчитывались процессы записи дифракционной решетки двумя плоскими волнами равной интенсивности. Был применен следующий алгоритм расчета:

1. Образец разбивался на большое число слоев, в каждом из которых предполагалось постоянство параметров по толщине.
2. На поверхность образца «подавалась» небольшая порция энергии  $\Delta E$ . Вычислялось распределение экспозиции в каждом из слоев при постоянных значениях  $n$  и  $\kappa$ .
3. По характеристическим кривым находились изменения распределения  $n$  и  $\kappa$  в каждом слое.

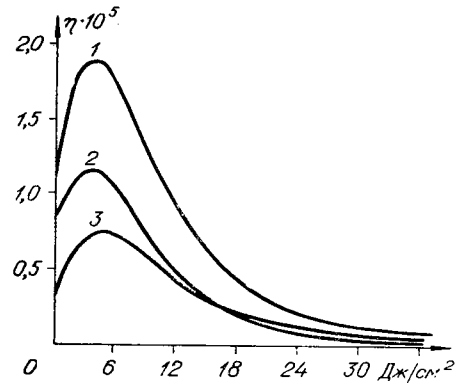


Рис. 2. Значения дифракционной эффективности:

1 — экспериментальная кривая, 2 — амплитудная составляющая, полученная путем расчета по  $\Delta\kappa(E)$ , 3 — фазовая составляющая, равная разности кривых 1 и 2.

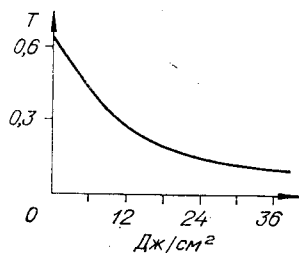


Рис. 3. Зависимость пропускания образца от экспозиции.

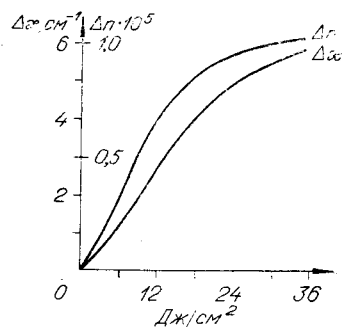


Рис. 4. Характеристические кривые  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$ .

4. Вычислялась дифракционная эффективность.

5. Подавалась следующая порция энергии  $\Delta E$ . Вычислялось распределение экспозиции в каждом из слоев и т. д.

Ошибку, связанную с предположением о неизменности параметров решетки во время подачи порций энергии, можно сделать сколь угодно малой, уменьшая значение  $\Delta E$  и увеличивая количество циклов расчета.

На рис. 5 приведена кривая  $\eta$ , полученная в результате расчета для образца толщиной 5 мм с начальным пропусканием  $T_0=0,65$ . Характеристические кривые задавались в виде  $\Delta\kappa=k_1E$ ,  $\Delta n=k_2E$ , где  $k_1$  и  $k_2$  — коэффициенты наклона линейных участков  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$  (см. рис. 4). Пунктирная линия обозначает конец линейного диапазона зависимостей  $\Delta\kappa(E)$ ,  $\Delta n(E)$  для поверхностного слоя. На этом же рисунке приведены экспериментальные значения  $\eta$  образца, параметры которого были положены в основу расчета. Видно, что в пределах линейного участка расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментом. Отметим, что значение  $\eta$  в конце линейного диапазона близко к максимальному экспериментальному значению.

Полученный результат подтверждает целесообразность использования ХК для численного моделирования голографических экспериментов. Преимущества такого подхода очевидны. В качестве примера приведем расчетные кривые  $\eta$ , полученные при различных значениях параметра, соответствующего толщине образца (рис. 6). Анализируя эти кривые, можно сделать вывод, что максимальное значение  $\eta$  быстро растет при уве-

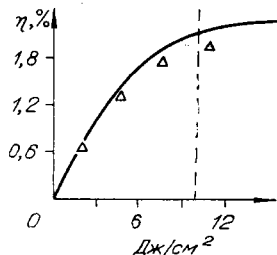


Рис. 5. Дифракционная эффективность 5 мм образца:

расчетная — сплошная кривая, экспериментальная —  $\Delta$ .

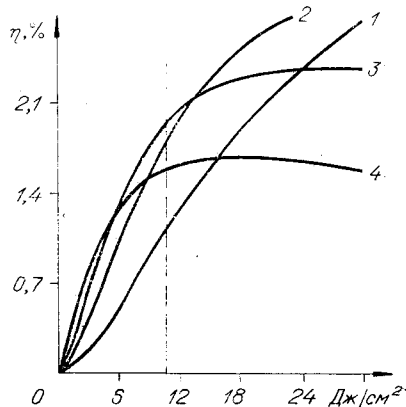


Рис. 6. Расчет дифракционной эффективности для образцов разной толщины:

кривая 1 — 2 мм, 2 — 4 мм, 3 — 7 мм, 4 — 11 мм. Пунктирная линия соответствует концу линейного участка зависимостей  $\Delta\kappa(E)$  и  $\Delta n(E)$ , взятых в основу расчета.

личении толщины до 4 мм, затем меняется незначительно и начинает спадать при толщинах  $>10$  мм. Изменяя параметры, соответствующие начальному пропусканию и динамическому диапазону материала, можно проследить за поведением дифракционной эффективности при их взаимосвязанном изменении и выбрать оптимальный образец.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Аникин, В. К. Малиновский. Характеристическая кривая и режимы записи голограмм.— «Квантовая электроника», 1975, № 9, с. 2054—2057.
2. Н. Когельник. Coupled wave theory for thick hologram gratings.— "Bell Syst. Techn. J.", 1969, vol. 48, № 9, p. 2909—2947.

Поступила в редакцию 6 февраля 1976 г.

УДК 541.147

В. И. БЕЛЫЙ, О. А. ГУДАЕВ

(Новосибирск)

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ СРЕД

Одна из важных задач, возникающих при исследовании новой фоторегистрирующей среды, — определение ее светочувствительности. Эта задача имеет два аспекта: во-первых, определение светочувствительности в некоторых абсолютных единицах, и, во-вторых, сравнение данного материала с уже известными. В настоящее время общепринятым является определение светочувствительности по выбранному уровню дифракционной эффективности [1], по толщине пленки после проявления [2] и др.

Однако с помощью такого рода величин не представляется возможным провести сравнение материалов даже относящихся к одному классу, поскольку вышеназванные величины зависят от большого числа параметров (толщина, концентрация фотоактивного вещества, способ проявления и т. п.).

В данной работе предлагается определять абсолютную светочувствительность фотоактивной среды как произведение двух величин: квантового выхода процесса и молекулярного коэффициента экстинкции. Подобные соображения высказывались еще в 1939 г. [3], но в дальнейшем не получили никакого развития. Ниже на примере органических фотоактивных сред рассмотрена применимость предложенного способа определения светочувствительностей.

Согласно закону Ламберта — Бэра, доля падающего света, поглощенного веществом на пути  $dl$ , пропорциональна количеству поглощающих молекул с точностью до постоянного коэффициента  $\epsilon$ :

$$-dl/I = \epsilon dn, \quad (1)$$

где  $I$  — количество квантов света, падающих на  $1 \text{ см}^2$  поверхности рассматриваемого слоя  $dl$  в единицу времени;  $dn$  — количество молекул, поглощающих свет в объеме среды  $dl$ ,  $\text{см}^3$ .

Перепишав уравнение (1) в более удобной для определения форме, имеем

$$-(dI/cdl) (1/I) = \epsilon \quad (1')$$