

**СВЕТОИНДИЦИРОВАННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ
В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ
С БОЛЬШИМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ**

O.A.Шустин, Т.Г.Черневич, А.И.Федорова, И.А.Яковлев

В двух НЖК, принадлежащих классу азоксисоединений (БМАОБ и БГАОБ) обнаружен новый тип обратимого долгоживущего светоиндцированного превращения кристаллов.

1. В настоящее время известно два механизма светоиндцированного изменения показателя преломления в нематических жидкких кристаллах. Во-первых, это ориентационный механизм нелинейности, связанный с поворотом директора жидкого кристалла под действием поля световой волны^{1, 2}. И, во-вторых, нелинейность, обнаруженная в МББА и вызванная фотопревращениями молекул кристалла, приводящими к изменению их поляризуемости и параметра порядка кристалла³.

Нами в двух НЖК, принадлежащих классу азоксисоединений (БМАОБ и БГАОБ, а также в их смеси – кристалл ЖК-440) был обнаружен новый тип обратимого светоиндцированного превращения кристалла. В нашем случае время жизни превращенного состояния достигает нескольких минут и, более чем на два порядка, превосходит время жизни фотопропрещенной формы молекул кристалла МББА, обнаруженной в³.

Приведенные ниже данные относятся к области температур вблизи точки фазового перехода нематик → изотропная жидкость, где эффект максимальен. Ограничимся здесь описанием результатов, относящихся только к кристаллу БМАОБ.

Исследования фотопропрещения в кристалле проводились двумя методами: 1) по измерению интенсивности дифракции и самодифракции света на светоиндцированной решетке, созданной в кристалле, и 2) по временной зависимости двупучепреломления кристалла при включении и выключении светового пучка, освещавшего кристалл.

2. Для создания светоиндцированной решетки использовались два несфокусированных когерентных световых пучка от аргонового лазера ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$, отношение интенсивностей 1/1,5), сходящихся под малым углом в образце НЖК и падающих почти нормально к плоскости ячейки. Период решетки d изменялся от 0,04 до 0,19 мм. Средняя плотность мощности падающего на кристалл света изменялась в пределах $0,2 \div 6,0 \text{ Вт/см}^2$. Исследовалась как самодифракция пучков аргонового лазера, так и дифракция слабого зондирующего пучка от гелий-неонового лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Использовались планарно ориентированные образцы кристаллов, помещенные в кювету толщиной 100 мкм. Температура образца, находящегося в печи, стабилизировалась с точностью $0,02^\circ\text{C}$. Измерения проводились при следующих геометриях опыта: 1) $\mathbf{n} \parallel \mathbf{i}, \mathbf{n} \perp \mathbf{d}$; 2) $\mathbf{n} \perp \mathbf{i}, \mathbf{n} \perp \mathbf{d}$; 3) $\mathbf{n} \parallel \mathbf{i}, \mathbf{n} \parallel \mathbf{d}$; 4) $\mathbf{n} \perp \mathbf{i}, \mathbf{n} \parallel \mathbf{d}$; где \mathbf{n} – вектор директора, \mathbf{i} – вектор поляризации световых пучков, создающих решетку и \mathbf{d} – вектор решетки.

3. Обнаружено, что процесс записи светоиндцированной решетки зависит от того, был ли кристалл предварительно освещен светом. Если он не освещался в течение промежутка времени Δt , а затем были одновременно включены оба пучка, то зависимость дифракционной эффективности решетки (η) от времени имеет немонотонный характер с максимумом интенсивности η_{max} , а затем принимает постоянное значение η_0 (см. рис. 1, кривая 1). Если же кристалл был предварительно освещен одним из световых пучков, а затем включен второй, то зависимость дифракционной эффективности от времени записи монотонна (рис. 1, кривая 2) и хорошо описывается законом $(1 - \exp(-t/\tau))^2$ с характерным временем записи $\tau = 2 \text{ с}$, и величина η достигает того же самого значения η_0 , что и в первом варианте записи. На рис. 1, *a* и 1, *б* приведены экспериментальные кривые, соответственно для геометрий опыта 1) и 2) (период решетки $d = 0,087 \text{ мм}$, средняя плотность мощности $3,5 \text{ Вт/см}^2$,

$\Delta t = 10$ мин, температура кристалла : $\Delta T = T_c - T = 0,7^\circ\text{C}$). Как следует из рис. 1 величина η_0 для геометрии 1) приблизительно на два порядка превосходит значение η_0 в геометрии 2) при сдной и той же температуре кристалла. Однако, отношение η_{max}/η_0 во втором случае значительно больше. С увеличением интервала времени Δt отношение η_{max}/η_0 возрастает, а значение η_0 остается неизменным при фиксированной температуре опыта (см. рис. 2). Интенсивность самодифракции при выключении одного пучка света или дифракции зондирующего пучка при одновременном выключении обоих пучков, создающих решетку, падает по экспоненциальному закону $\exp(-2t/\tau)$ с характерным временем $\tau = 2$ с.

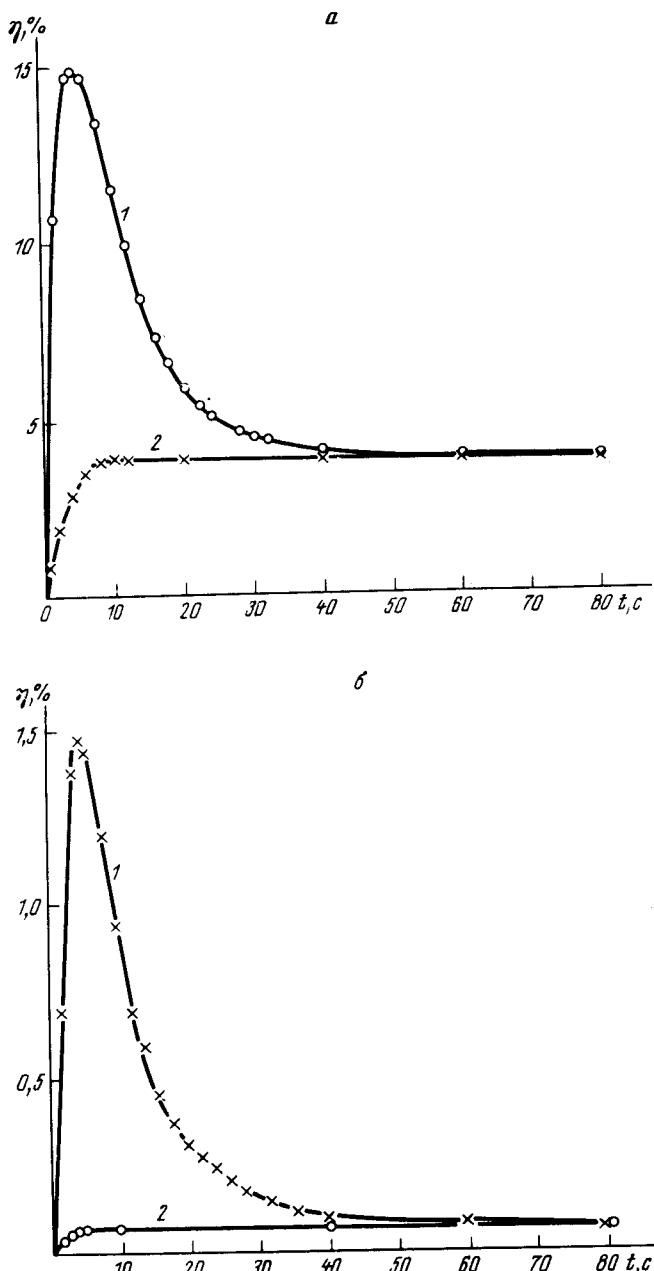


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от времени записи: *a* – геометрия 1); *b* – геометрия 2)

4. Математический анализ экспериментальных результатов, проведенный на основе решения системы кинетических уравнений, который подробно будет описан в другом месте, позволил сделать вывод, что возникновение светоиндуцированной решетки в исследованных кристаллах, в основном, связано с долгоживущими фотопревращениями молекул кристал-

лов. Кроме того, время жизни светоиндуцированного состояния (θ) значительно превосходит характерные времена фотопревращения ($\tau_I \equiv 1/\alpha I$, где α – множитель, пропорциональный коэффициенту поглощения, I – плотность мощности падающего на кристалл света) и диффузии возбужденных молекул ($\tau_g \equiv 1/q^2 D$, где D – коэффициент диффузии, $q = 2\pi/d$).

Эти выводы подтверждаются опытами по зависимости наблюдаемого эффекта от периода решетки.

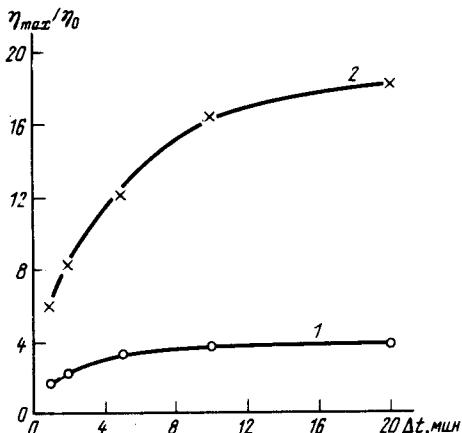


Рис. 2. Зависимость η_{max}/η_0 от Δt :
1 – геометрия 1); 2 – геометрия 2)

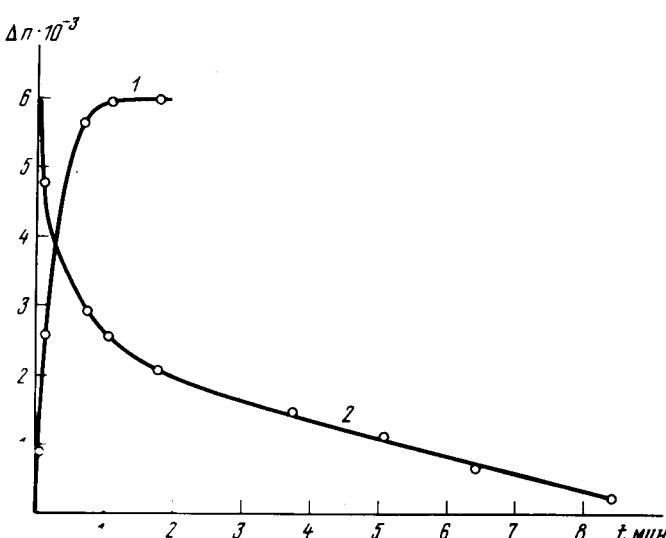


Рис. 3. Зависимость двупучепреломления кристалла от времени освещения $i \parallel n$:
1 – включение света; 2 – выключение

Уменьшение η с увеличением времени записи после прохождения максимального значения связано с тем, что процесс диффузии приводит к частичному выравниванию концентрации фотопревращенных молекул в освещенной и неосвещенной областях кристалла.

По нашим оценкам время жизни θ составляет ~ 5 мин. Соответствующие значения τ_I и τ_g равны ~ 8 и ~ 3 с для условий опыта, указанных выше. Рассчитаны также коэффициенты диффузии вдоль и перпендикулярно директору $D_{||} = (10 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$, $D_{\perp} = (7 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$.

Возникновение долгоживущего светоиндуцированного состояния кристалла подтверждается независимым экспериментом, описанным ниже. Жидкокристаллическая ячейка помещалась между скрещенными поляроидами. Плоскость поляризации слабого зондирующего луча от гелий-неонового лазера, падающего нормально на ячейку, составляла угол 45° с глав-

ными направлениями поляризатора и анализатора. Регистрировалась зависимость от времени интенсивности этого луча при включении и выключении пучка света от аргонового лазера с плотностью мощности $1,3 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Полученные результаты позволили рассчитать изменение двулучепреломления кристалла (Δn) от времени (см. рис. 3). Характерное время фотопрекращения и время жизни фотопревращенного состояния равны $\tau_I = 20 \text{ с}$ и $\theta = 5 \text{ мин}$, что хорошо согласуется с оценкой этих величин по нашим опытам со светоиндуцированными решетками. В этом случае увеличение τ_I связано с меньшей плотностью мощности.

В заключение отметим, что описанный выше механизм светоиндуцированного изменения показателя преломления является определяющим для исследованных кристаллов, но, по-видимому, не единственным. Возможны и другие процессы, дающие некоторый вклад в наблюдаемое явление (например, тепловое воздействие света).

Литература

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Сухов А.В., Табирян Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 287.
2. Золотъко А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чилая Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 170.
3. Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. ЖЭТФ, 1982, 82, 1475.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
10 декабря 1985 г.