

мостью канала ПТШ и определяется временем жизни неосновных носителей заряда, причем относительный вклад этих времен зависит от выбора рабочей точки транзистора. При увеличении отрицательного смещения на затворе за счет увеличения глубины ОПЗ увеличивается относительный вклад фотоэффекта цепи затвора, и длительность импульса фотоотклика ПТШ уменьшается, в то время как амплитуда и длительность переднего фронта остаются практически неизменными. Подобная зависимость формы импульса фотоотклика от положения рабочей точки наблюдалась авторами работы [1].

Авторы благодарны А.Ф. Солодкову за ряд полезных замечаний, а также А.Л. Ривлину за внимание к работе.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G a m m e l J.C., B a l l a n t y n e J.M. // IEDM Tech. Dig. 1978. P. 120-123.
- [2] S u g e t a T., M i z u s h i m a Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 1. P. L27-L29.
- [3] D e S a l l e s A.A. // IEEE Trans. 1983. V. MTT-31. N 10. P. 812-820.
- [4] J a i n R.K., S n y d e r D.E. // IEEE J. 1983. V. QE-19. N 4. P. 658-663.
- [5] D a r l i n g R.B., U y e m u r a T.P. // IEEE J. 1987. V. QE-23. N 7. P. 1160-1171.
- [6] З и С. Физика полупроводниковых приборов, М.: Мир, 1984.
- [7] W o j t z u k S.J., B a l l a n t y n e J.M. // J. Lightwave Tech. 1987. V. LT-5. N 3. P. 320-324.

Московский институт  
радиотехники, электроники  
и автоматики

Поступило в Редакцию  
21 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6  
03; 07

26 марта 1989 г.

#### ЭЛЕКТРОТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. А б б а с - з а д е , В.И. Х а т а е в и ч ,  
Г.З. Р у с т а м о в а

Термооптические эффекты в жидких кристаллах (ЖК) обладают большим разнообразием [1-5] и находят применение в различных системах воспроизведения информации [6, 7]. Целенаправленное изменение температуры слоя ЖК от одной фиксированной температуры  $T_0$  до другой и обратно осуществляется за счет внешнего теплового нагрева обычно с помощью лазерного пучка. Электрическое

поле играет вспомогательную роль в процессе записи или стирания информации [2-4, 7]. В [8] наблюдался внутренний электротермический разогрев (доли °C) при электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости нематической (N) фазы n-азоксианизола на частотах выше 10 кГц. Эффект отсутствовал в изотропной фазе и при напряжении  $U < U_n$ , где  $U_n$  - порог ЭГД неустойчивости.

В данной работе обнаружены и исследованы электротермооптические эффекты в ЖК, заключающиеся в том, что постоянное или низкочастотное электрическое поле реализует определенный электрооптический эффект и одновременно осуществляет внутренний омический нагрев и фазовый переход в тонком слое легированного ионной примесью вещества.

Исследование проведено в ячейках, представляющих собой плоский конденсатор, состоящий из двух стекол с токопроводящим покрытием из  $SrO_2$  со слоем ЖК между ними. Размер слоя ЖК ограничивался кольцевой диэлектрической прокладкой толщиной  $d = 10-30$  мкм и диаметром 20 мм. Напряжение прикладывалось поперек слоя ЖК. Оптическая система позволяла проводить поляризационные наблюдения и исследовать пропускание света  $I_n$ . Изучены электротермооптические эффекты на основе фазового перехода N-изотропная жидкость (I) в веществе с отрицательной диэлектрической анизотропией  $\epsilon_\alpha < 0$  (МББА) и смектик А ( $S_A$ )-N в веществах с  $\epsilon_\alpha > 0$  (8ЦБ и смесь 5ЦБ и сложного эфира



с температурой  $T_{SAN} = 32$  °C (смесь А)). Вещества легировались ионной добавкой тетрабутиламмоний бромистый в количестве 0.07-0.3% ( $\sigma_0 \approx (0.7-4) \cdot 10^{-8}$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$  при T=25 °C). Заметим, что введение добавки приводит к уменьшению температуры  $T_{NI}$  МББА ( $T_{NI} = 39-30$  °C) и практически не изменяет значение  $T_{SAN}$ .

Обнаружено, что в достаточно сильном поле происходит значительный разогрев слоя ЖК, и при достижении температуры  $T_n$  фазового перехода в центральной части образца наблюдается зарождение и рост одиночной волны фазового перехода, имеющей форму круга. Разогрев до температуры  $T_n$  происходит при напряжении, превышающем некоторый порог  $U_0$ , зависящий от  $\sigma_0$  и  $T_0$ . Скоростью распространения фронта волны можно обратимо управлять с помощью приложенного напряжения. Для наиболее низкоомных образцов величина разогрева  $\Delta T$  достигала 15 °C при  $U = 100-150$  В. Изменение частоты поля в пределах 0-10 кГц слабо влияет на характеристики эффектов. В случае МББА осуществляется переход между неравновесным нематиком в режиме динамического рассеяния и изотропным состоянием (рис. 1, а). В случае 8ЦБ-равновесной  $S_A$ -структурой, ориентация которой задается исходными граничными условиями и гомеотропно ориентированным нематиком. Для смеси А, в которой в  $S_A$ -фазе реализуется ЭГД неустойчивость, при условии, что  $U > U_n \approx 100$  В, между неравновесной

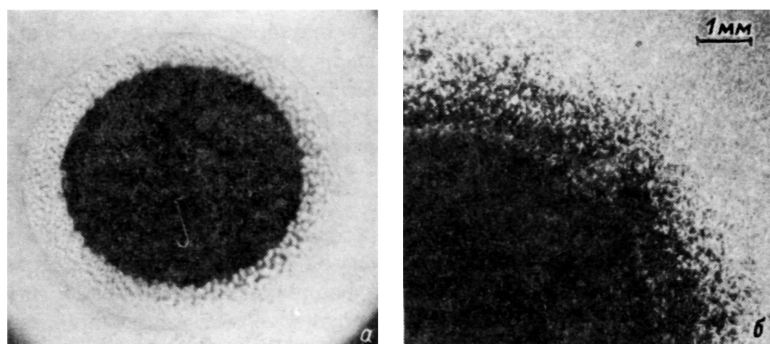


Рис. 1. Картины структур образующихся при электротермооптических эффектах. Поляриды скрещены. а) переход  $N-I$ ; б)  $S_A-N$ , смесь А (показан сектор структуры).

$S_A$ -структурой и гомеотропным нематиком (рис. 1, б). В последних двух случаях после охлаждения образца в  $S_A$ -фазу при снятии поля образуется стабильная текстура, зависящая от  $U$ , степени разогрева  $\Delta T > T_n - T_0$  и исходных граничных условий, т. е. реализуется долговременная память.

Кинетика изменения оптического пропускания  $I_n$  для электротермооптического эффекта на основе перехода  $N-I$  показана на вставке к рис. 2. Измерение проведено при  $U \approx U_0$ , когда процесс разогрева медленный. На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости от  $U$  и  $\Delta T$  времени  $\tau$  перехода из одного агрегатного состояния в другое в центральной области образца размером  $r = 3$  мм после приложения поля. Видно, что зависимость  $\tau(U)$  для перехода как  $N-I$ , так и  $S_A-N$  имеет сходный характер и смещается в сторону больших  $U$  с ростом  $\Delta T$  и уменьшением  $\beta_0$  (кривые 1-4). Время  $\tau$  резко возрастает при  $U \rightarrow U_0$ . Типичные значения  $\tau$  составляют единицы и десятки секунд. При данном  $U$  время  $\tau$  сильно зависит от  $\Delta T = T_n - T_0$  (кривые 5, 6).

Зарождение и рост волны фазового перехода из центра образца можно объяснить наличием в плоскости слоя градиента температуры с максимумом  $T$  в центре слоя из-за более высокой теплоотдачи на периферии ячейки. Как показывают микроскопические поляризационные исследования, на границе движущегося фронта существует переходная межфазная область, имеющая сложную структуру (см. рис. 1), что связано с градиентом температуры и сильной зависимостью ряда материальных параметров от  $T$  вблизи  $T_n$  [6].

Оценку времени  $\tau$  для электротермического нагрева и совершения фазового перехода в центральной области размером  $r_0$ , где происходит зарождение новой фазы, можно получить из условия баланса тепла, которое в пренебрежении эффектами теплопроводности внутри слоя ЖК запишется в виде  $Q_{нагр} \approx \tau(Q - Q_{подл})$ . Здесь  $Q_{нагр} \approx \rho S d (C \Delta T + \Delta Q_n)$ ,  $\rho$  - плотность,  $C$  - теплоемкость,

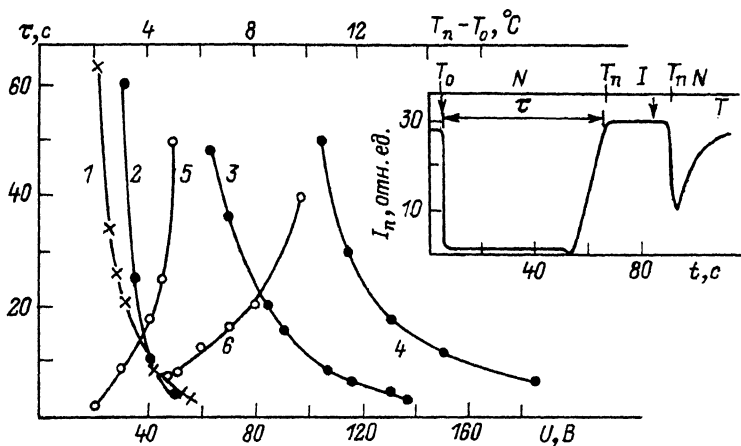


Рис. 2. Зависимости времени  $\tau$  от  $U$  (кривые 1-4) и  $\Delta T = T_n - T_0$  (кривые 5, 6). 1, 5 - ШЦБ; 2 - 4, 6 - МББА. 1, 2, 5 -  $\bar{\sigma}_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ , 3 -  $2.2 \cdot 10^{-8}$ , 4 -  $1 \cdot 10^{-8}$ , 6 -  $1.8 \times 10^{-8}$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ ; 1, 4 -  $\Delta T = 7$ , 2 - 5, 3 - 9 °C; 5 -  $U = 20$ , 6 - 85 В. На вставке - временная зависимость пропускания для  $N-I$  перехода.  $\Delta T = 9$  °C,  $\bar{\sigma}_0 \approx 2 \cdot 10^{-8}$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ ,  $U = 65$  В; стрелками обозначен момент приложения и снятия поля; на верхней оси абсцисс показано изменение температуры.

$S = \pi r_0^2 / 4$ ,  $\Delta Q_n$  - тепловой эффект фазового перехода при  $T \geq T_n$  [9];  $Q = U^2 \bar{\sigma}(T) S / d \approx U^2 \bar{\sigma} S / d$  - интенсивность источника тепла за счет работы электрического тока, распределенного по объему образца;  $Q_{подл} \approx h S \Delta T$  - интенсивность теплоотвода в подложку,  $h$  - коэффициент теплопередачи в подложку. Для материалов, соответствующих условиям эксперимента с МББА [6, 9, 10],  $C \approx 2 \cdot 10^7$  эрг/г·град,  $\rho \approx 1.05$  г/см $^3$ ,  $\Delta Q_n \approx 10^8$  эрг/г,  $h \sim 10^5$  эрг/см $^2$ ·с·град при  $d = 2 \cdot 10^{-3}$  см,  $r_0 = 0.3$  см,  $\Delta T = 9$  °C,  $\bar{\sigma} \approx 4 \cdot 10^{-8}$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ ,  $U = 60-100$  В получаем следующие оценки:  $Q_{нагр} \sim 4.1 \cdot 10^4$  эрг,  $Q_{подл} \sim 6.3 \cdot 10^4$  эрг/с,  $Q \sim (5-14) \cdot 10^4$  эрг/с. При  $U > U_0 \sim (h \Delta T d / \bar{\sigma})^{1/2} \approx 67$  В время  $\tau \sim Q_{нагр} / (Q - Q_{подл})$  составляет десятки и единицы секунд в качественном соответствии с экспериментом (кривая 3 на рис. 2).

На основе обнаруженных электротермоситических эффектов можно предложить удобный метод изучения фазовых переходов в ЖК, позволяющий исследовать переходы в градиенте температуры, неустойчивость движущегося фронта волны перестройки и его структуру, влияние электрического поля на кинетику процесса в зависимости от параметров вещества и типа неустойчивости и реализовать устройства управления и записи оптической информации, основанные на эффектах как светорассеяния, так и наведенного двулучепреломления. Подробные результаты исследования этих эффектов будут опубликованы позже.

Авторы благодарны П. В. Адоменасу за предоставленную смесь А.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K a h n F. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 3. P. 111-113.
- [2] H a r e n g M., L e B e r r e S. // J. Phys. (France). 1976. V. 37. N 6. P. 135-136.
- [3] Х а т а е в и ч В.И., З е й н а л л ы А.Х. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 11. С. 651-654.
- [4] А б б а с - з а д е А.А., Х а т а е в и ч В.И. // Докл. АН Азерб. ССР. 1987. Т. 43. № 1. С. 29-33.
- [5] Л е в Б.И., М а р т ы ч е н к о В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 5. С. 245-247.
- [6] Б л и н о в Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [7] Ц в е т к о в В.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 1. С. 43-62.
- [8] К а п у с т и н А.П. Экспериментальные исследования жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 368 с.
- [9] А р а к е л ы а н С.М., Ч и л и н г а р ы а н Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1984. 360 с.

Поступило в Редакцию  
10 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6  
03; 04; 07

26 марта 1989 г.

### ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

В.Н. К о н д р а ш о в, В.А. Т р у х и н,  
О.В. Х о р у ж и й, В.Т. Ю р о в

Мощные лазеры являются эффективным средством управления высоковольтными разрядниками [1], используемыми, например, в сильноточной ускорительной технике. Фокусировка лазерного излучения аксиконом позволяет формировать сплошной проводящий канал, замыкающий электроды, и осуществить беспороговую коммутацию [2]. При этом существенное влияние на характеристики канала может оказывать степень однородности энерговклада вдоль его оси. Отклонение от цилиндричности приводит к турбулизации плазмы и разрушению канала [3] за сотни микросекунд.

В настоящей работе исследуется временная эволюция плазменного канала в воздухе с помощью методики многокадровой интерфе-