Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 12, стр. 589 – 592 *20 июня 1983 г.*

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ИНВЕРСИЯ ЗНАКА ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В.М.Филев

Изучен эффект температурной инверсии знака ВППС в изотропной фазе холестерических и смектической *A*-фазе сегнетоэлектрических ЖК. Наличие инверсии в изотропной фазе означает неприменимость среднеполевого приближения для описания промежуточных голубых фаз.

Величина вращения плоскости поляризации света (ВППС) в жидких кристаллах (ЖК) состоит из структурного, флуктуационного и собственного (молекулярного) вкладов. В холестерической и смектической *C**-фазах, обладающих киральной структурой, структурный вклад всегда является определяющим. Однако те же ЖК могут иметь фазы без кирального дальнего порядка (например, изотропную и смектическую *A*), где интерес к ВППС связан с изучением вклада кирального ближнего порядка – флуктуационных ориентационных мод [1 - 5, 7].

В данной работе описан новый эффект – температурная инверсия знака у флуктуационной части ВППС в ЖК-фазах без кирального дальнего порядка. Эффект обусловлен переходом к структурному режиму флуктуаций, который возникает вблизи точки абсолютной неустойчивости фазы. Наличие инверсии знака ВППС в изотропной фазе означает неприменимость среднеполевого приближения для описания промежуточных голубых фаз.

Рассмотрим изотропную фазу холестерического ЖК. Флуктуационная часть ВППС определяется собственными значениями тензора диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_0) = \epsilon_0\,\delta_{\alpha\beta} + \Delta\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_0)$ в виде [4]

$$\Delta\epsilon_{\alpha\gamma}(\mathbf{k}_0) = \frac{k_0^2}{8\pi\epsilon_0}\int\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}D_{\beta\delta}(\mathbf{k}_0+\mathbf{q})[G^{\gamma\delta}_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) - G^{\gamma\delta}_{\alpha\beta}(-\mathbf{q})], \qquad (1)$$

где $D_{\beta\delta}(\mathbf{q})$ и $G^{\gamma\delta}_{\alpha\beta}(\mathbf{q})$ – гриновские функции фотона (калибровка $\Phi = 0$) и анизотропии тензора локальной диэлектрической проницаемости среды $Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) - (1/3)\delta_{\alpha\beta}\epsilon_{\gamma\gamma}$. Тензор $Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q})$ является параметром порядка фазового перехода изотропная жидкость – холестерик, и его коррелятор определяется из функционала свободной энергии Ландау – Де Жена

$$(F - F_0)/T = \sum_{s=0}^{4} \int \frac{d\mathbf{q}}{2(2\pi)^3} \tau_s(q) |\phi^s(\bar{\mathbf{q}})|^2 + \int d\mathbf{V} \{ \mu Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\gamma} Q_{\gamma\alpha} + \lambda Q^2_{\alpha\beta} Q^2_{\gamma\delta} \},$$

$$Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \sum_{s=0}^{4} \phi^s(\mathbf{q})\, \sigma^s_{\alpha\beta}(\mathbf{q}), \quad \tau_0(q) = a + (b + 2c/3) q^2, \tag{2}$$

$$\tau_{1,2}(q) = a + bq^2 \mp 2bq_0 q, \quad \tau_{3,4}(q) = a + (b + c/2) q^2 \mp bq_0 q; \quad a = a_0(T - T^*).$$

Вдали от точки фазового перехода корреляционные длины пяти флуктуационных мод (2) $\xi_s \sim (b/a)^{1/2} \ll k_0^{-1}$ и флуктуационная часть ВППС определяется вкладом мод конической спирали $(s = 3, 4)$: $\phi(T) - \phi_0 = \Delta\phi_3(T)$

$$\Delta\phi_3(T) = \frac{k_0^2 b^{1/2} q_0 \xi_3}{48\pi\epsilon_0^2 (b + c/2)^{3/2}}, \tag{3}$$

где $b\xi_3^{-2} = a - b^2 q_0^2/(4b + 2c)$ и ϕ_0 – собственное вращение. Однако вблизи точки абсолютной неустойчивости фазы сильный провал моды плоской спирали $(s = 1)$ при $\tau = (a - bq_0^2)/bq_0^2 \ll 1$ приводит к большой величине $\xi_1 = q_0^{-1}\tau^{-1/2}$ и значительному вкладу структурных флуктуаций моды $s = 1$ в величину ВППС

$$\phi(T) = \phi_0 + \Delta\phi_3(T) - \frac{k_0^2 f(x,\tau)}{48\pi\epsilon_0^2 b\sqrt{\tau}}, \quad x = q_0/2k_0 = \lambda_0/p_0, \tag{4}$$

где $f(x, 0) = -(3/2)(x^2 + 4/3) + (3/4)(x + x^3)\ln|(1 + x)/(1 - x)|$.

Вклад мод конической спирали, $\Delta\phi_3(T)$ в выражении (4), с достаточной точностью сохраняет вид (3) вплоть до $\tau = 0$, где $\xi_{3,4} \approx q_0^{-1}$. Вид функции $f(x, \tau)$ приведен на рис.1. Инверсия знака ВППС по длине волны на флуктуационной моде $s = 1$ приводит к температурной инверсии знака $\phi - \phi_0$ при $\tau \approx f^2(x, \tau)$ и $\lambda_0/p_0 > x_i(\tau)$. Подобная ситуация возможна лишь для короткошаговых холестерических ЖК ($p_0 = 4\pi/q_0 = (2 \div 4)\cdot 10^3$ Å), где в точке фазового перехода первого рода $\tau_c \ll 1$ [3,6,8], и экспериментально наблюдаемую смену знака суммарного $\phi(T)$ вблизи фазового перехода [7] можно интерпретировать как проявление структурного режима флуктуаций согласно (4) (в [7] $p_0 \approx 2\cdot 10^3$ Å, $x \approx 2$). Возросший в последнее время интерес к короткошаговым холестерическим ЖК вызван наличием так называемых „голубых" фаз в узком температурном интервале между изотропной и короткошаговой холестерической фазами. Однако результаты теории Ландау – Де Жена без учета флуктуаций, дающей фазовую диаграмму с областью промежуточных фаз, заметно расходятся с экспериментальными данными [8]. Эти расхождения могут быть связаны с неприменимостью среднеполевого приближения. В то же время смена знака $\phi(T) - \phi_0$ в изотропной фазе с понижением температуры означает нарушение применимости среднеполевого приближения. Действительно, из выражения (4) смена знака у $\phi(T) - \phi_0$ происходит при $\tau \lesssim 0{,}1$, т.е. в области сильно развитых структурных флуктуаций моды $s = 1$, приводящих к замене величины τ в (4) на ее перенормированное значение $V(\tau)$ вида [6]

$$V(\tau) = \tau + Q\tau^{-1/2} - R\tau^{-1}, \tag{5}$$

где $R \ll Q \sim 0{,}1$ – относительный вклад взаимодействия флуктуаций при $q_0 = 0$ (ангармонизмы третьего и четвертого порядков в (2)). Перенормировка коэффициентов разложения свободной энергии промежуточных „голубых" фаз по степеням параметра порядка $Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_0)$ аналогично (5) приводит к заметному отличию термодинамических характеристик промежуточных фаз от их среднеполевых значений.

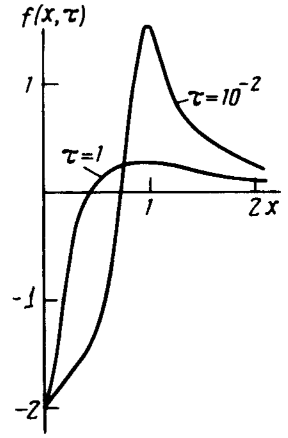

Рис. 1

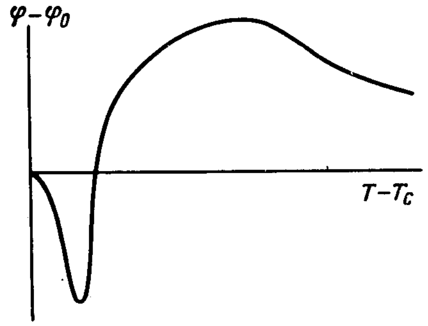

Рис. 2

Смену знака у $\phi(T) - \phi_0$ следует ожидать и в смектической A-фазе, если аналогично предыдущему, знак $\phi(T) - \phi_0$ вдали от перехода ($\xi_A^{-2} \gg 2k_0^2$) обратен знаку ВППС в следующей при понижении температуры смектической C^*-фазе. Это условие выполняется при $\lambda_0 < p_c$ [5]. Для вычисления ВППС в смектической A-фазе можно воспользоваться формулой (1), полагая малой анизотропию диэлектрической проницаемости A-фазы сегнетоэлектрического ЖК $\Delta\epsilon$ и используя связь $Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q})$ с параметром порядка $\beta_\alpha(\mathbf{q})$ фазового перехода $A \to C^*$: $Q_{\alpha\gamma} = \Delta\epsilon(\beta_\alpha n_\gamma + \beta_\gamma n_\alpha)$, где $\mathbf{n}$ – нормаль к смектическим слоям ($\vec{\beta} \perp \mathbf{n}$). Коррелятор $\langle \beta_\alpha(\mathbf{q})\beta_\gamma(-\mathbf{q})\rangle$ определяется разложением Ландау вида

$$(F - F_0)/T = (1/2) \int dV\{ a\beta_\alpha^2 + b(\partial_\alpha\beta_\gamma)^2 + 2bq_c e_{\alpha\gamma\mu}\beta_\gamma \partial_\mu \beta_\alpha + \lambda\beta_\alpha^2\beta_\gamma^2 \}. \qquad (6)$$

Для $q_c/k_0 \approx 0,3$ [5] зависимость $\phi(T) - \phi_0$ от $\xi_A^{-2} = a/b \propto T - T_c$ представлена на рис.2 ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{n}$). Как и предполагалось, при $\lambda_0 < p_c$ имеется температурная инверсия в области $\xi_A^{-2} \sim 2q_c k_0$, причем величины экстремумов функции $\phi - \phi_0$ – одного порядка. Подавление величины $\phi - \phi_0$ в критической области $T \to T_c$ связано с занулением ВППС на конической спирали при распространении света вдоль ее оси: ВППС в C^*-фазе определяется структурой плоской спирали, которая слабо флуктуирует и не является особой при $T \to T_c$. Для стандартных значений феноменологических констант функционала свободной энергии (6) и $\lambda_0 = 3 \cdot 10^3$ Å имеем следующую оценку величины температурного интервала немонотонного поведения $\phi(T) - \phi_0$: для $\xi_A^{-2} = 2k_0^2$ имеем $T - T_c \sim 1°$. Оценка дает лишь порядок величины, так как в (6) мы пренебрегли анизотропией градиентных членов.

В холестерике с раскрученной полем спиралью, флуктуации директора $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \vec{\beta}$ приводят к аналогичному поведению для $\phi(H) - \phi_0$, ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{n}_0$), причем $\xi_H^{-2} = \chi H^2/K$, $(K = K_{ii})$.

В заключение автор выражает благодарность Э.И.Рашба и Е.И.Кацу за полезные обсуждения.

Литература

1. *Cheng J., Meyer R.B.* Phys. Rev. Lett., 1972, 29, 1240.
2. *Кац Е.И.* ЖЭТФ, 1973, 65, 2487.
3. *Бразовский С.А., Дмитриев С.Г.* ЖЭТФ, 1975, 69, 979.
4. *Филев В.М.* Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 625.
5. *Демихов Е.И., Долганов В.К., Филев В.М.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 305.
6. *Бразовский С.А., Филев В.М.* ЖЭТФ, 1978, 75, 1140.

7. *Beevers M.S., Elliott D.A., Williams G.* Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1981, **A24,** 635.
8. *Hornreich R.M., Shtrikman S.* Phys. Rev., 1981, **A24,** 635.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1983 г.