Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 11, стр. 625 – 628 *5 июня 1978 г.*

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ – НЕМАТИК

В.М. Филев

Предложен метод изучения предпереходных явлений в нематическом жидком кристалле на основе предпереходного поведения холестерического жидкого кристалла с большим шагом спирали.

В последнее время фазовый переход изотропная жидкость – нематический жидкий кристалл стал предметом интенсивного экспериментального изучения [1 – 7]. Однако вопрос о характере аномалий в предпереходной области остается открытым. Возможны три следующие предположения: параметр Гинзбурга мал и величина индексов находится по методу самосогласованного поля; фазовый переход по случайным причинам происходит вблизи трикритической точки и следует учитывать логарифмические поправки к самосогласованному полю [8]; индексы имеют скейлинговое значение [9]. Результаты калометрических измерений [4] указывают на неприменимость методов самосогласованного поля. Однако точности эксперимента [4] не хватает для выбора между критическим и трикритическим поведением. В работах [1 – 4] измерялся индекс теплоемкости. Для уточнения характера фазового перехода предлагается рассмотреть вращение плоскости поляризации электромагнитных волн в смеси данного вещества с небольшим количеством оптически активных молекул. Известные оптические эксперименты [5 – 7] по релеевскому рассеянию света в предпереходной области имеют недостаток, связанный с рассеянием света на частицеподобных примесях с диаметром порядка 10^3 Å [7], находящихся в образце. Так как эти примеси не обладают оптической активностью, то предлагаемый метод служит как уточнением результатов экспериментов по аномалии теплоемкости [1 – 4], так и выяснением причин расхождения между результатами оптических измерений [6, 7], обсуждавшихся в работе [7]. Слабый раствор оптически активных молекул в исходном жидком кристалле ниже точки фазового перехода имеет холестерическое упорядочение с большим шагом спирали.

В предпереходной области корреляционная длина ориентаций молекул ξ, характеризующая родственный нематическим жидким кристаллам ближний порядок, не превышает 200 Å [5 – 7], что много меньше большого шага холестерической спирали $p \approx 10^4$ Å. Поэтому термодинамическое поведение данной смеси такое же, как и для исходного жидкого кристалла. Однако в оптически активном жидком кристалле возможно измерение предпереходного вращения плоскости поляризации, которое связано с появлением в тензоре диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ члена, неинвариантного относительно замены $\mathbf{k} \to -\mathbf{k}$ [10]:

$$\epsilon_{\alpha\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{\alpha\gamma}(-\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}_0^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} D_{\beta\delta}(\mathbf{q}+\mathbf{k})[G_{\alpha\beta}^{\gamma\delta}(\mathbf{q}) - G_{\alpha\beta}^{\gamma\delta}(-\mathbf{q})], \tag{1}$$

где $k_0 = \epsilon_0^{1/2}\omega/c$, $|\mathbf{k}| = k_0$ и функция Грина фотона в калибровке $\phi = 0$ равна

$$D_{\beta\delta}(\mathbf{k}) = \frac{4\pi}{k_0^2 - k^2}\left(\delta_{\beta\delta} - \frac{k_\beta k_\delta}{k_0^2}\right).$$

В выражении (1) $G_{\alpha\beta}^{\gamma\delta}(\mathbf{q})$ – корреляционная функция параметра порядка $Q_{\alpha\beta}(\mathbf{q})$, определяемая разложением свободной энергии вблизи фазового перехода изотропной жидкости в холестерический жидкий кристалл, предложенным Де Женом [11]

$$\frac{F - F_\text{o}}{T} = \frac{1}{2!}\int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}[\,a Q^2_{\alpha\beta} + b(q_\alpha Q_{\beta\gamma})^2 + c\, q_\alpha Q_{\alpha\beta} q_\gamma Q_{\gamma\beta} +$$

$$+ 2bq_\text{o}\, q L_{\alpha\beta}\, Q_{\alpha\gamma} Q_{\gamma\beta} + \mu Q_{\alpha\beta}\, Q_{\beta\gamma} Q_{\gamma\alpha} + \lambda(Q^2_{\alpha\beta})^2\,], \qquad (2)$$

где $L_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\gamma} q_\gamma/q$, $q_\text{o} = 2\pi/p$. Из экспериментов по рассеянию света [6] известно, что $c << b$. В дальнейшем будем считать $c = 0$. В силу неравенства $\xi << q_\text{o}^{-1}$ оптически активную часть гамильтониана (2) можно рассматривать как возмущение. Флуктуации параметра порядка $Q_{\alpha\beta}$ приводят к появлению аномальной размерности у оператора $L_{\alpha\beta}$, что надо учитывать при вычислении интеграла (1). Величина аномальной размерности определяется методом ϵ-разложения. Для нематического жидкого кристалла ($q_\text{o} = 0$) существует два способа счета индексов по ϵ-разложению. В первом случае тензор $Q_{\alpha\beta}$ — тензор в пространстве $d = 4$, во втором случае $Q_{\alpha\beta}$ — тензор в трехмерном пространстве. При $q_\text{o} \neq 0$ существует только последняя возможность, так как абсолютно антисимметричный объект $e_{\alpha\beta\gamma}$ существует только в трехмерном пространстве. Вычисление аномальной размерности оператора $L_{\alpha\beta}$ аналогично вычислению аномальной размерности η изотропной части функции Грина [9]. Если $\eta_L < \eta$, то в точке фазового перехода второго рода происходит изотропизация функции Грина ($L_{\alpha\beta} \to 0$). Такая ситуация возникла для аномальной размерности анизотропных частей функции Грина определяемых коэффициентом c [9]. В нашем случае оказалось $\eta_L = \eta$:

$$(G^{\gamma\delta}_{\alpha\beta})^{-1} \sim q^{2-\eta}[\,\Delta^{\gamma\delta}_{\alpha\beta} - (q_\text{o}/2q)(L_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta} + L_{\alpha\delta}\,\delta_{\beta\gamma} + L_{\beta\gamma}\delta_{\alpha\delta} + L_{\beta\delta}\,\delta_{\alpha\gamma})]$$

$$\Delta^{\gamma\delta}_{\alpha\beta} = (1/2)(\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta} + \delta_{\alpha\delta}\,\delta_{\beta\gamma}) - (1/3)\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta}\,.$$

Таким образом флуктуации параметра порядка $Q_{\alpha\beta}$ не влияют на величину шага холестерической спирали и интеграл (1) определяется чисто нематическими индексами. Полагая $k_\text{o} \approx q_\text{o}$, $\xi << q_\text{o}^{-1}$ разлагаем подынтегральное выражение в (1) до первого порядка по q_o и k_o:

$$\epsilon_{\alpha\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{\alpha\gamma}(-\mathbf{k}) = \frac{k_\text{o} q_\text{o}\, \xi^{1-\eta}\, \xi_\text{o}^{\eta}\, L_{\alpha\gamma}}{6\pi\epsilon_\text{o}\, b}\,.$$

Величина η численно мала ($\eta \approx 0{,}02$).

Если $1 \ll \ln(\xi/\xi_0) \ll \eta^{-1}$ [9], то величиной η можно пренебречь. При этом

$$\epsilon_{a\gamma}(\mathbf{k}) - \epsilon_{a\gamma}(-\mathbf{k}) = \frac{k_0 q_0 \xi L_{a\gamma}}{6\pi\epsilon_0 b} .$$

Вращение плоскости поляризации ψ/d равно

$$\frac{\psi}{d} = \frac{k_0^2 q_0 \xi}{24\pi\epsilon_0^2 b} \sim \tau^{-\gamma/2}, \qquad \gamma = 1{,}26 . \qquad (2)$$

Величина $\psi/d \approx 10°/см$ в точке фазового перехода в холестерический жидкий кристалл.

Автор благодарен А.И.Ларкину и С.А.Бразовскому за обсуждение.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 апреля 1978 г.

Литература

[1] J.Mayer, T.Walaga, I.A.Janik. Phys. Lett., 41A, 102, 1972.

[2] K.Hirahawa, Sh. Kai. J. Phys., Japan, 37, 1472, 1974.

[3] Б.И.Островский, С.А.Тараскин, Б.А.Струков, А.С.Сонин. ЖЭТФ, 71, 690, 1976.

[4] М.А.Анисимов, С.Р.Гарбер, В.С.Есипов, В.М.Мамницкий, Г.И.Оводов, Л.А.Смоленко, Е.Л.Соркин. ЖЭТФ, 72, 1983, 1977.

[5] T.W.Stinson, I.D.Litster. Phys. Rev. Lett., 25, 503, 1975.

[6] B.Chu, C.S.Bak, F.L.Lin. Phys. Rev. Lett., 28, 1111, 1972.

[7] T.W.Stinson, J.D.Litster. Phys. Rev. Lett., 30, 688, 1973.

[8] Е.Е.Городецкий, В.М.Запрудский. ЖЭТФ, 72, 2299, 1977.

[9] П.Б.Вигман, А.И.Ларкин, В.М.Филев. ЖЭТФ, 68, 1883, 1975.

[10] С.А.Бразовский, С.Г.Дмитриев. ЖЭТФ, 69, 979, 1975.

[11] P.G.de Gennes. Phys. Lett., A30, 454, 1969.