

- [3] Королев И.Я., Кособурд Т.П., Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 12. С. 2314-2323.
- [4] Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1318-1324.
- [5] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 5. С. 1040-1042.
- [6] Анисимов В.Н., Большов Л.А., Гайдаренко Д.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 808-811.
- [7] Агеев В.П., Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 5. С. 930-935.
- [8] Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 7. С. 1431-1433.
- [9] Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 12. С. 2464-2473.
- [10] Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 36-43.

Горьковский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского

Поступило в Редакцию  
31 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

07

© 1990

## ПЕРЕСТРОЙКА И МОДУЛЯЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КРАСИТЕЛЯ В ОРИЕНТИРУЮЩЕЙ МАТРИЦЕ

Е.М. Аверьянов, В.А. Гуняков

1. Большое расщепление неоднородно-поляризованных полос поглощения красителей в жидкокристаллических (ЖК) матрицах [1] ставит вопрос о перестройке и модуляции положения примесных полос, а также использовании этих эффектов в практических приложениях. Полевая перестройка максимума  $\nu_e$  поглощения необыкновенно поляризованной световой волны при переходе Фредерикса для нематической матрицы в электрическом поле  $E$  отличается гигантской величиной спектрального отклика  $d\nu_e/dE$  [2], но не обеспечивает максимальной амплитуды смещения полосы при небольших надпороговых значениях  $E$ . Эта амплитуда равна величине расщепления  $\Delta\nu = \nu_{//} - \nu_{\perp}$  полосы в поляризациях  $//$  и  $\perp$  оптической оси. Кроме

того, при полевой модуляции  $\nu_e(\omega)$  для нематических матриц рекордно высокие значения  $\omega$  лежат в области 1 кГц. В ряде случаев важна не величина отклика, а амплитуда смещения максимума примесной полосы и более широкий интервал значений  $\omega$ .

В данной работе для обсуждаемых красителей предлагается новый способ перестройки и модуляции положения их полос поглощения, свободный от указанных выше ограничений. Он состоит в использовании одноосной ориентирующей матрицы с примесью нужного красителя, а плавное изменение положения максимума  $\nu_\alpha$  примесного поглощения происходит за счет изменения угла  $\alpha$  между оптической осью образца и плоскостью поляризации света, падающего нормально оптической оси.

2. Рассмотрим образец с малой концентрацией примесных молекул красителя, полоса поглощения которого лежит в области прозрачности матрицы. Спектральная зависимость оптического пропускания образца  $T_\alpha(\nu)$  в области примесного поглощения имеет вид

$$T_\alpha(\nu) = \exp[-K_{\parallel}(\nu)d] \cos^2 \alpha + \exp[-K_{\perp}(\nu)d] \sin^2 \alpha, \quad (1)$$

где  $K_{\parallel, \perp}(\nu)$  — спектральные зависимости компонент коэффициента поглощения, поляризованных параллельно и перпендикулярно оптической оси,  $d$  — толщина образца. Максимум полосы примесного поглощения  $\nu_\alpha$  удовлетворяет уравнению  $dT_\alpha(\nu)/d\nu = 0$  или

$$K'_{\parallel}(\nu) \exp[-K_{\parallel}(\nu)d] \cos^2 \alpha + K'_{\perp}(\nu) \exp[-K_{\perp}(\nu)d] \sin^2 \alpha = 0. \quad (2)$$

Для широких полос поглощения красителей с расщеплением  $\Delta\nu$ , значительно меньшим их полуширины, можно пренебречь в (2) слабой зависимостью  $K_{\parallel, \perp}(\nu)$  в области  $\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2$  в сравнении с сильной зависимостью производных  $K'_{\parallel, \perp}(\nu)$  и заменить  $K_{\parallel, \perp}(\nu)$  под экспонентой на их значения  $K_{\parallel, \perp}$  в максимумах полос. Используем связь [1]

$$K_{\parallel}(\nu) = K_i(\nu) \frac{\rho n_i}{\rho_i n_{\parallel}} \left( \frac{f_{\parallel}}{f_i} \right)^2 \left[ 1 + 2S S_{\beta}(\nu) - \frac{2}{3} G G_{\beta} \varphi(\nu) \right], \quad (3)$$

$$K_{\perp}(\nu) = K_i(\nu) \frac{\rho n_i}{\rho_i n_{\perp}} \left( \frac{f_{\perp}}{f_i} \right)^2 \left[ 1 - S S_{\beta}(\nu) + \frac{1}{3} G G_{\beta} \varphi(\nu) \right] \quad (3)$$

компонент  $K_{\parallel, \perp}(\nu)$  с коэффициентом поглощения  $K_i(\nu)$  образца в ориентационном неупорядоченном (изотропном) состоянии. Здесь  $n_{\parallel, \perp, i}$  и  $f_{\parallel, \perp, i}$  фоновые значения показателей преломления и компонент тензора локального поля световой волны, дисперсией которых в окрестности максимума примесной полосы можно пренебречь.  $\rho$  и  $\rho_i$  — плотности ориентационно упорядоченного и изотропного состояний образца. Параметры ориентационного порядка примесных моле-

кул  $S=S_{zz}$  и  $G=S_{yy}-S_{xx}$  выражаются через компоненты матрицы  $S_{\kappa\kappa}=\langle 3\cos^2\theta_{\kappa\vec{r}}-1\rangle/2$  ( $\kappa=x,y,z$ ), диагональной в системе координат  $(x,y,z)$  примесной молекулы.  $\theta_{\kappa\vec{r}}$  — угол между  $\kappa$ -й осью молекулярной системы и осью ориентации  $\vec{r}$  (оптической осью) образца. Скобки  $\langle \dots \rangle$  означают статистическое усреднение по примесной подсистеме. Параметры

$$S_{\beta}(\nu)=[3\cos^2\beta(\nu)-1]/2, \quad G_{\beta\varphi}(\nu)=[3\sin^2\beta(\nu)\cos 2\varphi(\nu)]/2$$

зависят от полярного ( $\beta$ ) и азимутального ( $\varphi$ ) углов, задающих ориентацию момента перехода в молекулярной системе координат. Для неоднородно-поляризованных полос электронного поглощения, форма которых в области максимума является огибающей неразрешенной вибронной структуры, параметры  $\beta, \varphi$  и  $S_{\beta}, G_{\beta\varphi}$  являются непрерывными функциями  $\nu$  [1].

Подстановка (3) в (2) дает

$$g \{K'_i(\nu) - [K_i(\nu)\Sigma(\nu)]'\} + \{(1-g)K'_i(\nu) + (2+g)[K_i(\nu)\Sigma(\nu)]'\} \times$$

$$\times \cos^2\alpha = 0, \quad (4)$$

где штрихами обозначены производные по  $\nu$  и использованы обозначения

$$g = \frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}} \left(\frac{f_{\perp}}{f_{\parallel}}\right)^2 \exp[(K_{\parallel} - K_{\perp})d], \quad \Sigma(\nu) = S S_{\beta}(\nu) - \frac{1}{3} G G_{\beta\varphi}(\nu). \quad (5)$$

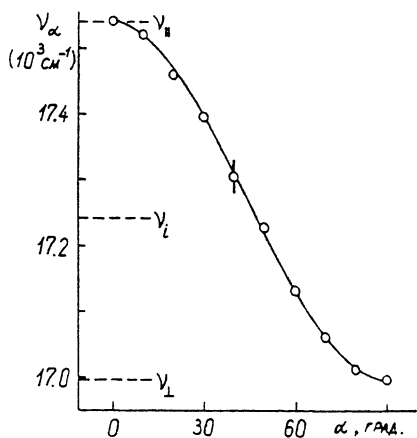
Следуя [1], для решения уравнения (4) разложим входящие в него производные в ряд по  $\nu - \nu_i$  в окрестности максимума  $\nu = \nu_i$  полосы  $K_i(\nu)$  и ограничимся линейным приближением. В результате получаем

$$\nu_{\alpha} = \nu_i + \frac{x[(2+g)\cos^2\alpha - g]}{g(1-g) + [1-g + (2+g)y]\cos^2\alpha}, \quad (6)$$

где  $x = 3(\nu_{\parallel} - \nu_i)(\nu_i - \nu_{\perp})/2(\nu_{\parallel} - \nu_{\perp})$ ,  $y = [3\nu_i - (\nu_{\parallel} + 2\nu_{\perp})]/2(\nu_{\parallel} - \nu_{\perp})$ . В отличие от величин  $\nu_{\parallel, \perp}$  положение  $\nu_{\alpha}$  зависит от оптической анизотропии среды и анизотропии тензора  $f$  локального поля. Равенству  $\nu_{\alpha} = \nu_i$  соответствует угол  $\alpha_i = \arccos[g/(2+g)]^{1/2}$ . Для фиксированного красителя форму зависимости  $\nu(\alpha)$  можно изменять варьированием параметров матрицы ( $n_{\parallel, \perp}$  и  $f_{\parallel, \perp}$ ), ориентационной упорядоченности примесной подсистемы (разности  $K_{\parallel} - K_{\perp}$ ), толщины образца  $d$  или концентрации примеси.

3. Объектом экспериментальной проверки (6) в настоящей работе была симметричная полоса поглощения ( $\lambda_i = 580$  нм) красителя К-Ш [1] в нематической матрице 4-н-пентил-4'-цианобифенила (5ЦБ) при концентрации примеси  $C = 0.15$  моль/л и температуре  $T_c - T = 13$  °С, где  $T_c$  — температура перехода нематик-изотропная жидкость. При толщине ячейки  $d = 50$  мкм планарная ори-

Экспериментальная и рассчитанная по (6) (сплошная линия) зависимости максимума  $\nu_\alpha$  длинноволновой полосы поглощения красителя К-Ш в нематической матрице 5ЦБ от угла  $\alpha$  между оптической осью образца и поляризацией падающего на ячейку света.



ентация ЖК получалась нанесением пленки адипиновой кислоты из спиртового раствора на внутренние поверхности ячейки с последующим однонаправленным натиранием.

Поляризованные спектры поглощения К-Ш в ряде ЖК матриц представлены в работе [1]. Автоматическая фиксация  $\nu_\alpha$  проводилась на комплексе КСВУ-23 по спектральному положению нуля производной  $dD_\alpha(\nu)/d\nu$  оптической плотности. Экспериментальная зависимость  $\nu(\alpha)$ , усредненная по серии образцов, представлена на рисунке. Там же приведена зависимость, рассчитанная по (6) при известных экспериментальных значениях  $\nu_i = 17240 \text{ cm}^{-1}$ ,  $(K_{||} - K_\perp)d = 0.25$ ,  $n_{||}/n_\perp = 1.125$  [3] и  $f_\perp/f_{||} = 1.125$  [4]. Во всей области изменения  $\alpha$  теоретическая зависимость совпадает с экспериментальной, что объясняется обоснованностью принятых приближений для исследуемого объекта. Экспериментальное значение  $\alpha_i \approx 47^\circ$  также согласуется со значением  $\alpha_i = 46^\circ$ , даваемым формулой (6).

Вращение плоскости поляризации падающего на ячейку или анализируемого после нее света за счет вращения поляризатора, стоящего перед ячейкой или после нее, с частотой  $\omega$  приводит к модуляции  $\nu(\omega)$  спектрального положения максимума примесного поглощения, причем ограничения на частоту  $\omega$  налагаются только механикой соответствующего устройства. Для фиксированного красителя расщепление  $\Delta\nu$  определяется только особенностями электронной структуры и параметром порядка  $S$  примесных молекул, причем  $\Delta\nu$  возрастает с ростом  $S$ . Поэтому в качестве ориентирующих матриц можно использовать не только нематические, но и смектические ЖК, ЖК-полимеры, растянутые полимерные пленки и другие анизотропные среды, обеспечивающие высокие значения  $S$  и  $\Delta\nu$ .

Авторы признательны В.Г. Румянцеву за предоставление красителя.

- [1] А в е р ь я н о в Е.М., М у р а т о в В.М., Р у м я н - ц е в В.Г., Ч у р к и н а В.А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 1. С. 100-110.
- [2] А в е р ь я н о в Е.М., Р у м я н ц е в В.Г., М у р а т о в В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 5.
- [3] З ы р я н о в В.Я., Э п ш т е й н В.Ш. // ПТЭ. 1987. № 2. С. 164-166.
- [4] А в е р ь я н о в Е.М., Ж у й к о в В.А., З ы р я - н о в В.Я., Ш а б а н о в В.Ф. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 6. С. 2111-2121.

Институт физики  
им. Л.В. Киренского  
СО АН СССР, Красноярск

Поступило в Редакцию  
25 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

04

© 1990

### ЭФФЕКТ РАЗДЕЛЕНИЯ ИОНОВ РАЗНОЙ КРАТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Б.А. Б р ю н е т к и н, У.Ш. Б е г и м к у л о в,  
В.М. Д я к и н, Г.А. К о л д а ш о в,  
А.Ю. Р е п и н, Е.Л. С т у п и ц к и й,  
А.Я. Ф а е н о в, Б.К. Х а б и б у л л а е в,  
Ш.А. Э р м а т о в

Изучение взаимодействия плазменных сгустков, имеющих высокую степень ионизации и относительную скорость движения, представляет значительный интерес для ряда фундаментальных и прикладных задач. Это прежде всего исследование роли столкновительных, коллективных и электромагнитных процессов, которые сопровождают такое взаимодействие, влияние его на ход неравновесных ионизационных и рекомбинационных процессов, неравновесное излучение в непрерывном и линейчатом спектре.

В проведенных экспериментах плазменные потоки формировались при воздействии излучения рубинового лазера (энергия до 6 Дж, длительность 8 нс) на поверхность мишени из бериллия в двух точках. Для этого в пучок лазера помещалась клиновидная пластина, отклоняющая часть пучка на заданное расстояние, при этом была возможность регулировать соотношение между интенсивностями в пучках, диаметр пятна фокусировки каждого луча составлял 200 мкм.