

07

© 1991

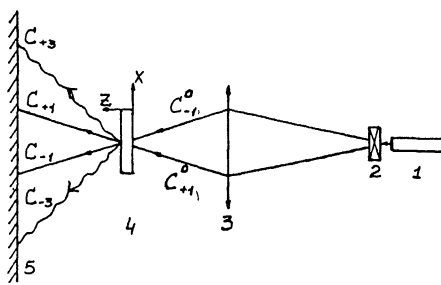
ВЕКТОРНАЯ САМОДИФРАКЦИЯ В ПРИМЕСНЫХ
ИНДУЦИРОВАННЫХ ХОЛЕСТЕРИКАХЛ.И. Загайнова, А.Г. Ильин,
Г.В. Климушева, Н.В. Кухтарев

В ряде работ была изучена самодифракция в жидких кристаллах с использованием различных механизмов возбуждения нелинейного отклика среды: конформационного [1], теплового [2], ориентационного [3-5]. В настоящей работе для записи динамических голограмм впервые использована резонансная оптическая нелинейность, обусловленная насыщением поглощения красителя, введенного в холестерический жидкий кристалл (ХЖК). Такой характер нелинейности обусловил малые времена записи ($t < 1$ нс) и достаточно высокую дифракционную эффективность (до 10%). Особый интерес вызывают также характеристики полученных поляризационных голограмм.

Рабочие образцы представляли собой индуцированный ХЖК (пятикомпонентная смесь циано- и алкокси-бифенилов с родственной хиральной добавкой), в которой внедрялась поглощающая примесь (производные кетоцианиновых красителей). Полоса селективного отражения рабочей смеси с максимумом при длине волны $\lambda = 570$ нм перекрывалась с полосой поглощения красителя. Излучение второй гармоники Na -лазера ($\lambda_p = 530$ нм) попадало в область перекрытия указанных полос.

Два луча импульсного Na -лазера с модулятором добротности ($\lambda_p = 530$ нм, полуширина импульса $t_p = 15$ нс, энергия импульса $W_p = 1$ мДж, частота повторения 12.5 Гц), приблизительно равной интенсивности, сводились под углом $2\theta = 5^\circ$ на ЖК-ячейке (рисунок). Образец представлял собой кварцевую кювету с зазором 1-2 мкм, заполненную планарно ориентированным холестериком. Поляризация падающих лучей (линейная или круговая) задавалась блоком поляризаторов. В результате взаимодействия излучения с веществом в ХЖК записывалась голографическая решетка. Записывающие лучи дифрагировали на ими же созданной голограмме (режим самодифракции). Возникновение самодифракции фиксировалось по появлению небрэгговских порядков. Прошедшее излучение и дифракционная картина наблюдались на экране, установленном за образцом. Излучение одного из дифракционных порядков и одного из падающих лучей регистрировалось фотокатодами, а сигнал подавался на осциллограф С8-14.

При параллельной линейной поляризации падающих лучей дифракционная эффективность записываемой решетки составляла около 10% для первого небрэгговского порядка. При интенсивности



1 - Nd-лазер ЛТИПЧ ($\lambda_p=530$ нм, $t_p=15$ нс, $W_p=1$ мДж), 2 - блок поляризаторов, 3 - линза ($f=75$ мм), 4 - ХЖК-ячейка ($d=1-2$ мкм), 5 - экран; $C_{\pm 1}^0$ - падающие лучи, $C_{\pm 1}$ - прошедшие лучи ($i = \pm 1, \pm 2$).

Т а б л и ц а 1

Поляризация падающих лучей		Наличие самодифракции
↑	↑	есть
↻	↻	"
↻	↻	"
↻	↻	нет
↑	→	есть

излучения $0.05-1$ МВт/см² наблюдалось до пяти дифракционных лучей. Поляризация всех порядков параллельна и линейна. Период записанной дифракционной решетки не больше 10^{-9} с.

При круговых поляризациях падающих лучей, совпадающих по направлению вращения, также происходила запись решетки, тогда как при противоположных поляризациях дифракционные порядки не наблюдались (табл. 1). При ортогональной линейной поляризации падающих лучей (при $I=0.5-5$ МВт/см²) наблюдалось до двух небрегговских лучей с каждой стороны от нулевых, дифракционная эффективность для первого $\sim 2\%$. Поляризация выходящих лучей линейна и у каждого луча ортогональна по отношению к соседям, т.е. поляризация первого дифракционного порядка ортогональна нулевому и второму порядкам (табл. 2). Следует заметить, что первые импульсы (или при работе в одиночном режиме - одиночные

Поляризация лучей

Падающих		Прошедших (порядки)		
		"0"	1-й	11-й
C_{+1}^0	↑	↑	↑	↑
C_{-1}^0	↑	↑	↑	↑
C_{+1}^0	↑	↑	→	↑
C_{-1}^0	→	→	↑	→

импульсы) также производили запись голографической решетки, однако первые небрэгговские порядки были эллиптически поляризованными. Видимо, в этом случае наиболее отчетливо проявляется роль спиральной структуры ХЖК, когда в образце волны одной циркулярной поляризации отражаются, а противоположной — записывают решетку, аналогичную той, которая образуется при падении на образец двух лучей с циркулярной поляризацией.

При высоких интенсивностях ($I > 2$ МВт/см²) после 50–100 импульсов наблюдались концентрические круги вокруг нулевых порядков (аналогично [6]), что свидетельствует о появлении тепловой линзы. Самодифракция при этом сохраняется. Через 2–5 с возникает сильное рассеяние и "размывание" картины, что, по-видимому, свидетельствует о перегреве и переходе ЖК в изотропное состояние.

Полная идентичность формы импульса для падающего и небрэгговского лучей, а также отсутствие самодифракции в непримесном ХЖК, позволяет ограничиться рассмотрением только достаточно быстрых ($t < 1$ нс) механизмов изменения показателя преломления. Насыщение резонансного поглощения красителя [7] и, вследствие безызлучательной релаксации возбуждения, локальное изменение параметра порядка в ХЖК приводят к изменению показателя преломления, зависящего от интенсивности света.

Для описания небрэгговских порядков дифракции обозначим амплитуды волн

$$\vec{E} = \sum_m \vec{C}_m \exp i(\omega t - k_z z - m k_x x), \quad (1)$$

где $m = \pm 1$ соответствует исходным "нулевым", $m = \pm 3$ — двум первым, а $m = \pm 5$ — вторым порядкам дифракции 181, k_x, z соответствуют x и z компонентам волнового вектора k_0 (рис. 1), $k_0^2 = k_x^2 + k_z^2$.

Для решетки диэлектрической проницаемости можно записать $\Delta \varepsilon$ как

$$\Delta \varepsilon(z, t, x) = \sum_p \varepsilon_p(z, t) \exp i p k_x x, \quad (2)$$

$$p = \pm 2; \pm 4; \pm \dots$$

Подстановка (1) и (2) в уравнения Максвелла дает для плавных амплитуд укороченные уравнения:

$$\frac{\partial \vec{C}_\ell}{\partial z} = i Q_\ell \vec{C}_\ell - \frac{\alpha \vec{C}_\ell}{2 \cos \theta} - \frac{i K_z^2}{2 K_z} \sum_p \varepsilon_p \vec{C}_{\ell-p}, \quad (3)$$

где $Q_\ell \equiv \frac{K_x^2 (\ell^2 - 1)}{2 K_z}$ ($\ell = \pm 1; \pm 3; \pm 5 \dots$); α — коэффициент

поглощения.

В общем случае амплитуды ε_p светоиндуцированных решеток диэлектрической проницаемости можно представить в виде суммы изотропной ε_{pi} и векторной (анизотропной) ε_{pa} частей

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{pi} + \varepsilon_{pa} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{pi1} & 0 \\ 0 & \varepsilon_{pi2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{pa1} \\ \varepsilon_{pa2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{pi1,2}$ — для параллельно поляризованных волн, $\varepsilon_{pa1,2}$ — вызваны векторным взаимодействием (при ортогональных поляризациях), зависят от конкретного механизма взаимодействия и будут рассмотрены в отдельной работе.

С учетом лишь основных $\varepsilon_{\pm 2}$ и первых $\varepsilon_{\pm 4}$ гармоник диэлектрической проницаемости для небрегговских порядков получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{C}_{\pm 3}}{\partial z} &= \gamma_{\pm 3} \vec{C}_{\pm 3} - \frac{i K_z^2}{2 K_z} (\varepsilon_{\pm 2} \vec{C}_{\pm 1} + \varepsilon_{\pm 4} \vec{C}_{\mp 1}), \\ \frac{\partial \vec{C}_{\pm 5}}{\partial z} &= \gamma_{\pm 5} \vec{C}_{\pm 5} - \frac{i K_z^2}{2 K_z} (\varepsilon_{\pm 2} \vec{C}_{\pm 3} + \varepsilon_{\pm 4} \vec{C}_{\mp 1}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\gamma_\ell = i Q_\ell - \frac{\alpha}{2 \cos \theta}.$$

Из (5) следует, что при записи векторных решеток, т.е. когда волны C_1 и C_{-1} ортогонально поляризованы, ортогональность соседних порядков, наблюдаемая в эксперименте, реализуется при условиях $|\varepsilon_{\pm 4} C_{-1}| \gg |\varepsilon_{\pm 2} C_{\pm 1}|$. При равных входных интенсивностях $|C_{\pm 1}|^2 = |C_{-1}|^2$ это соответствует условию $|\varepsilon_{\pm 4}| \gg |\varepsilon_{\pm 2}|$, когда амплитуды более высоких гармоник решеток диэлектрической проницаемости превышают амплитуду основной, что возможно, напри-

мер, когда связь ε с интенсивностью I нелокальна, на-
пример:

$$\varepsilon \sim \nabla^n I, \quad n=1, 2, \dots,$$

что реализуется в фоторефрактивных кристаллах при $n=1$ [8].

Исследуемые нами нематохиральные смеси чрезвычайно интересны для изучения новых механизмов нелинейности и, по-видимому, перспективны для практических применений благодаря комплексу оптических и физических свойств, параметрами которого можно эффективно управлять с большой точностью. Обнаруженный и описанный эффект может найти применение в области оптической обработки информации.

Авторы выражают благодарность А.В. Гнатовскому за помощь в подготовке эксперимента.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] О д у л о в С.Г., Р е з н и к о в Ю.А., С о с к и н М.С., Х и ж н я к А.И. // ДАН СССР. Т. 263. № 3. С. 598-601.
- [2] Д а н и л о в В.В., Х р е б т о в А.И. // Опт. и спектр. - 1990. Т. 68. № 5. С. 1149-1155.
- [3] А р а к е л я н С.М. // УФН. 1987. Т. 153. № 4. С. 579-618.
- [4] З е л ь д о в и ч Б.Я., Т а б и р я н Н.В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 1. С. 167-176.
- [5] Г а л с т я н Т.В., С у х о в А.В., Т и м а ш е в Р.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 5. С. 1737-1742.
- [6] E i s c h l e r H.J., M a s c o n a l d R., D e t t m a n n C. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1989. V. 174. P. 153-168.
- [7] 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.
- [8] В и н е ц к и й В.Л., К у х т а р е в Н.В., О д у л о в С.Г., С о с к и н М.С. // УФН. 1989. Т. 129. № 1. С. 113-137.

Поступило в Редакцию
22 октября 1991 г.