ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 9, № 1 (2005) с. 66–70

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 9, No. 1 (2005) p. 66–70

ДИНАМІЧНИЙ СКЕЙЛІНҐ ТА ШИРИНА ЦЕНТРАЛЬНОЇ КОМПОНЕНТИ СПЕКТРА КРИТИЧНОЇ ОПАЛЕСЦЕНЦІЇ В РІДИНАХ З ОБМЕЖЕНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ

К. О. Чалий[1], Л. А. Булавін[1], О. В. Чалий[2]
[1]*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, просп. академіка Глушкова, 6, Київ, 03022, Україна*
[2]*Національний медичний університет імені О. О. Богомольця, бульвар Т. Шевченка, 13, Київ, 01601, Україна*
(Отримано 6 квітня 2004 р.; в остаточному вигляді — 3 листопада 2004 р.)

Сформульовано модифіковану гіпотезу динамічного скейлінґу, яка описує нерівноважні фізичні властивості (зокрема особливості спектра критичної опалесценції світла) для просторово обмежених однокомпонентних рідин поблизу критичної точки. У межах запропонованого підходу отримано залежність ширини Γ_c центральної компоненти лінії Релея для рідини в малому об'ємі циліндричної геометрії. Показано, що зі зменшенням характерного розміру системи (при обраній геометрії — радіуса циліндра) ширина Γ_c центральної компоненти збільшується.
Ключові слова: динамічний скейлінґ, рідина, обмежена геометрія, критична опалесценція, ширина центральної компоненти лінії Релея.

PACS number(s): 64.60.Ht, 68.35.Rh, 68.90.+g

Досягнуті останніми роками успіхи фізики фазових переходів і критичних явищ зв'язані значною мірою із застосуванням гіпотези скейлінґу (масштабної інваріянтности). Суть цієї гіпотези полягає, як відомо, у встановленні законів перетворення аномально флюктуюючих фізичних величин при переході до нового масштабу розмірности довжини — радіуса кореляції флюктуацій параметра порядку (див., наприклад [1]).

Метою нашої статті є формулювання модифікованої гіпотези динамічного скейлінґу, яка описує нерівноважні фізичні властивості (зокрема особливості динамічного структурного фактора і пов'язаного з ним спектра критичної опалесценції світла) для просторово обмежених рідин.

I. ГІПОТЕЗА СТАТИЧНОГО СКЕЙЛІНҐУ

Для класичних однокомпонентних рідин, які для визначености розглядатимуться надалі, гіпотеза статичного скейлінґу має такий вигляд [1–3]:

$$\Phi_s = \varepsilon^{2-\alpha} f_\Phi(\Delta\rho/\varepsilon^\beta). \tag{1}$$

Тут Φ_s — флюктуаційна (синґулярна) частина вільної енерґії Гельмгольца; $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ — безрозмірне відхилення температури від критичного значення T_c; $\Delta\rho$ — безрозмірне відхилення густини ρ від критичного значення ρ, яке є параметром порядку для цієї рідкої системи; α і β — критичні індекси, які для просторової розмірности $d = 3$ дорівнюють відповідно $\alpha \approx 0.1$ і $\beta \approx 1/3$. Масштабна функція $f_\Phi(u)$ характеризується такими асимптотиками: $f(u \to 0) = \text{const}$ і $f(u \to \infty) \sim u^{(2-\alpha)/\beta}$, відповідно поблизу критичної ізохори ($\Delta\rho \ll \varepsilon^\beta$) і поблизу критичної ізотерми ($\Delta\rho \gg \varepsilon^\beta$).

Слід зазначити, що скейлінґова гіпотеза (1) може бути застосована поблизу критичної точки лише для досить великих об'ємів рідини, у яких ефекти просторової обмежености не відіграють будь-якої істотної ролі, тобто за умови, що всі лінійні розміри L_i досліджуваної системи значно перевищують максимальне значення радіуса кореляції $\xi_{\max}$, яке можна досягнути в цих експериментальних умовах.

Для просторово обмежених рідин поблизу критичної точки, коли ($L_i \le \xi_{\max}$), скейлінґова гіпотеза повинна включати не тільки температурну змінну ε, параметр порядку $\Delta\rho$ (або поле h, зв'язане з параметром порядку), але й характерний лінійний розмір L у напрямі(ах) просторової обмежености. Саме таку скейлінґову гіпотезу, яка була вперше сформульована в праці [4], а також пізніше в низці інших праць [5,6], можна записати в такому вигляді:

$$\Phi_s = L^{-d} F_\Phi\big(\varepsilon L^{1/\nu}, \Delta\rho L^{\nu/\beta}\big), \tag{2}$$

де ν — критичний індекс температурної залежности радіуса кореляції, який у тривимірних рідких системах приймає значення $\nu \approx 0.625$, а скейлінґова функція вільної енерґії Гельмгольца $F_\Phi(y,z)$ має такі асимптотики при $y, z \to 0$ і $y, z \to \infty$:

$$F_\Phi(y \to 0) = \text{const}\,, \mathrm{F_\Phi(y \to \infty) \sim y^{2-\alpha}}$$

$$F_\Phi(z \to 0) = \text{const}\,, \mathrm{F_\Phi(y \to \infty) \sim z^{(2-d)/\beta}}. \tag{3}$$

Справді, радіус кореляції ξ флюктуацій параметра порядку (для класичної однокомпонентної рідини — флюктуацій густини) характеризується температурною й густинною залежністю такого вигляду: $\xi = \xi_o \varepsilon^{-\nu}$ на критичній ізохорі $\xi = \xi_o \Delta\rho^{-\nu/\beta}$ на критичній ізотермі, де ξ_o — амплітуда радіуса кореляції. Тому в скейлінґовій гіпотезі (2) перший масштабний арґумент $y = \varepsilon L^{1/\nu} = (L/\xi)^{1/\nu}$ і умова $y \to 0$ відповідає нерівності $L \ll \xi$, яка реалізується в просторово обмеженій системі, тоді як умова $y \to \infty$ відповідає протилежній нерівності $L \gg \xi$, тобто випадку просторово необмеженої системи. Аналогічно другий масштабний арґумент $z = \Delta\rho L^{\nu/\beta} = (L/\xi)^{1/\nu}$, тому умова $z \to 0$ еквівалентна випадку просторово обмеженої системи, а $z \to \infty$ — необмеженої системи. З фізичних міркувань очевидно, що в необмеженій рідині фізичні властивості повинні залежати від близькости системи до критичної точки, тобто від температурної ε і густинної $\Delta\rho$ змінних або від радіуса кореляції $\xi(\varepsilon, \Delta\rho)$ (див. другу й четверту асимптотики у формулі (3)).

Одним із важливих фізичних наслідків скейлінґової гіпотези (2) є зникнення синґулярностей, характерних для об'ємної фази. Більш згладжена поведінка фізичних властивостей речовини в критичній ділянці пояснюється очевидною причиною, а саме: радіус кореляції флюктуацій параметра порядку $\varepsilon = LF_\xi(y, z)$ не може перевищити лінійні розміри досліджуваного об'єму в напрямі(ах) просторової обмежености. Тому в обмеженій на всіх напрямках рідині повинна з'являтися залежність від лінійного розміру системи L, а також зникати синґулярна залежність фізичних властивостей від радіуса кореляції $\xi(\varepsilon, \Delta\rho)$ (див. першу і третю асимптотики у формулі (3)).

II. ГІПОТЕЗА ДИНАМІЧНОГО СКЕЙЛІНҐУ ДЛЯ НЕОБМЕЖЕНИХ РІДИН

У динамічній масштабній теорії критичних явищ у рідинах основну увагу надається, як правило, центральній компоненті спектра критичної опалесценції світла (див., наприклад [7–10]). Ширина центральної компоненти Γ_c характеризує, як відомо, тривалість життя (тривалість релаксації) τ_c критичних флюктуацій параметра порядку відповідно до співвідношення $\Gamma_c = 1/\tau_c$. Головна специфіка динамічної поведінки критичних флюктуацій пов'язана саме зі збільшенням тривалости життя τ_c в просторово необмежених системах. Для таких систем відповідно до гіпотези динамічного скейлінгу ширина Γ_c центральної (релеєвської) компоненти спектра критичної опалесценції світла в рідинах описується такою формулою:

$$\Gamma_c = q^{z^*} f_\Gamma(q\xi), \tag{4}$$

де $q = 2\pi 2^{1/2}(1-\cos\theta)^{1/2}/\lambda$ — зміна хвильового вектора під розсіяння на кут θ для світлового променя з довжиною хвилі λ, z^* — динамічний критичний індекс, який у загальному випадку не зводиться до критичних індексів гіпотези статичного скейлінґу, а $f_\Gamma(x)$ — масштабна функція, вид якої змінюється залежно від ступеня близькости до критичної точки.

Динамічний критичний індекс z^* у рідинах, як показують теоретичні й експериментальні дані (див., наприклад [9]), плавно змінюється від значення $z^* = 2$ оддалік критичної точки до значення $z^*_{\text{теор}} = 3.065$ і $z^*_{\text{експ}} = 3.063 \pm 0.024$ в близькому околі критичної точки.

III. ГІПОТЕЗА ДИНАМІЧНОГО СКЕЙЛІНҐУ В ПРОСТОРОВО ОБМЕЖЕНИХ РІДИНАХ

Існує низка досліджень [11–14], у яких гіпотеза динамічного скейлінґу була сформульована для нерівноважної намагнечености в просторово обмежених магнетиках. Дотепер нам не відомі роботи, присвячені формулюванню гіпотези динамічного скейлінґу для рідин з обмеженою геометрією в термінах ширини Γ_c центральної лінії Релея або, що те ж саме, — тривалости життя τ_c критичних флюктуацій.

Узагальнення гіпотези динамічного скейлінґу (4) для просторово обмежених однокомпонентних рідин природно записати:

$$\Gamma_c = L^{-z^*} F_\Gamma(qL, \varepsilon L^{1/\nu}, \Delta\rho L^{\nu/\beta}), \tag{5}$$

$$\tau_c = L^{z^*} F_\tau(qL, \varepsilon L^{1/\nu}, \Delta\rho L^{\nu/\beta}), \tag{6}$$

де масштабні функції, відповідно, ширини $F_\Gamma(x, y, z)$ центральної лінії Релея і тривалости життя $F_\tau(x, y, z)$ флюктуацій параметра порядку в критичній ділянці зв'язані між собою таким очевидним співвідношенням: $F_\Gamma(x, y, z) = 1/F_\tau(x, y, z)$. Тому надалі достатньо аналізувати критичну поведінку однієї з цих величин (наприклад, ширини Γ_c).

Для просторово необмеженої системи, коли лінійний розмір L набагато перевищує радіус кореляції ξ, з формули (5) випливає

$$\Gamma_c = \xi^{-z^*} F_\Gamma\big(q\xi, \varepsilon\xi^{1/\nu}, \Delta\rho\xi^{\nu/\beta}\big). \tag{7}$$

Міркування, що приводять до формули (7), подібні наведеним раніше для пояснення асимптотик (3), а саме: якщо довільна фізична властивість A характеризується поблизу критичної точки скейлінґовою формулою вигляду $A = \varepsilon^{-n} F_A(L/\xi)$, то ця властивість повинна мати такі асимптотики:

1. $A \sim \xi^{n/\nu}$ при $L \gg \xi$, тобто в просторово необмеженій системі;
2. $A \sim L^{n/\nu}$ при $L \ll \xi$, тобто в просторово обмеженій системі.

Легко бачити, що формули (4) і (7) є тотожними. Справді, в (7) два останні арґументи описують залежність ширини центральної лінії спектра критичної опалесценції від температури ε і параметра порядку $\Delta\rho$, тоді як у (4) ці залежності просто не були виписані в явному вигляді. Залежність Γ_c від радіуса кореляції ξ і переданого хвильового вектора q, що задаються формулами (4) і (7), повністю збігаються

— з урахуванням співвідношень $x^{-z^*}F_\Gamma(x) = f_\Gamma(x)$ і $\xi = x/q$.

Інші форми запису динамічної скейлінгової гіпотези для рідких систем з обмеженою геометрією, разом з формулою (5), мають такий вигляд:

$$\Gamma_c = \varepsilon^{\nu z^*} F_\Gamma^{(1)}(qL, \varepsilon L^{1/\nu}, \Delta\rho L^{\nu/\beta}); \qquad (8)$$

$$\Gamma_c = \Delta\rho^{\nu z^*/\beta} F_\Gamma^{(2)}(qL, \varepsilon L^{1/\nu}, \Delta\rho L^{\nu/\beta}). \qquad (9)$$

Тут масштабні функції, що входять в (5) і (8)–(9), зв'язані між собою співвідношеннями $F_\Gamma^{(1)}(x,y,z) = y^{-\nu z^*}F_\Gamma(x,y,z)$ і $F_\Gamma^{(2)}(x,y,z) = z^{-\nu z^*/\beta}F_\Gamma(x,y,z)$, оскільки $L = (y/\varepsilon)^\nu = (z/\Delta\rho)^{1/\beta}$.

IV. СПЕКТРИ КРИТИЧНОЇ ОПАЛЕСЦЕНЦІЇ В ПРОСТОРОВО ОБМЕЖЕНИХ РІДИНАХ

Гіпотеза динамічного скейлінґу передбачає існування певних особливостей фізичних властивостей системи, які можна спостерігати в експериментах з дослідження спектрів критичної опалесценції в просторово обмежених рідинах.

Розгляньмо спочатку рідини у *великих об'ємах*, тобто при великих значеннях характерного розміру системи $L \gg \xi$. Ширина центральної компоненти Γ_c лінії Релея для однокомпонентної рідини описується в гідродинамічному наближенні відомою формулою [2,3,9,10,15]:

$$\Gamma_c = \lambda q^2/\rho C_p = \chi q^2, \qquad (10)$$

де λ — коефіцієнт теплопровідности, ρ — густина, C_p — теплоємність при постійному тиску, χ — коефіцієнт температуропровідности, q — переданий хвильовий вектор під час розсіяння.

У тому околі критичної точки, де реґулярна частина коефіцієнта теплопровідности λ_0 перевищує його синґулярну частину λ_s, формула (10) передбачає швидке зменшення ширини центральної компоненти Γ_c лінії Релея під час наближення до критичної точки, відповідно до виразу

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0}\varepsilon^\gamma\big(1 + q^2\xi^2\big)/f_c(\Delta\rho/\varepsilon^\beta)\,. \qquad (11)$$

У формулі (11) $\Gamma_{c0} = \lambda_0/\rho C_{p0}$ — амплітудне значення ширини центральної компоненти лінії Релея далеко від критичної точки при $\varepsilon \approx 1$ і $\Delta\rho \approx 1$. Також тут урахована "сильна особливість" теплоємности $C_p/C_{p0} = \varepsilon^{-\gamma}f_c(\Delta\rho/\varepsilon^\beta)$ в критичній ділянці (C_{p0} — амплітуда теплоємности при постійному тиску). Масштабна функція теплоємности $f_c(u)$ має такі асимптотики: $f_c(u \to 0) = 1$ і $f_c(u \to \infty) = u^{\gamma/\beta}$, що дає $C_p = C_{p0}\varepsilon^{-\gamma}$ на критичній ізохорі, $C_p = C_{p0}\Delta\rho^{-\gamma/\beta}$ на критичній ізотермі. Крім того, в (11) враховується просторова дисперсія величини $C_p(q)$ в наближенні Орнштайна–Церніке, коли добуток $q\xi \le 1$, де ξ — радіус кореляції флюктуацій параметра порядку (для класичної однокомпонентної рідини — флюктуацій густини). Радіус кореляції характеризується температурною й густинною залежністю такого вигляду: $\xi = \xi_0\varepsilon^{-\nu}$ на критичній ізохорі $\xi = \xi_0\Delta\rho^{-\nu/\beta}$ на критичній ізотермі, де ξ_0 — амплітуда радіуса кореляції.

Використання формули (10) в ближчому околі критичної точки, де синґулярна частина коефіцієнта теплопровідности λ_s перевищує його реґулярну частину λ_0, дає таку скейлінґову формулу:

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0}\varepsilon^{\gamma-\nu}f_\Gamma(x,u)\,, \qquad (12)$$

де $f_\Gamma(x,u)$ — масштабна функція, що має такі асимптотики $f_\Gamma^{(2)}(x, u \to 0) = \varphi(x)$, $f_\Gamma^{(2)}(x, u \to \infty) \sim x^{(\gamma-\nu)/\beta}\varphi(x)$, При отриманні формули (12) взято до уваги той факт, що в гіпотезі динамічного скейлінґу для просторово необмежених систем [1,2,7–10] особливість синґулярної частини теплопровідности λ_s повністю визначається особливостями радіуса кореляції, тобто $\lambda_s \sim \xi$.

З очевидних фізичних міркувань зрозуміло, що послідовне врахування ефектів просторової дисперсії повинно забезпечити скінченне значення ширини центральної компоненти Γ_c лінії Релея в самій критичній точці. Цю умову вдалося задовольнити завдяки врахуванню зв'язку між параметром порядку та в'язкою модою в теорії Кавасакі [16], де була отримана така формула для ширини Γ_c:

$$\Gamma_c = kTK_o(q\xi)/6\pi\eta\xi^3\,. \qquad (13)$$

У формулі (13) функція $K_0(x) = (3/4)[1 + x^2 + (x^3 - x^{-1})\,\mathrm{arctg}\,x]$, а η — зсувна в'язкість. Легко бачити, що при $x \ll 1$ функція $K_0(x \to 0) = x^2$, що дає з урахуванням формули Стокса–Айнштайна для коефіцієнта дифузії $D = kT/6\pi\eta\xi$ відомий результат гідродинамічної теорії $\Gamma_c = Dq^2$, який є аналогічним формулі (10). У флюктуаційній ділянці $x \gg 1$ функція $K_0(x \to \infty) = 3\pi x^3/8$, внаслідок чого отримуємо $\Gamma_c = kTq^3/16\eta$, тобто результат, який не залежить від близькости термодинамічних параметрів рідини до їх критичних значень.

Для рідин *у малих об'ємах* з лінійними розмірами порядку радіуса кореляції $L \sim \xi$, які є обмеженими в усіх напрямках (куб, сфера), маємо такі вирази для залежности ширини Γ_c центральної компоненти лінії Релея від L:

а) за умови, що $\lambda_0 \gg \lambda_s$, аналогом формули (11) в цьому випадку є

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0}L^{-\gamma/\nu}\big(1 + q^2L^2\big)/f_c(\Delta\rho L^{\beta/\nu}); \qquad (14)$$

б) в протилежному випадку, коли $\lambda_0 \ll \lambda_s$, тобто в близькому околі критичної точки просторово обмеженої рідини, замість формули (12), отримуємо

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0} L^{1-\gamma/\nu} f_\Gamma(qL, \Delta\rho L^{\beta/\nu}) \,. \qquad (15)$$

На закінчення одержимо формули для ширини Γ_c для просторово обмеженої рідини, яка є *в об'ємі циліндричній геометрії.* Для цього випадку в роботі [17] був отриманий такий вираз для радіуса кореляції:

$$\xi = \xi_0 \big[\varepsilon + (2\mu_1/K)^{1/\nu}(1+\varepsilon)\big]^{-\nu} \,, \qquad (16)$$

де $\mu_1 \approx 2.4048$ — перший нуль циліндричної функції Бесселя J_0, а $K = d/\xi_0$ — геометричний фактор, який характеризує кількість мономолекулярних шарів уздовж діяметра циліндра d.

У наближенні слабкої просторової дисперсії використання формули (16) приводить до такої залежності ширини Γ_c центральної компоненти лінії Релея для однокомпонентної рідини в малому об'ємі циліндричної геометрії:

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0} \big[\varepsilon + (2\mu_1/K)^{1/\nu}(1+\varepsilon)\big]^{\gamma} \times f_\Gamma^{(1)}(\Delta\rho/\varepsilon^\beta)(1+q^2\xi_0^2) \,, \qquad (17)$$

де $\Gamma_{c0} = C_{p0}\xi_0^{\gamma/\nu}/\rho$ — амплітуда ширини центральної компоненти далеко від критичної точки, де $\varepsilon \approx 1$ та $\Delta\rho \approx 1$.

У довільному околі критичної точки просторово обмеженої рідини з геометрією циліндра на підставі формул (14) і (16) маємо такий вираз для ширини центральної компоненти лінії Релея:

$$\Gamma_c = \Gamma_{c0} \big[\varepsilon + (2\mu_1/K)^{1/\nu}(1+\varepsilon)\big]^{3\nu} K_0(x) \,, \qquad (18)$$

де амплітуда $\Gamma_{c0} = kT/6\pi\eta\xi_0^3$, а функція Кавасакі $K_0(x)$ залежить від арґументу $x = q\xi_0\big[\varepsilon + (2\mu_1/K)^{1/\nu}\big]^{-\nu}(1+\varepsilon)$.

З формул (17) і (18) випливають висновки, які можна експериментально підтвердити досліджуючи спектри критичної опалесценції, а саме:

1. Ширина центральної компоненти лінії Релея має сильну залежність від характерного розміру системи. На рис. 1 спостерігаємо відчутне збільшення ширини Γ_c в просторово обмеженій системі при зменшенні діяметра циліндра d;

2. У рідинах, що є у великих об'ємах циліндричної геометрії ($d \gg \xi$), ширина центральної компоненти лінії Релея має монотонну залежність від температурної змінної $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$, яка плавно спадає до постійного значення $\Gamma_c = kTq^3/16\eta$ при досягненні критичної температури $T = T_c$ (див. рис. 2);

3. На відміну від попереднього випадку, для рідин у малих циліндричних об'ємах ($d < \xi$) мінімальне значення ширини Γ_c досягається не при критичній температурі T_c об'ємної фази, а при новій критичній температурі $T_c(K) < T_c$, яка нижча за критичну температуру об'ємної фази і відповідає від'ємному значенню температурної змінної ε (див. рис. 3).

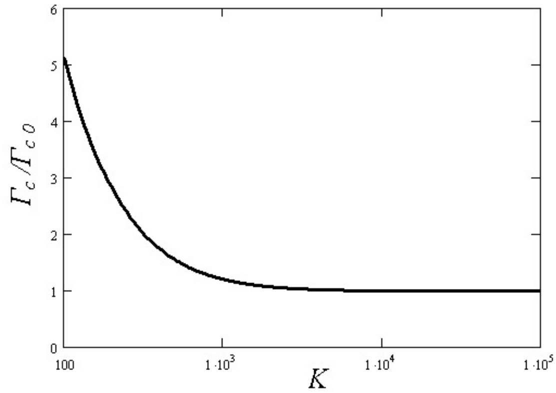

Рис. 1. Залежність ширини центральної компоненти лінії Релея (в безрозмірних одиницях відношення Γ_c/Γ_{c0}) від діяметра циліндра d (геометричного фактора $K = d/\xi_0$) в околі критичної точки при $\varepsilon = 10^{-3}$.

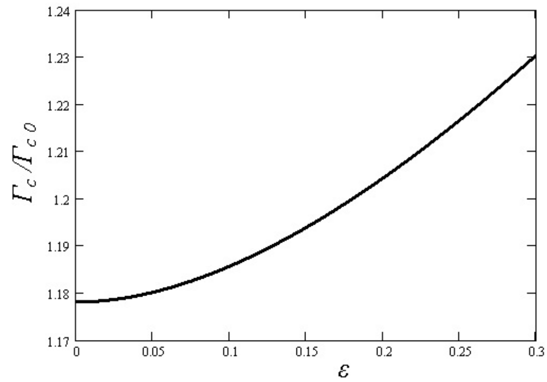

Рис. 2. Залежність ширини центральної компоненти лінії Релея (в безрозмірних одиницях відношення Γ_c/Γ_{c0}) від температурної змінної ε для в великого об'єму циліндричної геометрії ($d \gg \xi_0$) з $K = d/\xi_0 = 10^7$.

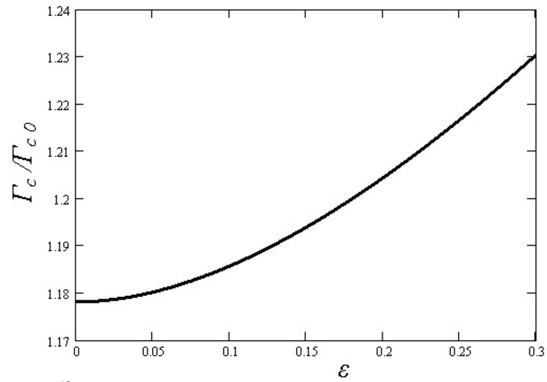

Рис. 3. Залежність ширини центральної компоненти лінії Релея (в безрозмірних одиницях відношення Γ_c/Γ_{c0}) від температурної змінної ε для просторово обмеженої системи циліндричної геометрії з $K = d/\xi_0 = 10^3$.

Значення нової критичної температури $T_c(K)$ визначаємо за формулою [18]

$$T_c(K) = \frac{T_c}{1 + (2\mu_1/K)^{1/\nu}} . \tag{19}$$

Слід зазначити, що, згідно з формулою (18), зсув критичної температури в рідині циліндричної геометрії $T_c(K)$ стосовно до критичної температури T_c об'ємної рідини (і, відповідно, зсув положення мінімуму в температурній залежності ширини центральної компоненти лінії Релея) може бути суттєвим. Наприклад, при $T_c = 300°$K, геометричному факторі $K = 10^3$ та значенні критичного індексу $\nu = 0.67$ різниця критичної температури досягає значної величини $\Delta T_c = T_c - T_c(K) \approx 0.1°$K, яку можна знайти експериментально. При цьому новій критичній температурі $T_c(K)$, при якій спостерігається мінімум температурної залежности ширини центральної компоненти лінії Релея в малому об'ємі рідини з геометрією циліндра, відповідає значення температурної змінної $\varepsilon^* = (T_c - T_c(K))/T_c = -3.47 \cdot 10^{-4}$ (див. рис. 3).

---

[1] А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов* (Наука, Москва, 1982).

[2] М. А. Анисимов, *Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах* (Наука, Москва, 1987).

[3] Л. А. Булавін, *Властивості рідин у критичній області* (Київський університет, Київ, 2002).

[4] M. E. Fisher, *Critical Phenomena. Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, edited by M. S. Green, V. 51 (Academic, New York, 1971).

[5] *Finite Size Scaling and Numerical Simulation of Statistical Systems*, edited by V. Privman (World Scientific, Singapore, 1990).

[6] K. Binder, Annu. Rev. Phys. Chem. **43**, 33 (1992).

[7] P. C. Hohenberg, B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).

[8] Ш. Ма, *Современная теория критических явлений* (Мир, Москва, 1973).

[9] Е. Л. Лакоза, А. В. Чалый, Усп. физ. наук **140**, 393 (1983).

[10] A. V. Chalyi, Sov. Sci. Rev. A. Phys. **16**, 1 (1992).

[11] H. K. Janssen, B. Schoub, B. Schmittmann, Z. Phys. B **73**, 539 (1989).

[12] Z. B. Li, L. Schulke, D. Zheng, Phys. Rev. E **53**, 2940 (1996).

[13] B. Zheng, Physica A **283**, 80 (2000).

[14] B. E. Ozoguz, Y. Gunduc, M. Aydin, Int. J. Mod. Phys. C **11**, 553 (2000).

[15] И. Л. Фабелинский, *Молекулярное рассеяние света* (Наука, Москва, 1965).

[16] K. Kawasaki, Ann. Phys. (N.Y.) **61**, 1 (1970).

[17] О. В. Чалий, Я. В. Цехмістер, К. О. Чалий, *Процеси впорядкування та самоорганізації у флуктуаційних моделях відкритих систем* (Віпол, Київ, 2001).

[18] A. V. Chalyi, K. A. Chalyi, L. M. Chernenko, A. N. Vasil'ev, Condens. Matter Phys. **3**, 335 (2000).

DYNAMIC SCALING AND CENTRAL COMPONENT WIDTH OF CRITICAL OPALESCENCE SPECTRUM IN LIQUIDS WITH RESTRICTED GEOMETRY

K. A. Chalyy[1], L. A. Bulavin[1], A. V. Chalyi[2]

[1] *Taras Shevchenko National University of Kyiv*
6 Glushkov prosp., Kyiv, UA–03022, Ukraine

[2] *Department of Medical and Biological Physics, O. O. Bogomolets National Medical University,*
13 Shevchenko Blvd., Kyiv, UA-01601, Ukraine

The modified dynamic scaling hypothesis is formulated, which describes the non-equilibrium physical properties (in particular, features of light critical opalescence spectrum) for the spatially limited one-component nearcritical liquids. The dependence of width Γ_c of the central component of Rayleigh line is obtained for liquids in a small volume of cylindrical geometry. It is shown that a reduction of the characteristic size of the system (for the chosen geometry — the radius of a cylinder) leads to an increase in width Γ_c of the central component.