

07; 12

© 1992

ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ
В ПРИМЕСНЫХ ХОЛЕСТЕРИКАХ

А.Г. Ильин, Н.В. Каманина

В последнее время значительное внимание уделялось созданию нестационарных голограмм в нематических жидких кристаллах [1, 2], а также была получена индуцированная решетка в смеси нематик/холестерик при непрерывном облучении аргоновым лазером [3]. Вопрос о самодифракции в холестерических жидких кристаллах (ХЖК) с использованием резонансной оптической нелинейности является менее изученным. Отмечалось [4], что резонансная оптическая нелинейность, созданная насыщением поглощения красителя, введенного в ХЖК, дает возможность реализовать малые времена записи (< 1 нс) и довольно высокую дифракционную эффективность (до 10%).

В данной работе изучается возможность записи динамической голограммы в ХЖК на разных пространственных частотах и при различных значениях энергии записи, а также высказываются предположения о возможных механизмах релаксации созданной голографической решетки в подобных структурах.

Исследуемые образцы представляли собой нематическую матрицу с родственной хиральной добавкой. Поглощающая примесь – кетонианиновый краситель. Состав помещался в кювету с зазорами 1 и 3 мкм. Исходная ориентация ХЖК – планарная.

Запись и считывание решетки осуществлялось излучением второй гармоники ($\lambda = 0.53$ мкм) моноимпульсного одномодового лазера с длительностью импульса 10^{-8} с и энергией в зелени 1.2 мДж. Диаметр пятна на ячейке 1 мм. Поляризация лучей, падающих на ячейку – линейная. Лучи выравнены по интенсивности. Самодифракция наблюдалась по появлению небрегговских порядков. Падающее и прошедшее в первый порядок дифракции излучение регистрировалось фотодиодами. Было определено, что пропускание образцов с толщинами 1 и 3 мкм составляет 70% и 40%, соответственно. В зависимости пропускания от энергии записи, снятой в эксперименте, была выбрана область энергии записи более $0.3 E_{\text{зап}}$ ($E_{\text{зап}} = 1.2$ мДж), так как при меньших значениях проявляются бистабильные свойства образцов [5].

Полученные результаты по определению дифракционной эффективности η в зависимости от энергии записи и на разных пространственных частотах представлены на рис. 1. На рис. 1, а представлены данные для образца толщиной 3 мкм. Аналогичные зависимости наблюдались авторами для образца толщиной 1 мкм, но с мень-

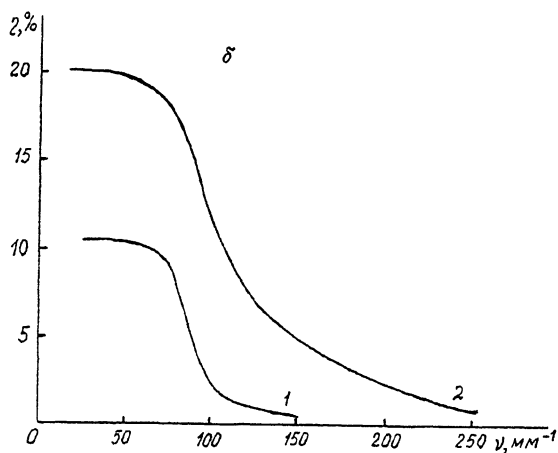
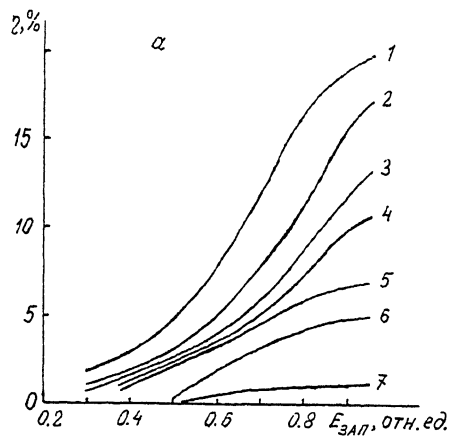


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от энергии записи (а) и пространственной частоты (б).

а - кривые 1-7 соответствуют пространственным частотам 30, 50, 75, 100, 150, 200 и 250 мм⁻¹. Энергия записи 1.2 мДж соответствует относительной величине 1 на оси абсцисс. б - кривые 1, 2 соответствуют толщинам образца 1 и 3 мкм.

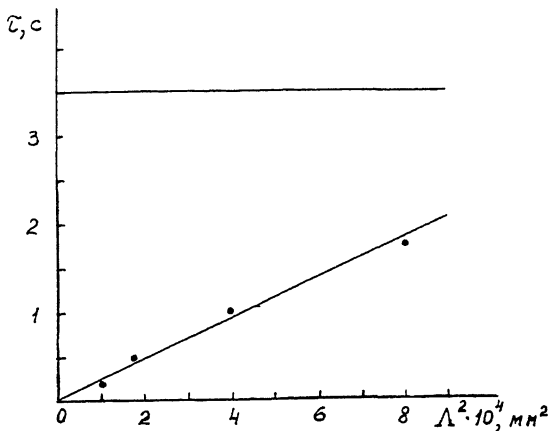


Рис. 2. Зависимость времени релаксации от квадрата периода записанной решетки.

шими значениями η (до 10%). Как видно из поведения кривых на рис. 1, увеличение поглощения ведет к большей перекачке энергии в первый порядок дифракции и, как следствие, к большему значению дифракционной эффективности образца. Зависимость η от пространственной частоты (рис. 1, б) хорошо соответствует теоретическим представлениям [6].

Кроме того, изучалось время отклика системы на воздействие лазерного излучения при считывании записанной голограммы гелий-неоновым лазером ($\lambda = 0.633$ мкм). При логарифмировании снятых осциллограмм было обнаружено, что можно выделить три области в зависимости η от времени, которые соответствуют последовательному включению, по крайней мере, трех механизмов рассасывания решетки.

Самый большой спад дифракционной эффективности (~ 0.5 от максимума) происходит при $\tau < 0.25$ мс (где τ — время релаксации системы к исходному состоянию после снятия внешнего воздействия). Можно предположить, что здесь основной вклад в светоиндуцированном отклике среды при лазерном возбуждении связан с резонансной и тепловой нелинейностями. Изменение резонансной части показателя преломления растворов красителей при воздействии лазерного излучения происходит за время действия самого импульса излучения 10^{-8} с [7] и в данном процессе релаксации рассматриваться не будет.

Влияние же тепловой решетки оценим по известному соотношению [8]:

$$\frac{\Lambda}{2v_{зв}} < \tau_r < \left(\frac{\Lambda}{2\pi}\right)^2 K,$$

где τ_r - длительность импульса, инициирующего тепловую решетку, Λ - период записанной решетки, U_{3g} - скорость звука в среде, K - обратная величина температуропроводности, которая для ХЖК с красителем составляет $\sim 1.05 \cdot 10^3$ с/см² [5]. Тогда, при несущей пространственной частоте $\nu = 1/\Lambda = 50$ мм⁻¹ получаем, что решетка релаксирует за время $\tau \sim 0.1$ мс, что довольно хорошо совпадает со значениями, полученными в эксперименте.

На рис. 2 представлен результат обработки осциллограмм для второй и третьей областей при разных пространственных частотах для образца толщиной 3 мкм. Видно, что времена релаксации, отвечающие второй области, образуют ряд: 330 мс, 450 мс, 1 с и 1.5 с при $\nu = 100$ мм⁻¹, 75 мм⁻¹, 50 мм⁻¹ и 30 мм⁻¹ соответственно. Полученный временной интервал позволил авторам предположить, что основной вклад здесь вносит вязкость системы, что не противоречит теории Лесли-Эриксона [9] для закрученных нематиков. Постоянная времени для третьей области, возможно, связана с некоторым изменением шага спирали в холестерике, вызванном изменением температуры образца при воздействии лазерного излучения. Этот накапливаемый эффект вызывает дальнейшее увеличение эффективного значения вязкости, что может проявляться в увеличении постоянной времени. Важно отметить, что эффект памяти, связанный с третьей областью, может найти практическое применение в системах хранения и обработки информации.

Авторы благодарны В.А. Беренбергу за полезные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г а л с т я н Т.В., З е л ь д о в и ч Б.Я., Н е м - к о в Е.А., С у х о в А.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 1. С. 212-215.
- [2] З е л ь д о в и ч Б.Я., П и л и п е ц к и й Н.Ф., С у - х о в А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 3. С. 122-126.
- [3] E s p i n e t H., L e s i e s k i M., R a m - b u r g M. // Appl. Phys. Lett. 1987. Т. 50. N 26. P. 1924-1926.
- [4] З а г а й н о в а Л.И., И л ь и н А.Г., К л и м у ш е - в а Г.В., К у х т а р е в Н.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 21. С. 61-65.
- [5] К л и м у ш е в а Г.В., З а г а й н о в а Л.И., К у х - т а р е в Н.В., Д а н и л о в В.В., Т а т а р и - н о в С.И. // Вести АН БССР. Секция физ.-мат. наук. 1989. № 1. С. 115-119.
- [6] К о л ь е р Р., Б е р к х а р т К., Л и н Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 680 с.

- [7] Ивакин Е.В., Кабанов В.В., Рубанов А.С., Степанов Б.И. // Изв. АН СССР. Сер. „Физическая“. 1988. Т. 52. № 6. С. 1224-1231.
- [8] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
- [9] Адамчик А., Стругальский З. Жидкие кристаллы. М.: Советское радио. 1979. 156 с.

Поступило в Редакцию
27 февраля 1992 г.