

# ПРОЯВЛЕНИЕ ВЫСШИХ МОМЕНТОВ ФУНКЦИИ ОРИЕНТАЦИОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ В СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ ПРИМЕСНОГО НЕМАТИКА

*Е. М. Аверьянов\**

*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

*В. Г. Румянцев*

*Научно-исследовательский институт органических полупродуктов и красителей  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 2003 г.

Исследованы спектры поляризованного электронного поглощения, ориентационная упорядоченность и особенности локального поля для линейных молекул красителя типа push-pull (с сильным донорно-акцепторным электронным сопряжением концевых фрагментов) в матрице нематического жидкого кристалла. Обнаружена температурная инверсия знака расщепления поляризованных полос примесного поглощения. Показано, что этот эффект обусловлен статистической природой ориентационной упорядоченности примесных молекул и проявлением высших моментов функции ориентационного распределения. Установлена зависимость параметров локального поля (компонент тензора Лоренца) для примесных молекул от их ориентационной упорядоченности, которая использована для восстановления температурной зависимости параметра ориентационного порядка матрицы.

PACS: 42.70.Df, 61.30.Cz, 61.30.Gd, 78.40.Me

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ориентационная упорядоченность одноосных молекул в нематическом жидком кристалле (ЖК) относительно директора  $\mathbf{n}$  имеет статистическую природу и характеризуется моментами  $\langle P_n(\cos \theta) \rangle$  функции ориентационного распределения  $f(\theta)$ . Здесь  $\theta$  — угол между продольной осью молекулы  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ ,  $P_n(\cos \theta)$  — четные полиномы Лежандра, угловые скобки означают статистическое усреднение. Степень упорядоченности молекул определяется параметром  $\langle P_2 \rangle = S$ , а значения  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 4$  характеризуют неоднородность ориентационного распределения молекул, которая описывается дисперсиями  $\Delta_{mq} = \langle P_m P_q \rangle - \langle P_m \rangle \langle P_q \rangle$ . Влияние параметров  $\langle P_n \rangle$  на физические свойства ЖК представляет большой интерес для понимания природы ЖК-состояния, развития молекулярно-статистической теории и практических приложений. Так, соотношение  $S$

и  $\langle P_4 \rangle$  определяет анизотропию модулей упругой деформации нематика  $K_{ii}$  [1] и вольт-контрастные характеристики жидкокристаллических дисплеев, пороги и периоды искажений поля директора  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  в нематиках при полевых воздействиях [2]; анизотропию коэффициентов вязкости Лесли  $\alpha_i$  [3] и временные характеристики переходов Фредерика [2]; коэффициент усиления и пороговые характеристики лазера на красителе в нематической матрице [4]; интенсивность поляризованных полос комбинационного рассеяния света [5], дихроизм двухфотонного поглощения [6], расщепление поляризованных полос поглощения примесных молекул в нематической матрице [7] и другие свойства ЖК. Это стимулировало большое количество работ по измерению  $\langle P_{2,4} \rangle$  различными методами и теоретической интерпретации наблюдаемых зависимостей  $\langle P_4 \rangle$  от  $S$ .

Гораздо меньше известно о физических эффектах в ЖК, обусловленных моментами  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 6$ .

\*E-mail: aver@iph.krasn.ru

Значения  $\langle P_{2-6} \rangle$  определяют параметры насыщения и выходную мощность генерации лазера на красителе в нематической матрице [4], а также расщепление поляризованных полос комбинационного рассеяния в нематическом ЖК [8]. Кроме физики ЖК, интерес к проявлению моментов  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 6$  в анизотропных статистически-упорядоченных молекулярных средах обусловлен тем, что зависимости  $\Delta_{mq}(S)$  при высоких значениях  $S$  являются чувствительными индикаторами тонких структурных различий, связанных с возникновением структурной анизотропии среды в результате внешних воздействий или молекулярной самоорганизации [9]. Недавно выполнены первые нейтронографические измерения  $\langle P_{2-6} \rangle$  в различных фазах ЖК [10]. В работе [11] сообщалось о наблюдении первого физического эффекта, обусловленного проявлением моментов  $\langle P_{2-8} \rangle$ : температурной инверсии знака расщепления поляризованных полос электронного поглощения для примесных молекул красителя в нематической матрице. Настоящая работа является полным исследованием этой системы с учетом особенностей ориентационной упорядоченности молекул матрицы и примеси, анизотропии локального поля для примесных молекул и других аспектов, не рассматривавшихся ранее.

## 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для наблюдения эффектов, обусловленных моментами  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 4$ , следует выбрать свойство ЖК, целиком зависящее от дисперсий  $\Delta_{2n}$  с  $n \geq 2$ , поскольку величина  $\Delta_{2n}$  содержит вклады слагаемых  $\sim \langle P_n \rangle, \langle P_{n\pm 2} \rangle$ . Таким свойством является различие  $\Delta\nu = \nu_{\parallel} - \nu_{\perp}$  максимумов  $\nu_j$  (расщепление) полос  $D_j(\nu)$  электронного поглощения одноосных примесных молекул в нематической матрице при поляризации световой волны параллельно ( $j = \parallel$ ) и перпендикулярно  $\mathbf{n}$  ( $j = \perp$ ) [12]. Для полос примесного поглощения с дипольным моментом перехода  $\mathbf{d} \parallel \mathbf{1}$  величина  $\nu_j$  дается выражением [12]

$$\nu_j = \nu_i - S_m \sum_{n \geq 2} A_n(S_m) \left[ \langle P_n \rangle + \frac{C_j \Delta_{2n}}{1 + C_j S} \right], \quad (1)$$

где суммирование ведется по четным  $n$ ,  $C_{\parallel} = 2$ ,  $C_{\perp} = -1$ ,  $\nu_i$  — максимум полосы  $D_i(\nu)$  примесного поглощения в изотропной фазе ЖК,  $S_m$  — параметр ориентационного порядка молекул матрицы. Коэффициенты  $A_n(S_m) = A_{n0} + A_{n1} S_m$  [7] характеризуют изменение энергии анизотропного взаимодействия примесь–матрица при электронном возбужде-

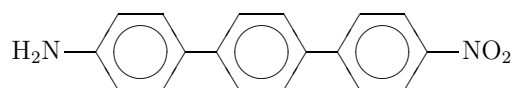
нии примеси, а значения и знаки параметров  $A_{n0,1}$  определяются вкладами различных типов межмолекулярных взаимодействий.

Расщепление  $\Delta\nu$  отражает статистический характер ориентационной упорядоченности молекул в нематической фазе, а его величина

$$\Delta\nu = -\frac{3S_m}{(1-S)(1+2S)} \sum_{n \geq 2} A_n(S_m) \Delta_{2n} \quad (2)$$

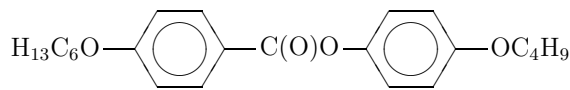
зависит от баланса вкладов дисперсий  $\Delta_{2n}$  и значений  $\langle P_q \rangle$  с  $q \geq 4$ . Параметры  $\Delta_{2n}$  изменяются с температурой мезофазы и характеризуются различной зависимостью от  $S$  [9], что должно проявиться в особенностях температурного изменения  $\nu_j$ . Одним из возможных эффектов является температурная инверсия знака  $\Delta\nu$  за счет взаимной компенсации вкладов  $\Delta_{2n}$  в  $\Delta\nu$ , что возможно только при учете, как минимум,  $n = 2, 4$  и значений  $\langle P_{2-6} \rangle$ . При этом в точке инверсии должно выполняться условие  $\nu_{\parallel} = \nu_{\perp} \neq \nu_i$ . Данный эффект проявления моментов  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 6$  легко отличить от температурной инверсии знака  $\Delta\nu$  при учете в (2) только одного слагаемого с  $n = q$  и обращением  $A_q$  в этой точке в нуль, поскольку в этом случае справедливо соотношение  $\nu_j = \nu_i$ .

Из (2) следует комплекс требований к примесным молекулам и нематической матрице для обеспечения заметного вклада дисперсий  $\Delta_{2n}$  с разными  $n$  в значение  $\Delta\nu$ . Для высоких значений  $A_{n0,1}$  необходимы молекулы, электронное возбуждение которых сопровождается сильным изменением целого комплекса их свойств: дипольного момента, анизотропии линейной и нелинейных поляризуемостей. Примесные молекулы должны также иметь высокие значения  $S$  в нематической матрице для обеспечения достаточно высоких значений  $\Delta_{2n}$  с  $n \geq 4$ . К таким объектам относятся длинные линейные молекулы типа push-pull с системой  $\pi$ -сопряженных фрагментов, имеющие концевые  $\pi$ -электронно-донорный и акцепторный заместители, связанные полярным сопряжением через систему молекулярных фрагментов. В работе использовался краситель К-6 [13],



удовлетворяющий указанным требованиям. Нематическая матрица должна иметь высокие значения  $S_m$  для обеспечения максимальных значений  $A_n(S_m)$  и  $\Delta\nu$ , широкий интервал нематической фазы и измене-

ния  $S_m$ . Этим требованиям соответствует ЖК 4-бутоксифениловый эфир 4'-гексилоксибензойной кислоты (ВЕНА [13]),



с температурами фазовых переходов кристалл–нематик–изотропная жидкость (Сг–N–I), равными соответственно 50 °С и 102.5 °С.

Спектры поляризованных компонент  $D_j(\nu)$  оптической плотности образца в области электронного поглощения К-6 снимались в плоскопараллельной ячейке толщиной  $d = 40$  мкм с однородной планарной ориентацией директора при весовой концентрации красителя 0.3%, не оказывающей заметного влияния на значение  $T_{NI}$ , двулучепреломление образца и степень упорядоченности матрицы. Запись и автоматическая обработка спектров проводились на спектрофотометре PU-8800. Слабое фоновое поглощение чистой матрицы в высокочастотном крыле примесной полосы вычиталось из поглощения примесного ЖК при одинаковых значениях  $d$  и приведенной температуры  $\Delta T = T - T_{NI}$  для каждой компоненты спектра. Результирующие спектры  $D_j(\nu)$

использовались для определения  $D_j(\nu_j)$  и  $\nu_j$  в нематической и изотропной фазах. На рис. 1 представлены такие спектры  $D_j(\nu)$  при  $\Delta T = -21.5$  К и  $D_i(\nu)$  при  $\Delta T = 6$  К. Изолированный, невырожденный длинноволновый электронный переход в К-6 поляризован вдоль длинной молекулярной оси, а дихроизм  $N_1(\nu) = D_{\parallel}(\nu)/D_{\perp}(\nu)$  практически не зависит от  $\nu$  в пределах полосы поглощения, что указывает на ее однородную поляризацию и отсутствие скрытых неразрешенных вибронных переходов.

### 3. ОРИЕНТАЦИОННАЯ УПОРЯДОЧЕННОСТЬ ПРИМЕСНЫХ МОЛЕКУЛ И АНИЗОТРОПИЯ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ

Температурные зависимости параметров  $D_j = D_j(\nu_j)$  и  $D_i = D_i(\nu_i)$  приведены на рис. 2. При каждом значении  $\Delta T$  дихроичные отношения  $N_1 = D_{\parallel}/D_{\perp}$ ,  $N_2 = D_{\perp}/D_i$  используются для взаимосогласованного определения значений  $S$  и компонент  $L_j$  тензора Лоренца по известной методике [14]. Величина  $S$  дается выражением

$$S = \frac{N_1 g_1 - 1}{N_1 g_1 + 2}, \tag{3}$$

а компоненты  $L_j$  определяются системой уравнений

$$N_2 g_2 (N_1 g_1 + 2) = 3, \quad \text{Sp } \mathbf{L} = 1. \tag{4}$$

Поправочные факторы имеют вид

$$g_1 = \frac{n_{b\parallel} f_{b\perp}^2}{n_{b\perp} f_{b\parallel}^2}, \quad g_2 = \frac{n_{b\perp} \rho_i f_{bi}^2}{n_{bi} \rho f_{b\perp}^2}. \tag{5}$$

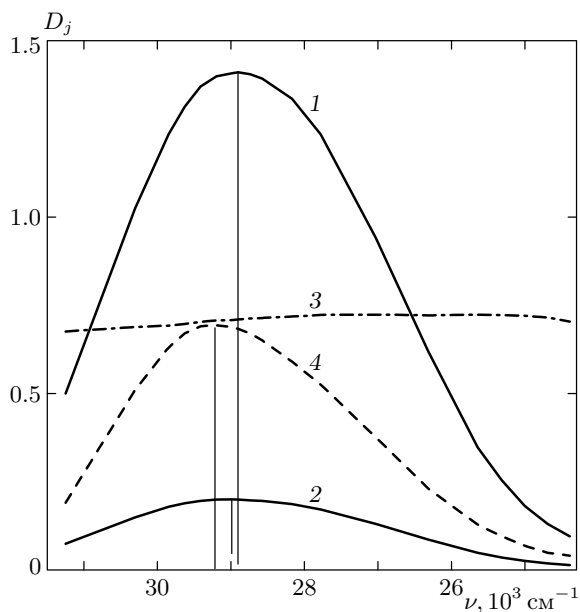


Рис. 1. Спектральные зависимости компонент оптической плотности образца  $D_{\parallel}(\nu)$  (1),  $D_{\perp}(\nu)$  (2) и дихроичного отношения  $0.1D_{\parallel}(\nu)/D_{\perp}(\nu)$  (3) в нематической фазе при  $\Delta T = -21.5$  К и  $D_i(\nu)$  (4) в изотропной фазе при  $\Delta T = 6$  К

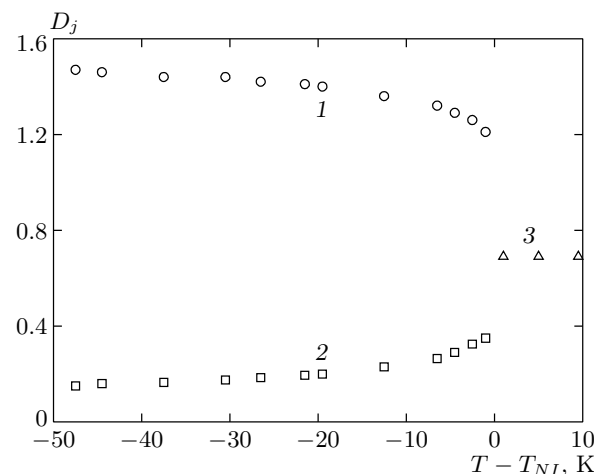


Рис. 2. Температурные зависимости оптических плотностей  $D_{\parallel}$  (1),  $D_{\perp}$  (2) и  $D_i$  (3) для красителя К-6 в матрице ВЕНА

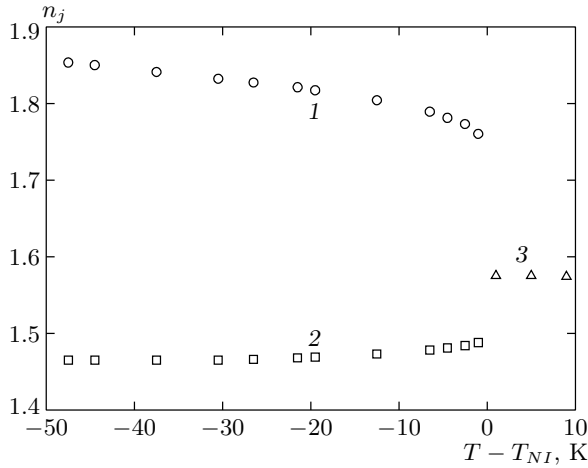


Рис. 3. Температурные зависимости показателей преломления  $n_{\parallel}$  (1),  $n_{\perp}$  (2) и  $n_i$  (3) матрицы ВЕНА при  $\lambda = 345$  нм

Здесь  $n_{bj} = n_j(\nu_j)$  — фоновые показатели преломления в полосе примесного поглощения, совпадающие с показателями преломления матрицы из-за малой концентрации примесных молекул;  $f_{bj} = 1 + L_j(n_{bj}^2 - 1)$  — фоновые компоненты тензора локального поля световой волны для примесных молекул в полосе их поглощения,  $f_{bi} = (n_{bi}^2 + 2)/3$ . Значения  $n_j$  при длине волны  $\lambda = 345$  нм, средней для максимумов полос  $D_{i,j}(\lambda)$ , получены аналогично [7] и представлены на рис. 3. Плотности  $\rho$ ,  $\rho_i$  для нематической и изотропной фаз ВЕНА взяты из работы [13].

Зависимость  $S(\Delta T)$ , приведенная на рис. 4, хорошо аппроксимируется формулой

$$S = S_0(1 - T/T_1)^\beta \quad (6)$$

с параметрами  $S_0 = 1.047$ ,  $\beta = 0.127$ ,  $T_1 - T_{NI} = 0.18$  К. Как видно на рис. 4, экспериментальные значения  $L_{\perp}$  в нематической фазе матрицы существенно отличаются от  $L_i = 1/3$  для изотропной фазы, а зависимость  $L_{\perp}(S)$  хорошо аппроксимируется выражением

$$L_{\perp} = a + bS \quad (7)$$

с параметрами  $a = 0.343$ ,  $b = 0.056$ . При  $\lambda = 345$  нм во всем интервале нематической фазы компоненты  $f_{b\perp} > f_{b\parallel}$  различаются слабо из-за взаимной компенсации вкладов анизотропии тензора  $\mathbf{L}$  и двулучепреломления матрицы в анизотропию тензора  $\mathbf{f}_b$ . Для красителя К-6 учет анизотропии локального поля незначительно повышает значения  $S$  по сравнению с полученными ранее [11] из (3) в изотропном приближении  $f_{b\parallel} = f_{b\perp}$ .

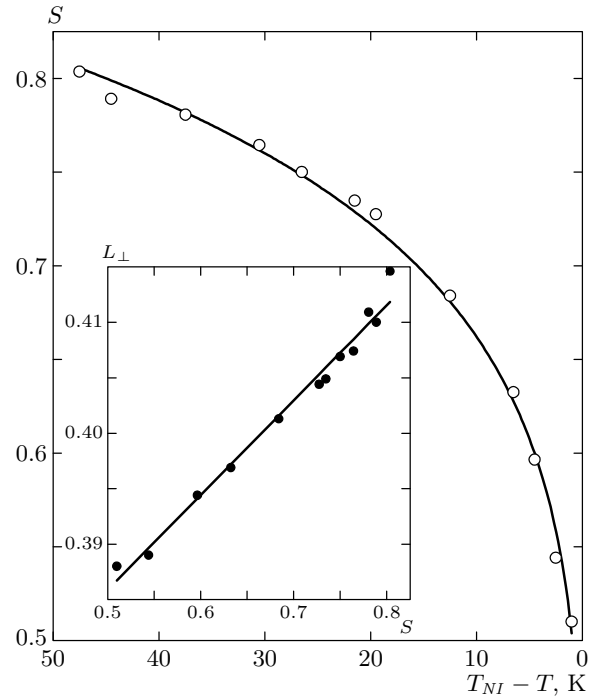


Рис. 4. Зависимости  $S(\Delta T)$  и  $L_{\perp}(S)$  для молекул К-6 в матрице ВЕНА (точки) и их аппроксимации формулами (6) и (7) (линии)

Для матрицы ВЕНА зависимость  $S_m(\Delta T)$  неизвестна, и в работах [11, 13] она отождествлялась с зависимостью  $S(\Delta T)$  для примесных молекул красителя К-2 (4-диметиламино-4'-нитроазобензол,  $\lambda_{max} = 490$  нм), полученной из дихроизма  $N_1$  его полосы поглощения без учета анизотропии тензора  $\mathbf{f}_b$ . Покажем, что экспериментальные зависимости  $S(\Delta T)$  и (7) можно использовать для определения функции  $S_m(\Delta T)$  для нематической матрицы. Из зависимости [14]

$$L_{\perp} = 1/3 + CS_m \quad (8)$$

и универсальной связи [15]

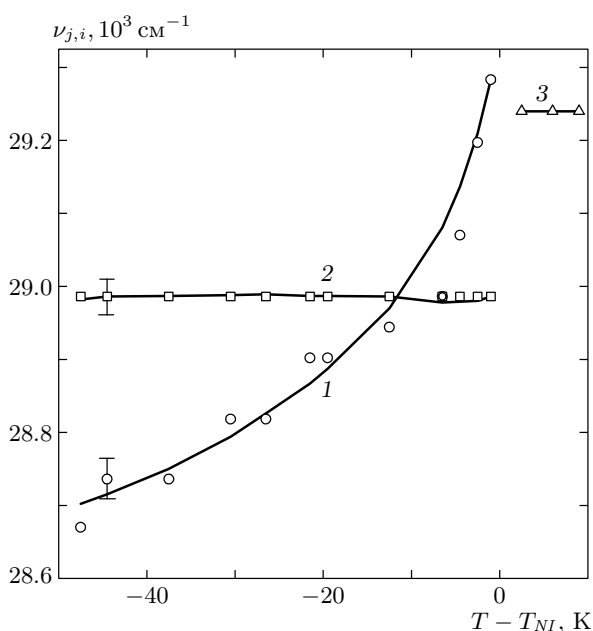
$$S(\Delta T) = AS_m(\Delta T) + B, \quad (9)$$

справедливой для всех исследованных к настоящему времени примесных нематиков, следует эмпирическая формула (7) с параметрами  $a = 1/3 - bB$ ,  $b = C/A$ . Подстановка  $B = (1 - 3a)/3b$  в (9) дает зависимость  $AS_m(\Delta T)$ , аппроксимация которой формулой типа (6) позволяет определить произведение  $AS_{m0}$  и параметр  $A$  (в естественном пределе  $S_{m0} = 1$ ). Использование этой процедуры для ВЕНА дает параметры  $B = 0.116$ ,  $AS_{m0} = 1.191$ ,  $\beta = 0.118$  и  $T_1 - T_{NI} = 0.6$  К. При  $S_{m0} = 1$  и

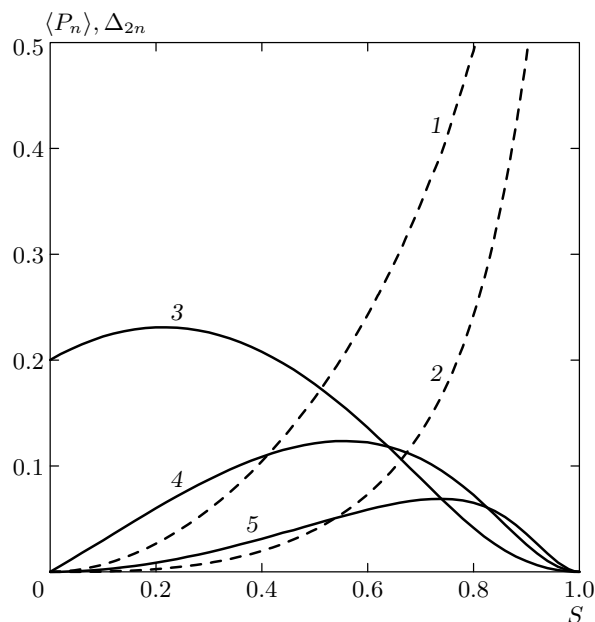
$A = 1.191$  значения  $S_m(\Delta T)$  несущественно отличаются от  $S(\Delta T)$  для молекул К-6 во всем интервале существования нематической фазы и несколько занижены при  $\Delta T > 35$  К, тогда как для молекул К-2 значения  $S$  [11, 13] в этой области температур несколько выше, чем для К-6.

#### 4. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ $\nu_j(\Delta T)$ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Зависимости  $\nu_j(\Delta T)$ , представленные на рис. 5, характеризуются рядом особенностей, не наблюдавшихся ранее для переходов с  $\mathbf{d} \parallel \mathbf{l}$  [7, 12]. При  $\Delta T = \Delta T^* = -6.5$  К имеет место температурная инверсия знака  $\Delta\nu$  при постоянстве  $\nu_{\perp}$  во всем интервале мезофазы и сильной зависимости  $\nu_{\parallel}(\Delta T)$  с изменением соотношения между  $\nu_i$  и  $\nu_{\parallel}$  вблизи  $T_{NI}$ . Полосы  $D_{\parallel}(\nu)$  и  $D_{\perp}(\nu)$  соответствуют поглощению ортогонально-поляризованных нормальных световых волн в ЖК, не взаимодействующих между собой, вследствие чего наблюдается точное вырождение  $\nu_{\parallel} = \nu_{\perp}$  в точке  $\Delta T^*$ . При этом различие  $\nu_i > \nu_j$  в точке  $\Delta T^*$  указывает на присутствие в (2) вкладов дисперсий  $\Delta_{2n}$  с несколькими значениями  $n \geq 2$  и взаимную компенсацию этих вкладов в  $\Delta\nu$



**Рис. 5.** Температурные зависимости максимумов  $\nu_{\parallel}$  (1),  $\nu_{\perp}$  (2) и  $\nu_i$  (3) полос поглощения  $D_{j,i}(\nu)$  красителя К-6 в матрице ВЕНА. Сплошные линии — интерполяция значений  $\nu_j$ , рассчитанных по формуле (1) с приведенными в тексте параметрами



**Рис. 6.** Зависимости параметров  $\langle P_4 \rangle$  (1),  $\langle P_6 \rangle$  (2),  $\Delta_{22}$  (3),  $\Delta_{24}$  (4),  $\Delta_{26}$  (5) от  $\langle P_2 \rangle = S$  для функции распределения (10)

в данной точке. Как видно на рис. 2–4, зависимость  $S(\Delta T)$  и определяемые ею температурные зависимости параметров  $D_j$ ,  $n_j$  и  $L_{\perp}$  не имеют каких-либо особенностей в окрестности точки  $\Delta T^*$ , что также указывает на проявление моментов  $\langle P_n \rangle$  с  $n \geq 4$  в изменении знака  $\Delta\nu$ . Отметим, что для большого числа исследованных к настоящему времени примесных систем при описании зависимостей  $\nu_j(S)$  формулой (1) было достаточно учета слагаемых с  $n = 2$  (см. работы [7, 12] и цитированную там литературу).

Для расчета параметров  $\langle P_n \rangle$  и дисперсий  $\Delta_{2n}$  в (1) использовалась функция распределения

$$f(\theta) = \frac{1}{Z} \exp[\lambda_2(S)P_2(\cos \theta)],$$

$$Z = \int_{-1}^1 \exp[\lambda_2(S)P_2(\cos \theta)] d \cos \theta, \quad (10)$$

соответствующая эксперименту при высоких значениях  $S$  для достаточно длинных собственных и примесных молекул без концевых алкильных цепей [7, 10, 12]. Параметры  $\lambda_2(S)$  находились из уравнения  $S = \partial \ln Z / \partial \lambda_2$  и использовались затем для расчета зависимостей  $\langle P_n \rangle(S)$  и  $\Delta_{2n}(S)$ , представленных на рис. 6. Из-за отмеченной выше близости величин  $S$  и  $S_m$  при одинаковых значениях  $\Delta T$  в (1) полагалось  $S_m = S$ .

Анализ показал, что учет в (1) слагаемых с

$n = 2, 4$  и определение подгоночных параметров  $A_{n0,1}$  по двум парам значений  $\nu_{\parallel,\perp}$  в двух точках  $\Delta T$  или значениям  $\nu_{\perp}$  в четырех точках  $\Delta T$  дают линейную зависимость  $\nu_{\parallel}(\Delta T)$  с инверсией знака  $\Delta\nu$  при значениях  $\Delta T$ , близких к середине температурного интервала мезофазы. Учет в (1) слагаемых с  $n = 2-6$  существенно улучшает согласие теории и эксперимента. На рис. 5 приведены зависимости  $\nu_j(\Delta T)$ , отвечающие минимальному среднеквадратичному отклонению рассчитанных значений  $\nu_j(\Delta T)$  от экспериментальных, с параметрами  $A_{20} = 1855$ ,  $A_{21} = 2348$ ,  $A_{40} = -20123$ ,  $A_{41} = 13867$ ,  $A_{60} = 36773$  и  $A_{61} = -35260 \text{ см}^{-1}$ . Согласие теории и эксперимента свидетельствует о взаимосогласованности всех отмеченных выше особенностей изменения  $\nu_j(\Delta T)$  и их соотношений с  $\nu_i$ . Причем даже незначительное отклонение рассчитанных значений  $\nu_{\perp}$  при  $\Delta T = -6.5$  и  $-4.5$  К в меньшую сторону по сравнению с экспериментальными отвечает значительному завышению рассчитанных значений  $\nu_{\parallel}$  при тех же температурах. В целом, соответствие рассчитанных и экспериментальных зависимостей  $\nu_j(\Delta T)$  в настоящей работе такое же, как было получено ранее [11] при использовании в качестве  $S_m$  значений  $S$  для красителя К-2 [13] и неучете анизотропии локального поля при определении  $S$ . Приведенные параметры  $A_{n0,1}$  также близки к полученным ранее [11]. Все это свидетельствует о слабом влиянии особенностей изменения  $S_m(\Delta T)$  и  $S(\Delta T)$  на инверсию знака  $\Delta\nu$  для примесных молекул.

Максимальное расхождение теоретических и экспериментальных значений  $\nu_j(\Delta T)$  наблюдается в точке инверсии  $\Delta T^*$  и быстро убывает при удалении от нее. Как видно на рис. 6, в интервале изменения  $S = 0.5-0.8$  для исследуемой системы и функции распределения (10) с ростом  $S$  зависимость  $\Delta_{22}(S)$  монотонно убывает, а зависимости  $\Delta_{24}(S)$  и  $\Delta_{26}(S)$  изменяются немонотонно, проходя через максимум соответственно при  $S = 0.55$  и  $0.74$ . Поскольку экспериментальное значение  $S(\Delta T^*) = 0.633$  совпадает с величиной  $0.638$ , при которой с ростом  $S$  разность  $\Delta_{22}(S) - \Delta_{24}(S)$  меняет знак с положительного на отрицательный, расхождение расчета и эксперимента в окрестности  $\Delta T^*$  может быть связано с небольшим отличием реальной функции распределения от модельной (10). Для области низких значений  $S$  такие отличия известны [5, 7, 14].

Таким образом, температурная инверсия знака  $\Delta\nu$  и другие наблюдаемые особенности изменения  $\nu_j(\Delta T)$  обусловлены статистической природой ориентационной упорядоченности примесных молекул и проявлением моментов функции ориентационно-

го распределения  $\langle P_n \rangle$  с  $n = 2-8$ . Функция распределения (10) может служить хорошим приближением при теоретическом моделировании физических свойств нематиков в области высоких значений  $S$ . Спектральные особенности поляризованного примесного поглощения и люминесценции [9] являются эффективными и пока единственными известными индикаторами тонких структурных особенностей анизотропных статистически-упорядоченных молекулярных сред.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Dunmur and K. Toriyama, in *Physical Properties of Liquid Crystals*, ed. by D. Demus, J. Goodby, G. W.Gray, H. W. Spiess, and V. Vill, Weinheim: Wiley-WCH Publ., Ch. 5 (1999), p. 151.
2. L. M. Blinov, in *Physical Properties of Liquid Crystals*, ed. by D. Demus, J. Goodby, G. W.Gray, H. W. Spiess, and V. Vill, Weinheim: Wiley-WCH Publ., Ch. 9 (1999), p. 375.
3. F. Schneider and H. Knepppe, in *Physical Properties of Liquid Crystals*, ed. by D. Demus, J. Goodby, G. W.Gray, H. W. Spiess, and V. Vill, Weinheim: Wiley-WCH Publ., Ch. 8 (1999), p. 352.
4. Г. А. Ляхов, Ю. П. Свирко, КЭ **6**, 2490 (1979).
5. S. Jen, N. A. Clark, P. S. Pershan, and E. B. Priestley, *J. Chem. Phys.* **66**, 4635 (1977).
6. S. D. Durbin and Y. R. Shen, *Phys. Rev. A* **30**, 1419 (1984).
7. Е. М. Аверьянов, В. М. Муратов, В. Г. Румянцев, *Опт. и спектр.* **67**, 603 (1989).
8. Е. М. Аверьянов, *Опт. и спектр.* **65**, 868 (1988).
9. Е. М. Aver'yanov, *Mol. Mats.* **14**, 233 (2001).
10. I. W. Hamley, G. R. Luckhurst, R. M. Richardson, and F. Santos, *J. Chem. Phys.* **116**, 3887 (2002).
11. Е. М. Аверьянов, В. Г. Румянцев, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 47 (2002).
12. Е. М. Аверьянов, *Опт. и спектр.* **63**, 790 (1987).
13. L. M. Blinov, V. A. Kizel, V. G. Romyantsev, and V. V. Titov, *J. de Phys., Colloq. C1* **36**, C1-69 (1975).
14. Е. М. Аверьянов, *Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов*, Наука, Новосибирск (1999).
15. Е. М. Aver'yanov, *Nuovo Cimento Pt. D* **12**, 1281 (1990).