

ФЛЮКТУАЦІЇ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКУ В СМЕКТИЧНОМУ РІДКОМУ КРИСТАЛІ З ДОМІШКАМИ

О. М. Васильєв, Н. О. Голобородько
*Київський університет імені Тараса Шевченка,
фізичний факультет, кафедра теоретичної фізики,
просп. Глушкова, 2, корпус 1, Київ, 03680, Україна*
(Отримано 6 червня 2005 р.; в остаточному вигляді — 10 квітня 2006 р.)

Розглянуто смектичний рідкий кристал, що містить мікроскопічні домішки. Для аналізу впливу цих домішок на статистичні кореляції параметра порядку запропоновано гамільтоніан, на основі якого й вивчається система. Мікроскопічні домішки в такій інтерпретації розглянуто як окрему ізотропну підсистему, що характеризується окремим скалярним параметром порядку. Взаємодію смектичної рідкокристалічної та домішкової підсистем ураховано на рівні взаємодії відповідних параметрів порядку.

Ключові слова: смектичний рідкий кристал, параметр порядку, домішкова частинка, статистичний корелятор.

PACS number(s): 05.70.Fh, 05.70.Jk, 68.15.+e.

I. ВСТУП

Різноманіття досліджуваних у рідких кристалах явищ не перестає вражати дослідників, незважаючи навіть на відносно тривалу історію їх вивчення [1–5]. Останнім часом певну цікавість викликають рідкокристалічні системи, які містять різні домішки. Низку надзвичайно цікавих ефектів було виявлено в смектичних рідких кристалах із макроскопічними домішками. На загал у таких випадках мова йде про самоорганізаційну поведінку макроскопічних домішок, наявність дефектів у структурі розподілу директора, зумовлених домішками, та різних ефектів далекодії [6–10]. Теоретичні та чисельні розрахунки показують, що розмір домішкових частинок якісно впливає на поведінку рідкокристалічної системи. Тому за умови мікроскопічних розмірів домішок можна очікувати принципово інших ефектів порівняно з тими, що згадувались вище. З іншого боку, мікроскопічні розміри домішкових частинок не дають змоги через об'єктивні причини застосовувати ті методи, що використовують при дослідженні рідкокристалічних систем із макроскопічними домішками. У цій статті запропоновано розглядати систему з домішками як таку, що складається з двох підсистем: безпосередньо рідкого кристала та ізотропної рідкої домішкової підсистеми. Кожна підсистема характеризується параметром порядку. Для домішкової підсистеми цей параметр є скалярним і може інтерпретуватись як відхилення концентрації домішок чи їх густини від середнього значення. Вибір параметра порядку для рідкокристалічної підсистеми, в основному, зумовлений типом досліджуваного рідкого кристала. Тут розглянемо смектичний рідкий кристал. Вибір саме такої рідкокристалічної підсистеми зумовлений рядом обставин, не останніми серед яких є їхня практична корисність та широка розповсюдженість [11–15]. Адже на подібні системи часто натрапляємо, особливо в біології: різні мембра-

ни й ліпідні структури. Такі системи можуть бути як природного, так і штучного походження [16–19].

II. ВИХІДНА МОДЕЛЬ

Для характеристики рідкокристалічної підсистеми використаємо континуальну модель, у межах якої об'ємну енергію смектичного рідкого кристала зобразимо у вигляді [1, 5]

$$F_{lc} = \frac{1}{2} \int \left(B(\partial_z u(\mathbf{r}_\perp, z))^2 + K(\nabla_\perp^2 u(\mathbf{r}_\perp, z))^2 \right) dV, \quad (2.1)$$

де $u(\mathbf{r}_\perp, z)$ є зміщенням смектичного прошарку в напрямку осі Oz (цей напрямок перпендикулярний до площини смектичних прошарків), феноменологічна константа B характеризує енергію стиснення смектичних прошарків, а константа K відповідає за енергію пружної деформації форми прошарків рідкого кристала. Символом ∇_\perp позначено оператор градієнта в площині прошарку (тобто в площині, перпендикулярній осі Oz), а ∂_z є похідною за координатою z .

Вільну енергію, що описує ізотропну домішкову підсистему, розглянемо в стандартному вигляді [20],

$$F_{ip} = \frac{1}{2} \int \left(a\phi(\mathbf{r}_\perp, z)^2 + b(\nabla\phi(\mathbf{r}_\perp, z))^2 \right) dV, \quad (2.2)$$

де $\phi(\mathbf{r}_\perp, z)$ є параметром порядку ізотропної підсистеми, а величини a та b — феноменологічні параметри.

Для того, аби врахувати взаємодію рідкої домішкової та рідкокристалічної підсистем, уведемо доданок до вільної енергії, який містить параметр порядку як рідкокристалічної, так і домішкової підсистем. А саме, припустімо, що він має таку структуру:

$$F_{in} = \int \sum_{i,j=1}^3 W_{ij} \frac{\partial\phi}{\partial x_i} \frac{\partial u}{\partial x_j} dV, \quad (2.3)$$

де матриця \hat{W} , що складається з елементів W_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), описує ефективну енергію взаємодії підсистем. Записаний вираз для енергії взаємодії підсистем ϵ , фактично, розкладом у ряд за параметрами порядку до перших відмінних від нуля доданків. Саме такий вигляд зумовлений якісними міркуваннями, які полягають у тому що, по-перше, енергія для смектичного рідкого кристала залежить тільки від похідних параметра порядку (від самого параметра порядку не залежить), а градієнт флюктуацій параметра порядку ізотропної підсистеми відіграє роль випадкового орієнтуючого поля. Через це вільна енергія взаємодії підсистем залежить також не безпосередньо від параметра порядку ізотропної підсистеми, а від його похідних.

Отже, повна енергія смектичної рідкокристалічної системи з мікроскопічними домішковими частинками описуватиметься гамільтонієм

$$F = F_{lc} + F_{ip} + F_{in}. \quad (2.4)$$

Далі будемо вивчати питання про статистичні корелятори флюктуацій параметрів порядку рідкокристалічної та ізотропної підсистем. Розгляд саме цього питання частково пов'язаний із тим, що більшість експериментів із подібними системами має на увазі виміри розсіяння світла. Інтенсивність останнього суттєво визначається фур'є-образами таких статистичних кореляторів. У виразах для кожного з доданків у гамільтоніані (2.4) виконаймо перетворення Фур'є. Після відповідних перетворень можемо записати загальний вираз для повної енергії системи (точніше, тої її частини, що залежить від обох параметрів порядку) в такому вигляді:

$$F = \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{q}} \left((Bq_{\perp}^2 + Kq_{\parallel}^4) |u(\mathbf{q})|^2 + (a + bq^2) |\phi(\mathbf{q})|^2 + W(\mathbf{q})(\phi(\mathbf{q})u(\mathbf{q})^* + \phi(\mathbf{q})^*u(\mathbf{q})) \right), \quad (2.5)$$

де $q_{\perp} = q_z$, а $q_{\parallel}^2 = q_x^2 + q_y^2$ і $W(\mathbf{q}) = \sum_{i,j=1}^3 W_{ij}q_iq_j$. Цей вираз використаємо для розрахунку парних статистичних кореляторів.

III. СТАТИСТИЧНІ КОРЕЛЯТОРИ

Використовуємо теорему про рівнорозподіл енергії за ступенями вільності й знаходимо

$$\langle |\phi(\mathbf{q})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{a + bq^2 - |W(\mathbf{q})|^2 / (Bq_{\perp}^2 + Kq_{\parallel}^4)}, \quad (3.6)$$

$$\langle |u(\mathbf{q})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{Bq_{\perp}^2 + Kq_{\parallel}^4 - |W(\mathbf{q})|^2 / (a + bq^2)}. \quad (3.7)$$

Вирази (3.6) та (3.7) для статистичних кореляторів показують, що наявність домішок приводить до зміни характеру кореляцій параметрів порядку, причому одночасно як для рідкокристалічної, так і ізотропної

підсистем. Можемо також зазначити, що для отримання статистичних кореляторів чистих систем (тобто окремо для рідкого кристала та ізотропної рідини за умови відсутності їх взаємодії) досить формально покласти у відповідних виразах $W(\mathbf{q}) \equiv 0$.

Подальший аналіз вимагає певних припущень про вигляд виразу $W(\mathbf{q})$. Очевидно, це має бути квадратична форма за компонентами просторового хвильового вектора \mathbf{q} . Якісний аналіз проведемо в припущенні, що $W(\mathbf{q}) = W_{\perp}q_{\perp}^2 + W_{\parallel}q_{\parallel}^2$. Порівняймо статистичні кореляції для двох випадків: чистих підсистем і їх суміші. Розглядатимемо два випадки: $q_{\perp} = 0$ і $q_{\parallel} = 0$. Зокрема для $q_{\perp} = 0$ матимемо

$$\langle |\phi(q_{\parallel})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{a + bq_{\parallel}^2 - W_{\parallel}^2/K}, \quad (3.8)$$

$$\langle |u(q_{\parallel})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{Kq_{\parallel}^4 - W_{\parallel}^2q_{\parallel}^4 / (a + bq_{\parallel}^2)}. \quad (3.9)$$

На основі останніх виразів можна зробити два висновки: по-перше, відбувається часткове екранування закону $\langle |u(q_{\parallel})|^2 \rangle \sim 1/q_{\parallel}^4$, а по-друге, спостерігаємо зсув критичної температури T_c ізотропної підсистеми. Справді, якщо параметр $a = a_0(T - T_c)$, то для нової критичної температури T_c^* можемо записати:

$$T_c^* = T_c + \frac{W_{\parallel}^2}{a_0 K}. \quad (3.10)$$

Отже, наявність рідкокристалічної підсистеми зсуває критичну температуру ізотропної підсистеми (вона збільшується). Якщо домішки є рідкокристалічними вкрапленнями в ізотропній фазі, то такий ефект цілком зрозумілий і добре узгоджується з наявними даними та якісними міркуваннями.

Для $q_{\parallel} = 0$ отримуємо такі вирази для статистичних кореляторів:

$$\langle |\phi(q_{\perp})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{a + (b - W_{\perp}^2/B)q_{\perp}^2}, \quad (3.11)$$

$$\langle |u(q_{\perp})|^2 \rangle = \frac{k_B TV}{Bq_{\perp}^2 - W_{\perp}^2q_{\perp}^4 / (a + bq_{\perp}^2)}. \quad (3.12)$$

У цьому випадку, як і в попередньому, відбувається екранування закону $\langle |u(q_{\perp})|^2 \rangle \sim 1/q_{\perp}^2$. Корелятори збігаються при малих хвильових векторах, зі зростанням хвильового вектора різниця стає суттєвішою.

IV. ВИСНОВКИ

Наявність домішок у рідкокристалічній смектичній системі приводить до трансформації структури статистичних кореляторів параметрів порядку (зміщення прошарку рідкокристалічної системи та відхилення від середньої концентрації чи густини для підсистеми домішкових частинок). До найсуттєвіших ефектів можна віднести такі.

Відбувається зменшення, порівняно з чистим рідким кристалом, статистичних кореляторів. Однак для

компонента хвильового вектора в площині прошарку таке зменшення корелятора відчувається при малих значеннях хвильового вектора, тоді як для компонента хвильового вектора в перпендикулярному до площини прошарків напрямку навпаки, корелятор зменшується зі зростанням хвильового вектора.

Для ізотропної домішкової підсистеми зміщується

(в напрямку зростання) критична температура (температури втрати стійкості ізотропної фази — якщо мова йде про рідкокристалічні домішки в ізотропній фазі). Ці ефекти, очевидно, можна спостерігати експериментально. Такі передбачення добре узгоджуються з наявними на сьогодні даними як теоретичного, так і експериментального характеру [21–24].

-
- [1] P. G. de Gennes, J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals* (Clarendon Press, Oxford, 1993).
- [2] А. Ю. Вальков, В. П. Романов, А. Н. Шалагинов, Усп. физ. наук **164**, №2, 149 (1994).
- [3] S. Singh, Phys. Rep. **324**, 107 (2000).
- [4] P. K. Mukherjee, Liquid Crystals **22**, 239 (1997).
- [5] А. Ю. Вальков, В. П. Романов, М. В. Романов, Журн. эксп. теор. физ. **120**, вып. 2(8), 389 (2001).
- [6] P. Cluzeau, V. Bonnard, G. Joly, V. Dolganov, H. T. Nguyen, Eur. Phys. J. E **10**, 231 (2003).
- [7] P. Poulin, D. A. Weitz, Phys. Rev. E **57**, 626 (1998).
- [8] P. Poulin, V. Cabuil, D. A. Weitz, Phys. Rev. E **79**, 4862 (1997).
- [9] T. C. Lubensky, D. Petey, N. Currier, H. Stark, Phys. Rev. E **57**, 610 (1998).
- [10] H. Stark, Phys. Rep. **351**, 387 (2001).
- [11] Y. Lyatskaya, Y. Liu, S. Tristram-Nagle, J. Katsaras, J. Nagle, Phys. Rev. E **63**, 011907 (2000).
- [12] B. Rovsek, M. Cepic, B. Zeks, Phys. Rev. E **66**, 051701 (2002).
- [13] I. N. Olivera, M. L. Lyra, Phys. Rev. E **65**, 051711 (2002).
- [14] A. Nesrullajev, M. Tepe, N. Kazanci, J. Phys. D **35**, 2994 (2002).
- [15] P. Sens, M. S. Turner, P. Pincus, Phys. Rev. E **55**, 4394 (1997).
- [16] В. Я. Антонченко, А. С. Давыдов, В. В. Ильин *Основы физики воды* (Наукова Думка, Киев, 1991).
- [17] P. Sens, M. S. Turner, J. Phys. II France **7**, 1855 (1997).
- [18] P. Sens, M. S. Turner, Eur. Phys. J. E **4**, 115 (2001).
- [19] M. S. Turner, P. Sens, Phys. Rev. E **55**, R1275 (1997).
- [20] М. А. Анисимов, *Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах* (Москва, Наука, 1987).
- [21] N. B. Wilding, J. Phys.: Cond. Matt. **9**, 585 (1997).
- [22] H. Singh, J. Chem. Eng. Data **45**, №1, 131 (2000).
- [23] J. Pnytskyi, S. Sokolowski, Phys. Rev. E **59**, 4161 (1999).
- [24] А. Н. Васильев, И. П. Пинкевич, Т. Слуцкий, Журн. эксп. теор. физ. **80**, вып. 5, 372 (2004).

FLUCTUATIONS OF ORDER PARAMETER IN SMECTIC LIQUID CRYSTAL WITH MICROSCOPIC IMPURITIES

A. N. Vasil'ev, N. O. Goloborod'ko

*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Department for Theoretical Physics,
2 Glushkov Prosp., Building 1, Kyiv, Ukraine
e-mail: vasilev@univ.kiev.ua*

We consider smectic liquid crystal with microscopic impurities. To analyze the influence of impurities on statistical correlations of order parameter we propose the Hamiltonian by means of which the system is studied. In our interpretation microscopic impurities can be considered as a separate isotropic subsystem that characterized by a scalar order parameter. The interaction of smectic liquid crystalline subsystem and impurity particles subsystem is accounted on the level of the interaction between the respective order parameters.