Краткие сообщения по физике № 4 1983

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ – ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ; СВЯЗЬ ШАГА СТРУКТУРЫ С ОРИЕНТАЦИОННОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТЬЮ

Г. А. Ляхов, В. А. Макаров

УДК 539.783

Показано, что отличие локальной симметрии холестерической фазы от нематической влечет возможность фазового перехода второго рода в спиральную фазу с локально изотропной оптической восприимчивостью.

I. Жидкокристаллические исследования последних лет показали, что представление о локальном тождестве холестерической и нематической мезофаз малооправдано. Их различие особенно сильно проявляется в предпереходной области, для которой давно известна, в частности, возможность существования структур с дискретной симметрией /I/. Эти структуры термодинамически стабильны в узком температурном интервале (менее одного градуса) между изотропной и обычной холестерической фазами и обладают свойствами /I–4/, физически выделяющими их среди других жидких кристаллов.

Континуальная теория фазовых переходов (ФП) в ориентационно упорядоченных фазах строится на разложении плотности свободной энергии F по степеням тензорного параметра порядка $Q_{\alpha\beta}(\sim\mu)$ и его пространственных производных $\partial_\gamma Q_{\alpha\beta}$ ($\partial_\gamma\sim\mu$, $\mu\ll 1$ – символический параметр малости). Если мезогенные молекулы киральны, это разложение обычно ограничивается суммой /5/:

$$F_0 = \frac{a}{2}(T-T^*)Q^2_{\alpha\beta} + \frac{a_2}{3}Q_{\alpha\beta}Q_{\beta\gamma}Q_{\gamma\alpha} + \frac{a_3}{4}(Q^2_{\alpha\beta})^2 + \frac{a_4}{2}(\partial_\gamma Q_{\alpha\beta})^2 + \frac{a_5}{2}(\partial_\gamma Q_{\gamma\alpha})(\partial_\beta Q_{\beta\alpha}) + a_6 e_{\alpha\beta\gamma}Q_{\alpha\rho}\partial_\gamma Q_{\rho\beta}. \qquad (I)$$

В этом приближении показано существование пространственно неоднородных фаз, которые интерпретируются как экспериментально исследованные "голубые фазы" /6/. Последовательное разложение по степеням μ до μ^4 ($Q^4_{\alpha\beta} \sim \mu^4$, $(\partial_\gamma Q_{\alpha\beta})^2 \sim \mu^4$) должно включать в дополнение к F_0, еще одно инвариантное относительно вращений слагаемое

$$f = 2a_7 e_{\alpha\beta\gamma} Q_{\alpha\rho} Q_{\rho\sigma} \partial_\gamma Q_{\sigma\beta}, \tag{2}$$

которое тоже порядка μ^4. Оно описывает локальное различие упорядоченности холестерика и механически скрученного нематика. В низкотемпературных фазах f мало, однако в описании "голубых фаз" его необходимо учитывать.

Содержательность учета (2) доказывает уже пример одномерной структуры. Выясняется, что в пределах ее существования возможен ФП второго рода, не изменяющий пространственно однородных компонент диэлектрической проницаемости.

2. В одномерной фазе независимы три комбинации компонент $Q_{\alpha\beta}(z)$:

$$Q = Q_{xx} + Q_{yy}, \quad M = |Q_{xx} - Q_{yy} + 2iQ_{xy}|,$$

$$p = \arg(Q_{xx} - Q_{yy} + 2iQ_{xy}).$$

Здесь производная от p пропорциональна обратному шагу спиральной структуры, Q и M характеризуют степень ориентационной упорядоченности молекул. Минимизируя $\int F dV$ в этих переменных, находим исходную для анализа систему уравнений:

$$a_4 \ddot{M} = a_1 M + a_2 QM + \frac{a_3}{2} M(M^2 + 3Q^2) - \frac{M}{a_4}(a_6 + 2a_7 Q)^2,$$

$$(a_4 + \frac{2}{3} a_5)\ddot{Q} = a_1 Q + \frac{a_2}{6}(M^2 - 3Q^2) + \frac{a_3}{2} Q(M^2 + 3Q^2) - \tag{3}$$

$$- \frac{2a_7}{3a_4} M^2 (a_6 + 2a_7 Q).$$

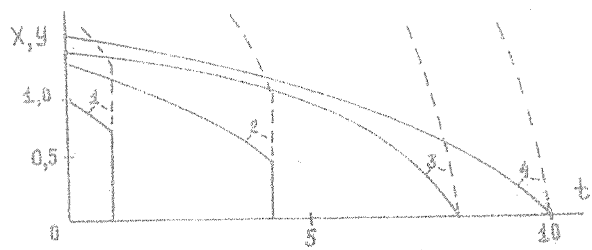
Обратный шаг спиральной структуры теперь не является независимой величиной, а связан через a_7 с ориентационной упорядоченностью Q:

$$b = -(a_6 + 2a_7Q)/a_4.$$

Однородно упорядоченные структуры ($\tilde{Q} = \tilde{M} = 0$) описываются (в естественных безразмерных переменных $x = -(6a_3/a_2)Q$, $y^2 = 12a_3^2M^2/a_2^2$, $t = 24aa_3(T - T^*)/a_2^2$) двумя параметрами $A = 24a_3a_6^2/a_4a_2^2$ и $B = a_2a_7/3a_3a_6$ полностью определяющими характер ФП. Температура перехода t_{tr} определяется равенством свободных энергий двух фаз:

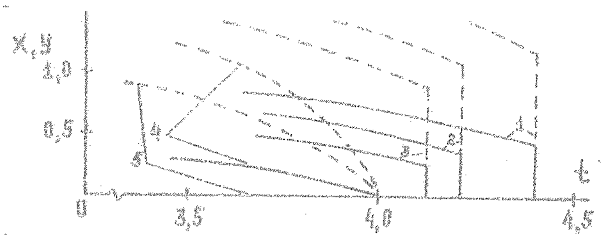
$$t_{tr}(x^2 + y^2)/2 - 2x(y^2 - x^2/3) + (x^2 + y^2)^2/4 - Ay^2(1 - Bx)^2 = 0. \quad (4)$$

Если $AB = 2$, то $x = 0$, $y = (A-T)^{1/2}$ и температура ФП второго рода из изотропной в эту новую фазу $t_{tr} = A$. Существенно, что само появление ее обязано отличию от нуля констант a_2 (нематический фазовый переход первого рода) и a_7 (локальное различие холестерика и механически скрученного нематика). От обычной холестерической фазы она отличается изотропностью пространственно однородной составляющей ее диэлектрической проницаемости.

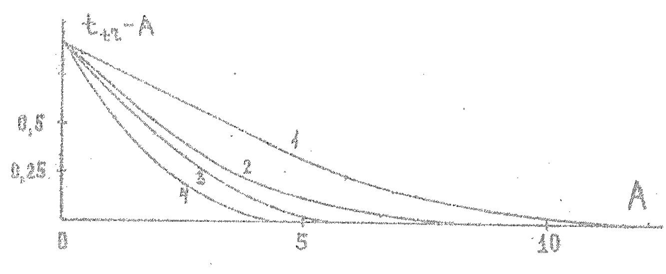


Р и с. 1. Зависимость степени ориентационной упорядоченности от температуры при $B = 0$. Кривые 1 – 4 соответствуют $A = 0$; 4; 8; 10

3. На рис. I представлены зависимости x (сплошные кривые) и y (пунктирные) от t при $B = 0$. При $A < 8$ переход изотропная жидкость – одномерная холестерическая фаза – первого рода, при $A \geq 8$ – второго. Влияние B на характер ФП показывает рис. 2. С ростом B ФП – сначала первого рода – становится все более мягким (t_{tr} приближается к A, величина скачка x и y стремится к нулю); начиная с определенного $B_1(A)$, происходит ФП второго рода с критической температурой, равной A. Для $A \geq 8$ влияние B аналогично: при $B < B_2(A)$ имеем ФП первого рода.



Р и с. 2. Зависимость степени ориентационной упорядоченности от температуры при $A = 4$. Кривые I – 5 соответствуют $B = -0,05$; 0; 0,05; 0,2; 0,5



Р и с. 3. Линия фазового перехода при $B = -0,05$; 0; 0,05; 0,I (соответственно кривые I–4)

Краткие сообщения по физике № 4 1983

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ ТОКОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В МНОГОУРОВНЕВОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

А. С. Бруев, В. К. Конюхов

УДК 533.5

Получен вид квазистационарного распределения (КР) в многоуровневой спиновой системе при наличии источников.

Известно, что в условиях обмена квантами возбуждений существует гидродинамическая стадия релаксации, когда населенности состояний являются функциями небольшого числа медленно изменяющихся гидродинамических параметров. Наличие источников в уравнениях для населенностей состояний в общем случае приводит к искажению соответствующей формы КР /I/.

Построим точное решение модельной задачи о нахождении вида КР в спиновой системе [ж)], когда на уровне с номером p действует постоянный положительный источник мощности η, а на нижнем – уровне – отрицательный источник (сток) той же мощности. В рассматриваемом случае между уровнями 0 и p в квазистационарном режиме устанавливается независящий от номера уровня ток $J = \eta$ и, следовательно, КР становится функцией величины тока. Вид распределения получается из решения системы уравнений для токов. В случае многоуровневой спиновой системы имеем /I/

$$J_{n+1,n} = \frac{\psi Q^{01}_{10}}{1 - \xi} (n + 1)(N_{n+1} - \xi N_n) = \begin{cases} \eta, & n \leq p - 1; \\ 0, & n > p - 1; \end{cases} \qquad (\mathrm{I})$$

[ж)] Спиновая система в асимптотическом пределе большого спинового момента эквивалентна системе гармонических осцилляторов /I/.

Полученные результаты суммированы на рис. 3, показывающем зависимости $t_{tr} - A$ от A; кривая 2 соответствует $a_7 = 0$ /5/. ФП второго рода соответствуют значения A (при данном B), лежащие справа от точки пересечения соответствующей кривой с осью A. С ростом B область значений A, при которых происходит ФП первого рода, сужается.

4. Новый член, учтенный нами в разложении свободной энергии, должен существенно влиять и на характер неоднородных решений системы (3), описывающих структуры с дискретной симметрией. Их исследование с $a_7 \neq 0$ составит предмет отдельной работы, как и экспериментальное измерение этого коэффициента. Наиболее перспективны здесь нелинейнооптические методы зондирования ФП /7/ с их возможностями локализованных измерений параметров.

Поступила в редакцию
13 октября 1982 г.

Литература

1. В. А. Беляков, А. С. Сонин, Оптика холестерических жидких кристаллов, "Наука", М., 1982 г.
2. D. L. Johnson, J. H. Flack, P. P. Crooker, Phys. Rev. Lett., 45, 641 (1980).
3. K. Bergmann et al., Z. Naturforsch., 34A, 253 (1979).
4. P. J. Collings, J. R. McColl, J. Chem. Phys., 69, 3371 (1978).
5. С. А. Бразовский, С. Г. Дмитриев, ЖЭТФ, 69, 979 (1975).
6. R. M. Hornreich, S. Shtrikman, Phys. Rev., 24A, 635 (1981).
7. С. М. Арекелян, Г. А. Ляхов, Ю. С. Чилингарян, УФН, 131, 3 (1980).