

При  $E > 10^9$  В/м формирование пробоя происходит за времена  $t < 10^{-8}$  с (наносекундный разряд), скорость распространения плазменных каналов  $\sim 10^5$  м/с, температура достигает значений  $\sim 10^3$  К.

Приведенные результаты согласуются с известными экспериментальными данными.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кускова Н.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 5. С. 924-925.
- [2] Косенков В.М., Кускова Н.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 10. С. 2017-2020.
- [3] Авроров А.П., Воробьев В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-69. Новосибирск. 1983.

Поступило в Редакцию  
8 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

07

#### ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ СДВИГ ПОЛОСЫ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ В ИНДУЦИРОВАННОМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

В.Б. Виноградов, Л.А. Кутуля,  
Ю.А. Резников, В.Ю. Решетняк,  
А.И. Хижняк

Одним из типов оптической нелинейности жидких кристаллов является конформационная нелинейность, обусловленная изменением формы молекул при поглощении света [1]. В нематиках конформационная нелинейность проявляется в зависимости показателя преломления  $n$  от интенсивности света  $I$ , обусловленной изменением поляризуемости  $\chi$  молекул при фотопревращении и параметре порядка  $s$  нематика вблизи них [2-3].

В холестерических жидких кристаллах (ХЖК) изменение формы молекул может приводить, кроме изменения  $\chi$  и  $s$ , к изменению их закручивающей способности  $A$ , т.е. к светоиндуцированному изменению шага холестерической спирали  $\rho$  и, как следствие, к сдвигу максимума полосы селективного отражения ХЖК  $\lambda_m$  [4]. В чистом виде такая нелинейность должна проявляться в индуцированных ХЖК на основе нематических матриц с закручивающими добавками. Этим системам присуще сохранение параметров холестерической спирали

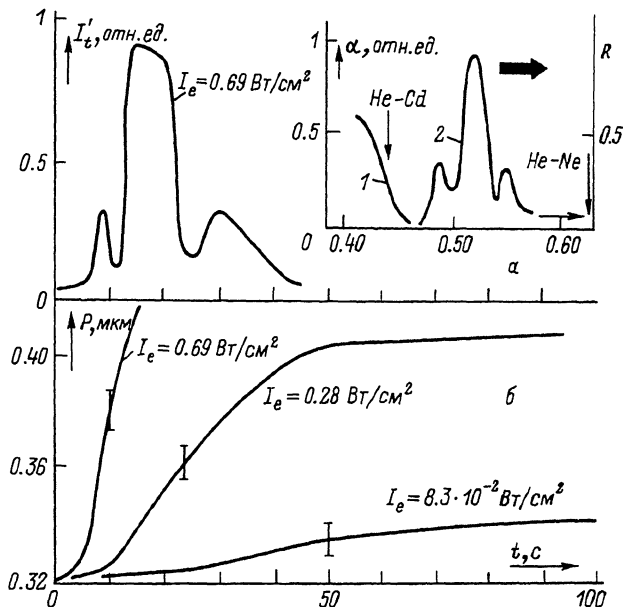


Рис. 1. а) Зависимость интенсивности отраженного тестирующего излучения  $I'_r$  от времени  $t$ . На вставке: 1 - зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  добавки от длины волны  $\lambda$ ; 2 - равновесный спектр селективного отражения  $R(\lambda)$ . б) Зависимость шага спирали  $\rho$  от времени  $t$  при облучении  $\text{He-Cd}$  лазером.

при изменении температуры, что позволяет исключить механизмы светоиндуцированного сдвига  $\rho$ , обусловленные изменением параметра порядка за счет нагрева ХЖК лазерным излучением [5] и связанные с изменением поляризуемости молекул при их фотопревращениях [2-3].

Светочувствительность такой системы должна быть достаточно велика. Действительно, сдвиг максимума полосы селективного отражения  $\lambda_m$  следующим образом связан с изменением закручивающей способности добавки при фотопревращении  $\Delta\beta$ :

$$\Delta\lambda_m = n\Delta\rho \approx \frac{nN}{N_0} \frac{\Delta\beta}{\beta^2},$$

где  $N=N_i'/N$ ,  $N_0=N_i/N_m$  - относительные концентрации фотопревращенных молекул добавки и молекул добавки,  $N_i'$ ,  $N_i$ ,  $N_m$  - концентрации фотопревращенных молекул, молекул добавки и молекул матрицы. При типичных значениях  $n = 1.6$ ,  $\rho = 0.5$  мкм,  $N_0 = 10^{-1}$ ,  $N = 10^{-2}N_0$  и  $\Delta\beta = \beta$  получаем, что  $\Delta\lambda_m = 0.33$  мкм, т.е. полоса селективного отражения сдвигается на величину порядка видимого диапазона спектра.

Светоиндуцированный сдвиг полосы селективного отражения за счет обратимых фотопревращений молекул закручивающей добавки был нами обнаружен в индуцированном ХЖК на основе нематической матрицы ЖК-807 с оптически активной добавкой  $Z$ -арилденментанон ( $N_0 = 0,09$ ). Исследовался планарно-ориентированный образец толщиной  $L = 50$  мкм, значением  $\lambda_m = 0,54$  мкм и равновесным шагом спирали  $\rho_0 = 0,32$  мкм. Фотопревращения молекул добавки инициировались излучением  $He-Cd$  лазера, длина волны  $\lambda = 0,44$  мкм которого соответствовала краю полосы поглощения добавки. При поглощении света в этих молекулах происходило вращение одного из фрагментов вокруг  $C = C$  - связи [6], в результате чего возникал стереоизомер с меньшим значением  $\beta$ . Изменение  $\beta$  приводило к изменению шага спирали  $\rho$ . Об этом можно было судить по изменению пропускания и отражения нормально падающего на ХЖК поляризованного по кругу тестирующего излучения  $He-Ne$  лазера с  $\lambda_f = 0,63$  мкм.

На рис. 1,а показана зависимость интенсивности  $I_f$  отраженного от ХЖК пучка  $He-Ne$  лазера от времени воздействия излучения с  $\lambda_e = 0,44$  мкм. Она определяется перемещением полосы селективного отражения относительно реперной линии  $\lambda_f$  в сторону ИК-части спектра (см. вставку рис. 1,а). Соответствующие такому перемещению зависимости  $\rho(t)$  для нескольких значений  $I_e$ , полученные путем сопоставления значений  $I_f$  с формой полосы селективного отражения, представлены на рис. 1,б. Достаточно большие времена раскрутки спирали позволили определить зависимость  $\rho(t)$  и с помощью монохроматора. Эти данные в пределах ошибки совпали с полученными из измерений  $I_f(t)$ . Кинетика раскрутки спирали неэкспоненциальна и имеет сложный характер: эффективная раскрутка начинается спустя некоторое время  $t_1$ , линейно уменьшающееся с увеличением  $I_e$ . Релаксация  $\rho$  также начинается спустя некоторое время после выключения света.

На рис. 2 показана зависимость стационарного значения  $\bar{\lambda}_m$  от интенсивности  $I_e$ . В пределах ошибки она линейна. Тангенс угла наклона  $\xi_{eff} = (0,29 \pm 0,025)$  мкм/Вт см<sup>-2</sup> характеризует чувствительность системы и является эффективным параметром конформационной нелинейности индуцированного ХЖК.

Граничные условия на ориентирующих поверхностях существенно влияют на распределение директора ЖК в ячейке [7]. Поэтому для описания полученных результатов необходимо решить задачу о распределении директора в ячейке с конечной энергией сцепления  $W$  ХЖК с планарно ориентирующими поверхностями. В общем случае ее решение приводит к довольно громоздким выражениям. Однако в предельных случаях, когда параметр сцепления  $\xi = \frac{Wl}{K} \gg 1$  ( $K$  - константа Франка) и  $\xi \ll 1$ , они существенно упрощаются. При типичных значениях  $W = 10^{-2}$  эрг/см<sup>2</sup> для планарно ориентирующих поверхностей и  $L = 50$  мкм  $\xi \gg 1$  и волновой вектор холестерической спирали определяется выражением

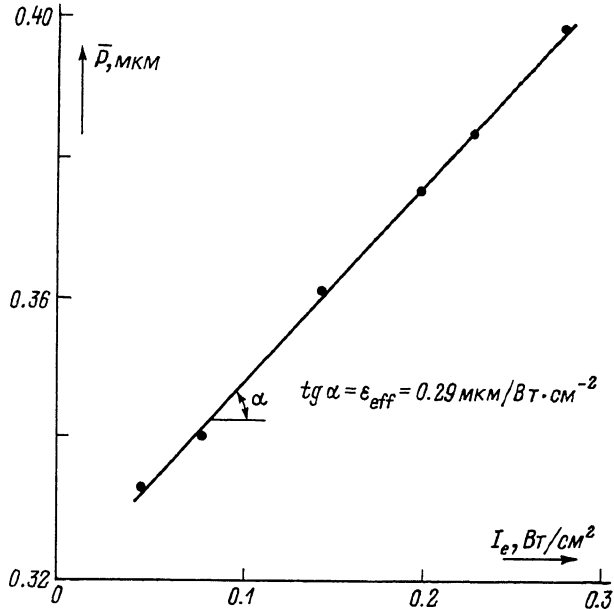


Рис. 2. Зависимость стационарного значения  $\bar{\rho}$  от интенсивности  $I_e$ .

$$q = \frac{\pi m}{L} \left( 1 + \frac{1}{\xi} \right) - \frac{1}{\xi} \left[ q_0 + \frac{\partial q_0}{\partial N} dN(I) \right], \quad (1)$$

где  $m$  — целое число, причем такое, что значение  $q_0 + \frac{\partial q_0}{\partial N} dN$  минимально,  $q_0 = 2\pi/\rho_0$ . Видно, что значение  $q$  в ячейке отличается от значения  $q_0$  в неограниченном образце. При воздействии на ХЖК света величина  $q$  линейно изменяется с ростом ее интенсивности до достижения некоторого „критического“ значения  $q_m^*$ , при котором значение  $m$  изменяется на единицу, а волновой вектор скачком изменяется на  $\pi(1 + 1/\xi)/L$ . Далее опять следует линейное изменение  $q$  до достижения следующего критического значения  $q_m^*$ . Чувствительность величины  $q$  к значению  $I$  зависит не только от изменения закручивающей способности добавки при фотопревращении, но и от параметра сцепления — в зоне линейного изменения  $q$  чувствительность  $dq/dI \sim \xi^{-1}$ .

Зона значений интенсивности, в которой  $m = \text{const}$  и  $q$  изменяется монотонно, является аналогом хорошо известных зон Гранжа на [8], которые определяются диапазоном изменений  $L$  в клиновой ячейке, где значение  $q = \text{const}$ .

Кинетика установления стационарных значений  $\bar{q}$  зависит от соотношения времени жизни  $\tau$  стереоизомеров и времени установления поля директора  $\tau_n(\xi, \eta)$  ( $\eta$  — вязкость), а также началь-

ного значения  $q(t=0)$ . Если интенсивность света такова, что значения  $q(t=0)$  и  $\bar{q}$  находятся в одной зоне и  $\tau \ll \tau_n$ , то зависимость  $q(t)$  определяется временем  $\tau_n$ . Если же таково, что при изменении  $q$  происходит „перескок“ в другую зону Гранжана, то раскрутка спирали проходит в два этапа. На первом этапе, ограниченном временем  $t_1$ , за которое концентрация  $N$  достигает значения, соответствующего  $q_m^*$ , зависимость  $q(t)$  определяется временем  $\tau_n$  достижения стационарного значения  $\bar{q}_m(I_0)$ . Затем происходит скачок стационарного значения  $\bar{q}_m$  на величину  $\Delta q \approx \pi/L$ , и на втором этапе зависимость  $q(t)$  определяется временем достижения нового стационарного значения  $\bar{q}_{m+1} \approx \bar{q}_m \pm \pi/L$ . С увеличением интенсивности света время первого этапа линейно сокращается.

Полученные результаты качественно описываются в рамках рассмотренной модели, если учесть, что диапазон изменения  $\Delta \rho \approx \approx 8 \cdot 10^{-2}$  мкм в нашем случае много больше ширины одной зоны  $\rho_{m+1} - \rho_m \approx \frac{\rho_0^2}{2L} \approx 9 \cdot 10^{-4}$  мкм, в результате чего зависимости  $\Delta \rho(I)$  и  $\Delta \rho(t)$  оказываются монотонными. Для экспериментального обнаружения зонной структуры зависимости  $\Delta \rho(I)$  представляется удобным исследовать образцы, в которых число шагов спирали сравнимо с толщиной ячейки. В этом случае ширина зоны оказывается порядка  $\frac{\rho_0}{2}$  и сравнима с диапазоном изменения  $\rho$ .

В заключение следует отметить, что благодаря температурной стабильности шага спирали в индуцированных ХЖК, нелинейно-оптические системы на основе конформационной нелинейности в этих средах не требуют температурной стабилизации. Это выгодно отличает их от систем на тепловой нелинейности в собственных ХЖК и делает перспективным использование конформационной нелинейности в различных нелинейно-оптических системах на основе индуцированных ХЖК.

Авторы благодарят Н.В. Табиряна и В.Н. Садовского за полезные обсуждения и интерес к работе.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 5. С. 1475-1484.
- [2] Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 6. С. 1988-1996.
- [3] Пинкевич И.И., Резников Ю.А., Решетняк В.Ю., Соскин М.С., Хижняк А.И., Ярошук О.В. // УфЖ. 1987. Т. 32. № 8. С. 1216-1220.
- [4] Richard L., Marin J., Huignard J.P. // Opt. Commun. 1986. N 5. P. 365-370.

- [5] Н а а с W.E., N e i l s o n K.F., A d a m s J.E. // Journ. Electrochem. Soc. 1974. V. 121. P. 1667-1669.
- [6] К у т у л я Л.А., Н е м ч е н о к И.Б. В кн.: 1У Всес. конф. „Жидкие кристаллы и их практическое использование“. Тез. докл. Чернигов: Черниговский педагогический институт. 1988. Т. 1. С. 16.
- [7] М а р у с и й Т.Я., Р е з н и к о в Ю.А., Р е ш е т н я к В.Ю., С о с к и н М.С., Х и ж н я к А.И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 9. С. 851-860.
- [8] Б е л я к о в В.А., С о н и н А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов, М.: Наука, 1982. 360 с.

Институт физики  
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1989 г.  
В окончательной редакции  
20 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

05.4;11

#### УПРУГОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВТСП-КЕРАМИКИ

М.В. Г о м о ю н о в а, А.К. Г р и г о р ь е в,  
И.И. П р о н и н, А.Е. Р о д н я н с к и й

С момента открытия ВТСП-материалов в их исследованиях широко применяются методы электронной спектроскопии, в частности электронная оже-спектроскопия (ЭОС) и спектроскопия потерь энергии электронов. Мы расширили арсенал этих средств и впервые изучили угловые распределения электронов средней энергии, упруго отраженных от поверхности  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  - керамики. Кроме того, в работе использованы методы ЭОС и спектроскопии потерь энергии в наиболее информативном их варианте - с угловым разрешением. В настоящем кратком сообщении приведены лишь некоторые из полученных результатов. Более полно они будут опубликованы позднее.

Исследования проведены на вторично-электронном спектрометре с угловым разрешением, описанным в [1, 2]. Энергетическое разрешение анализатора составляло 0.4 %, а угловое разрешение  $\sim 1^\circ$ . Образец мог охлаждаться до температуры кипения жидкого азота, следовательно, была доступна область температур  $T$ , включающая  $T_c$  фазового перехода в сверхпроводящее состояние. Упруго отраженные электроны (УОЭ) регистрировались в форме  $N(E)$ , а спектры оже-электронов снимались в виде  $dN(E)/dE$ . Измерения проведены в диапазоне энергий  $E$  бомбардирующих электронов 0.25-