

ВЛИЯНИЕ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКОГО ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ НА РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

И.Е.Дзялошинский, С.Г.Дмитриев, Е.И.Кац

Дальнодействующий характер сил Ван дер Ваальса приводит к неаналитическим по вектору рассеяния \mathbf{q} добавкам к интенсивности рассеяния I : формула $1/q^2$ заменяется на формулу типа $I \sim 1/(q^2 + a | \mathbf{q} |^3)$.

За последние годы рассеяние света в жидким кристаллах интенсивно исследовалось и теоретически и экспериментально. Рассеяние определяется главным образом тепловыми флуктуациями директора \mathbf{n} и носит характер критической опалесценции во всей области существования жидкокристаллической фазы. Соответствующая формула для зависимости интенсивности I от вектора рассеяния \mathbf{q} была получена Деженом и др. [1]:

$$I_\alpha = \frac{T}{K_{33} q_z^2 + K_{\alpha\alpha} q_\perp^2}; \quad \alpha = 1, 2. \quad (1)$$

Здесь T – температура, K_{11} , K_{22} , K_{33} – упругие модули жидкого кристалла; ось z выбрана вдоль равновесного направления директора. Значения $\alpha = 1, 2$ соответствуют двум флуктуационным модам (см. [1]).

Новейшие достижения в экспериментальной технике [2] сделали разумным вопрос о вычислении следующих членов разложения по \mathbf{q} в знаменателе формулы (1) (в работе Мак-Миллана [2] фактически изучалось рассеяние света при больших \mathbf{q} в области перехода нематик – смектик A). Ясно, что при наличии в системе лишь короткодействия следующий член разложения будет четвертой степени по \mathbf{q} . Учет же ван-дер-ваальсовского дальнодействия даст неаналитические кубические по $| \mathbf{q} |$ члены.

В самом деле формула (1) отвечает обычному выражению Осеена и Франка для свободной энергии жидкого кристалла [1]:

$$\delta F_{OF} = \frac{1}{2} \int d^3 q \sum_{\alpha=1,2} (K_{33} q_z^2 + K_{\alpha\alpha} q_\perp^2) | \nu_\alpha(\mathbf{q}) |^2, \quad (2)$$

где ν_α – независимые компоненты флуктуаций направления директора \mathbf{n} ($\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \vec{\nu}$; $\mathbf{n}_0 \cdot \vec{\nu} = 0$). Поскольку в жидким кристаллах молекулы как правило имеют большие эффективные дипольные моменты, то к (2) следует добавить энергию их ван-дер-ваальсовского взаимодействия, типичное выражение для которого имеет вид (в координатном представлении)

$$\int d^3 x d^3 y \frac{(\mathbf{n}(x) \cdot \mathbf{n}(y))^2}{| \mathbf{x} - \mathbf{y} |^6} .$$

Линеаризация этого выражения и переход к фурье-компонентам дадут как раз добавку типа $\int d^3q |\nu(\mathbf{q})|^2 |\mathbf{q}|^3$.

Эта добавка может быть определена точно, если воспользоваться общей теорией сил Ван дер Ваальса [3]. При этом ход вычислений будет очень близок к работе Кемоклидзе и Питаевского [4], где были найдены кубические добавки в интенсивности рассеяния в обычной жидкости. Детали расчета будут опубликованы в другом месте, здесь мы приведем лишь окончательные результаты.

Ван-дер-ваальсовская энергия определяется диэлектрическим тензором жидкого кристалла

$$\epsilon_{ik} = \epsilon \delta_{ik} + \epsilon_a n_i n_k$$

для мнимых частот $i\omega$ (см. [3]): $\epsilon = \epsilon(i\omega)$, $\epsilon_a = \epsilon_a(i\omega)$. При этом, поскольку как правило в жидких кристаллах анизотропная часть ϵ_a мала по сравнению с изотропной ($\epsilon_a \sim (0,1 \div 0,01)\epsilon$), мы ограничимся старшим членом разложения по ϵ_a .

Имеем

$$\begin{aligned} \delta F_{VdW} = & \frac{1}{(2\pi)^3} M \int d^3q \left\{ 2q(q^2 - 2q_z^2) \sum_{a=1,2} |\nu_a(\mathbf{q})|^2 + \right. \\ & \left. + \frac{6q_z^2}{q} \sum_{a,\beta=1,2} q_a q_\beta \nu_a(\mathbf{q}) \nu_\beta^*(\mathbf{q}) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Постоянная M выражается интегралом по мнимой частоте от ϵ и ϵ_a :

$$M = \frac{\hbar}{2048\pi} \int_0^\infty \frac{\epsilon_a^2(i\omega) d\omega}{\epsilon^2(i\omega)} . \quad (4)$$

Главные значения тензора рассеяния имеют теперь вид

$$I_1 \sim \left/ T \right[K_{33} q_z^2 + K_{11} q_\perp^2 + 2Mq(q^2 - 2q_z^2) \right], \quad (5)$$

$$I_2 \sim \left/ T \right[K_{33} q_z^2 + K_{22} q_\perp^2 + 2Mq \left(q^2 - 2q_z^2 + \frac{3q_z^2 q_\perp^2}{q^2} \right) \right].$$

Теоретические оценки коэффициента M по формуле (4) затруднительны, так как очень чувствительны к закону убывания диэлектрических функций ϵ_a , ϵ с частотой. Можно однако надеяться, что ван-дер-ваальсовские члены не слишком малы по сравнению с энергией Осеена — Франка. Последнюю можно оценить в общем виде как $\epsilon_0 q^2 a^2$, где ϵ_0 — энергия порядка атомной, а a — межатомные расстояния. Энергия же Ван дер Ваальса имеет вид $\epsilon_0 q^3 d^3$, где d — "длина эффективного ди-

толя", который для молекул жидкого кристалла в принципе может быть существенно больше, чем a .

Влияние сил Ван дер Ваальса будет особенно существенным в смектических жидких кристаллах, где как известно, аномально мал модуль K_{11} ($K_{11} \sim 10^{-7}$ эр с , в то время как модули K_{22}, K_{33} сохраняют обычную величину $\sim 10^{-6}$ эр с). В частности можно ожидать значительных аномалий в поперечном ($q_z = 0$) рассеянии в первой моде:

$$I_{11} \sim \frac{T}{q_{\perp}^2 (K_{11} + 2Mq_{\perp})}.$$

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

Поступила в редакцию
4 апреля 1974 г.

Литература

- [1] Groupe d'etude des cristaux liquides. J.Chem. Phys., 51, 816, 1968.
 - [2] W.L.McMillan. Phys. Rev., 7A, 1673, 1973.
 - [3] И.Е.Дзялошинский, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. УФН, 73, 381, 1961;
I.E.Dzyaloshinskii, E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevskii. Adv. Phys., 10, 165,
1961; А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы
квантовой теории поля в статистической физике, Москва, 1962.
 - [4] М.П.Кемоклидзе, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 59, 2187, 1970.
-