

*А.Д. Алёхин, Л.А. Булавин*

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
физический факультет, просп. Глушкова, 2, Киев, 03022*

### **Свойства нанофлуктуационных дисперсных систем вблизи критической точки**

В работе на основе анализа поведения различных свойств макронеоднородных систем в гравитационном поле вблизи критической точки прогнозируются свойства нанофлуктуационных дисперсных систем. Показано, что электромагнитные поля этих малых флуктуационных систем, которые зависят от их размера и сил межмолекулярного взаимодействия, являются основным фактором образования внутреннего неоднородного поля макросистемы. На основе предложенных масштабных уравнений состояния малых ограниченных систем определены величины сдвига критических параметров таких систем, которые качественно согласуются с результатами экспериментов.

В настоящее время наряду с исследованиями критического состояния вещества в макросистемах [1-4] актуальным стало изучение малых ограниченных систем, размер которых  $L$  близок к величине радиуса корреляции  $R_c$  вблизи критической точки (КТ) [5-9]. Для таких систем М. Фишером [5,6] предложены уравнения для  $R_c$  и термодинамического потенциала  $\Phi_{\text{синг}}$  в виде

$$R_c = L f_{R_c}(x, y) = L f_{R_c}(at^{1/\nu}, b\Delta\mu L^{1/\xi}) \quad (1)$$

$$\Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}}(x, y) = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}}(at^{1/\nu}, b\Delta\mu L^{1/\xi}) \quad (2)$$

Здесь  $f_{R_c}$  и  $f_{\Phi_{\text{синг}}}$  – масштабные функции переменных  $x$  и  $y$ ;  $t = (T - T_k) / T_k$ ;  $\Delta\mu = (\mu - \mu_k) / \mu_k$ ;  $T_k$ ,  $\mu_k$  – критические значения температуры и химического потенциала;  $\nu$  и  $\xi$  – критические показатели радиуса корреляции [1]. При  $L \Rightarrow R_c$  вид функций  $f_{R_c}$ ,  $f_{\Phi_{\text{синг}}}$  – не определен. В случае  $L \Rightarrow \infty$  (1), (2) переходят в уравнения флуктуационной теории фазовых переходов (ФТФП) [1]. Для систем ограниченных ( $L \Rightarrow R_c \sim t^{-\nu}$ ,  $L \Rightarrow R_c \sim \Delta\mu^{-\xi}$ ) из (1) следует, что  $\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$ ,  $t \sim L^{-1/\nu}$ .

Необходимо отметить, что объективную информацию о свойствах вещества в этих малых ограниченных системах можно получить, изучая особенности поведения неоднородных макроскопических систем в гравитационном поле вблизи КТ. Дело в том, что именно такая неоднородная система состоит из непрерывного высотного распределения малых флуктуационных систем, размер которых  $L = 2R_c$  изменяется в пределах величин  $L = (10^2 - 10^4) \text{ \AA}$ . Индивидуальные характеристики этих малых ограниченных систем определяют и непрерывно влияют на свойства всей макроскопической системы.

Рассмотрим некоторые особенности поведения таких макронеоднородных систем в гравитационном поле вблизи КТ.

1. В работах [7-9] впервые обнаружено, что действие поля гравитации Земли вблизи КТ приводит к появлению в жидкости внутреннего неоднородно-

го поля  $\Delta\mu(h) = (\mu - \mu_k) / \mu_k$ , изменение которого по высоте  $z$  значительно превышает изменение гидростатического давления  $h = \frac{\rho_k g z}{P_k}$  ( $\Delta\mu(h) = (10 - 10^2)h$ ).

Здесь  $\rho_k, P_k$  – соответственно критические значения плотности, давления;  $g$  – ускорение земного тяготения;  $z$  – высота, отсчитанная от уровня с критической плотностью вещества. В работе [10] наличие этого неоднородного поля  $\Delta\mu(h)$  объясняется действием электромагнитных полей отдельных анизотропных флуктуаций. Анизотропность этих нанofлуктуационных систем теоретически предсказана в работе Андреева [11], а экспериментально обнаружена по данным деполяризованной критической опалесценции в [12].

В связи с этим можно сделать вывод, что и внутри этих отдельных малых флуктуационных образований, средняя плотность которых равна  $\rho_\phi = (2 \div 3)\rho_k$ , радиальное изменение внутреннего поля  $\Delta\mu_\phi(r)$  значительно превышает изменение гидростатического давления  $h$  ( $\Delta\mu_\phi(r) \gg h$ ). Исходя из этого, можно утверждать, что поле гравитации Земли  $h(z)$  не может повлиять на радиальное распределение плотности внутри флуктуации плотности вещества вблизи КТ. То есть внутри нанofлуктуационной системы явление гравитационного эффекта отсутствует.

2. В работах [13,14] впервые было показано, что высотное изменение внутреннего поля в неоднородной макроскопической системе  $\Delta\mu(h) = d\mu/dh \cdot h \gg h$  зависит от критической температуры вещества ( $\Delta\mu(h) \sim T_k^3$ ), т.е. от сил межмолекулярного взаимодействия. Эти данные показаны на рис. 1.

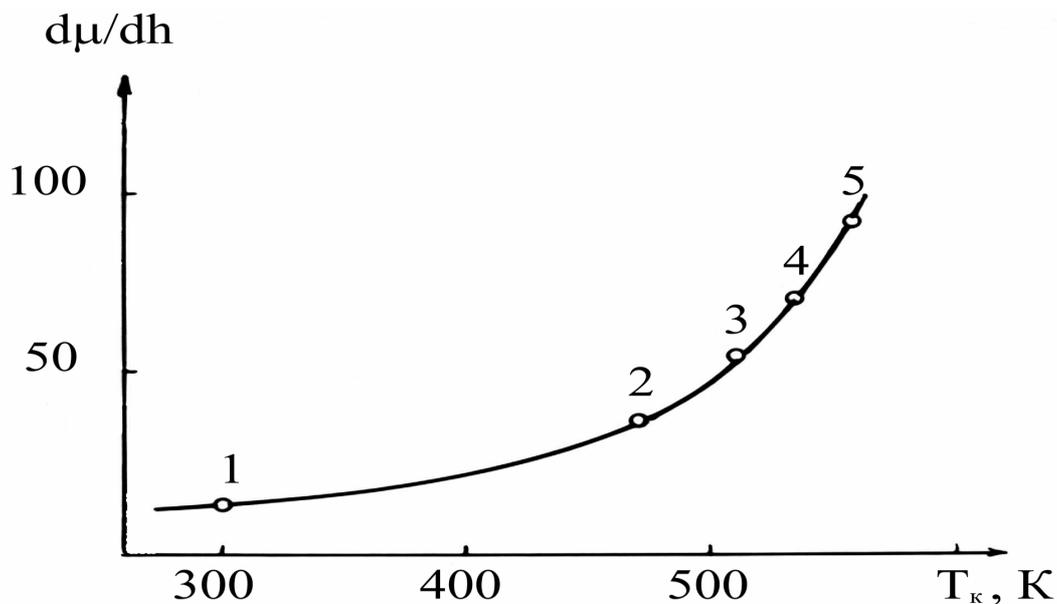


Рис. 1. Зависимость производной  $d\mu/dh$  от критической температуры индивидуальных веществ: 1- CO<sub>2</sub>; 2 - н-пентан; 3 – гексан; 4 – гептан; 5 – бензол.

Исходя из этого можно уверенно утверждать, что радиальное изменение внутреннего поля внутри флуктуации плотности  $\Delta\mu_\phi(r)$  также зависит от сил межмолекулярного взаимодействия. Этот вывод прямо подтверждают экспериментальные данные о форме кривой сосуществования и величине наклона диаметра кривой сосуществования для ряда жидкостей с различными критическими температурами  $T_K$ . Анализ этих данных был проведен в [15] на основе Ван – дер – Вальсовой модели газа флуктуаций [16].

3. Экспериментальные исследования гравитационного эффекта [17,18] показали, что при изменении высоты макроскопической системы  $L$  градиент внутреннего поля такой системы  $\frac{\partial\mu}{\partial h}$  также изменяется. Эти данные показаны на рис. 2.

Обнаружено, что при уменьшении размера системы  $L$  величина производной  $\frac{\partial\mu}{\partial h}$ , а значит и изменение  $\Delta\mu(h)$  - увеличивается

$$(\Delta\mu(L) \sim \frac{\text{const}}{1 - \varepsilon L^{-1}} \sim L^{-\xi}, \xi \approx 0,4).$$

Качественно такой же результат следует из теоретических расчетов М. Фишера [5,6] для малых ограниченных систем ( $\Delta\mu_\phi(L) \sim L^{\frac{1}{\xi}}, \xi = 0,4, \frac{1}{\xi} = 2,5$ ). Как видим, для малых систем зависимость поля  $\Delta\mu_\phi(L)$  от  $L$  значительно более сильная, чем систем макроскопических ( $\xi \ll \frac{1}{\xi} = 2,5$ ).

4. В работах [19-21] впервые обнаружено, что рассмотренные выше особенности поведения внутреннего поля неоднородного вещества вблизи КТ ( $\Delta\mu \gg h, \Delta\mu \sim T_K^3, \Delta\mu \sim L^{-\xi}$ ) приводят к неожиданной немонотонной температурной зависимости различных оптических, термодинамических, корреляционных характеристик вещества в гравитационном поле: интенсивности рассеянного света  $I(t) \sim \beta_T(t)$ ; сжимаемости  $\beta_T(t)$ ; радиуса корреляции  $R_c(t)$ , свободной энергии системы  $\Delta F(t) = C_0 R_c^{-3}$  при постоянных полях  $\Delta\mu(h)$ . Максимальные величины этих характеристик неоднородного вещества соответствуют не критической температуре  $T_K$ , а температурам  $T_M > T_K$ . При этом температуры максимумов  $T_M$  и их расстояние от критической температуры  $\Delta T_M = (T_M - T_K) > 0$  для разных свойств различны [21] и лежат в пределах температур  $t \approx (10^{-3} \div 10^{-4}) > 0$ . Согласно параметрическому уравнению состояния [22] максимумам сжимаемости отвечает параметр  $\theta_M = 0,5$ ; радиуса корреляции  $\theta_M = 0,24$ ; свободной энергии  $\theta_M = 0,77$  [21].

Экспериментальные данные температурной зависимости интенсивности рассеянного света  $I(t)$ , радиуса корреляции  $R_c(t)$  при постоянных полях  $\Delta\mu(h)$  на высотах  $z=(2 \div 10)$  см показаны на рис. 3.

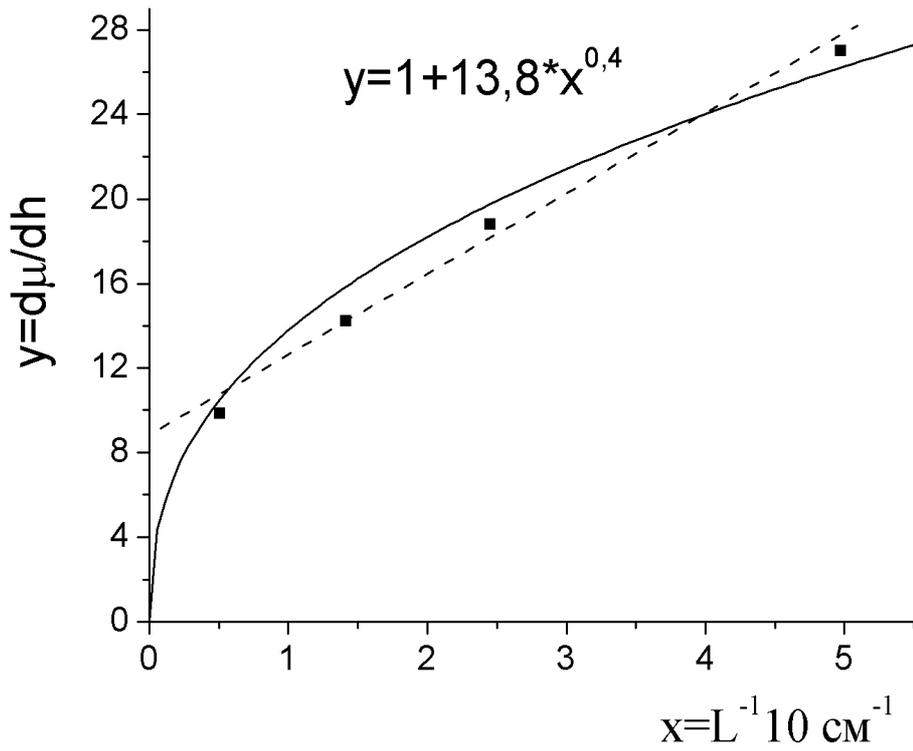


Рис. 2 а. Зависимость производной  $d\mu/dh$  в  $\text{CO}_2$  от линейного размера системы  $L^{-1}$ .

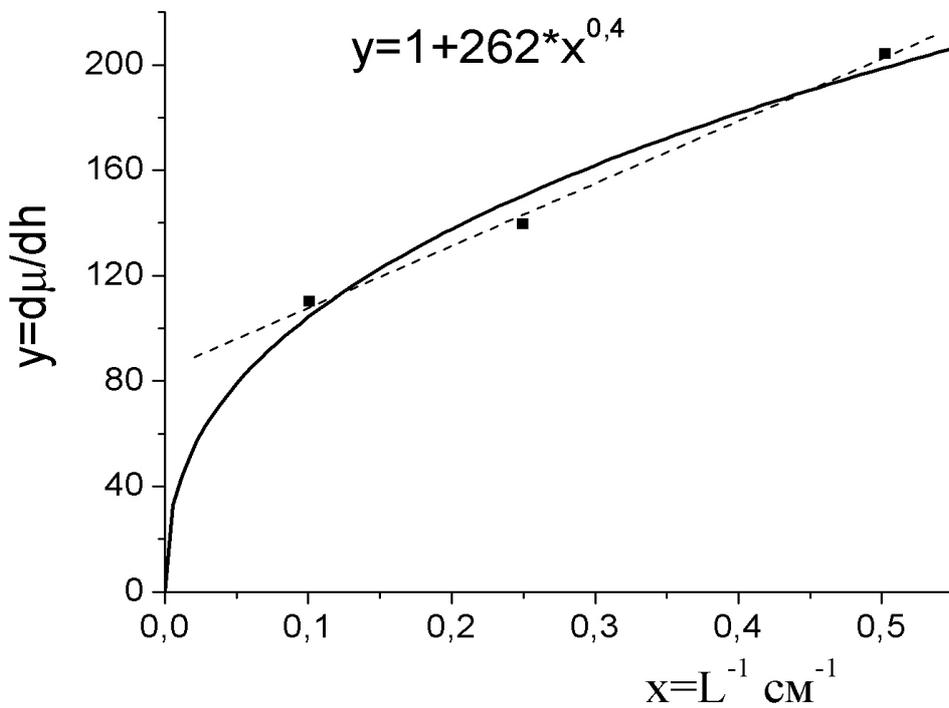


Рис. 2 б. Зависимость производной  $d\mu/dh$  для н-пентана и фреона-113 от линейного размера системы  $L$ .

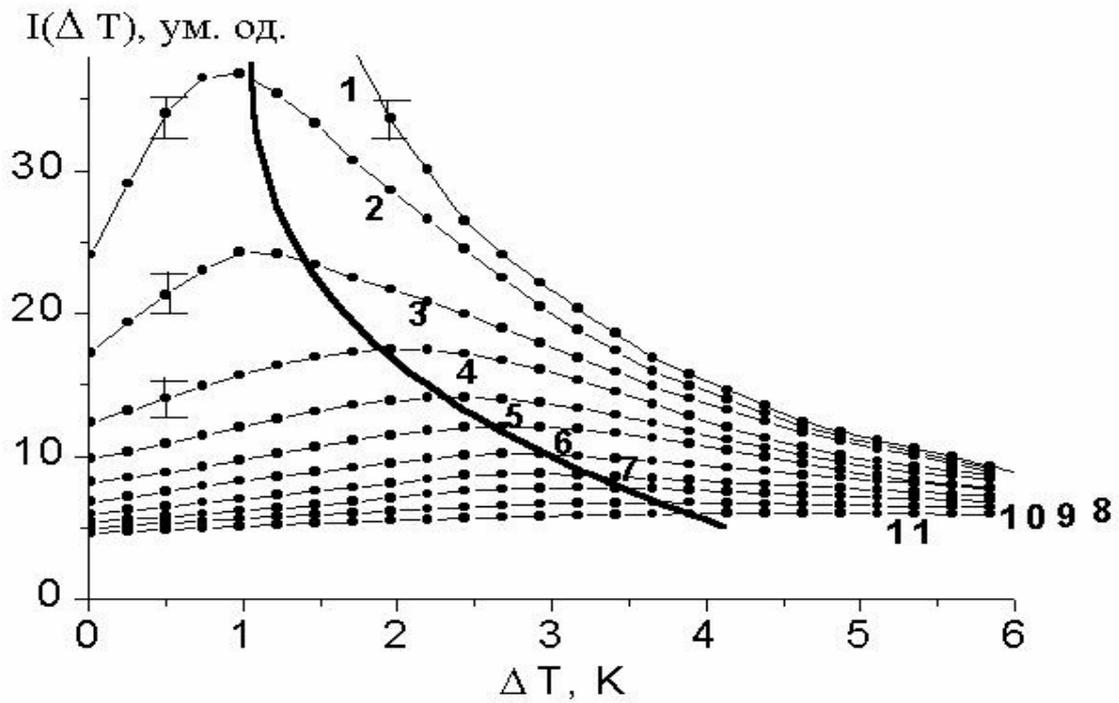


Рис. 3.-а. Температурные зависимости интенсивности рассеянного света на постоянных высотах  $z$  неоднородного вещества (фреон-113) в гравитационном поле. 1 – 0 мм; 2 – 2 мм, 3 – 4 мм, ..., 11 – 20 мм.

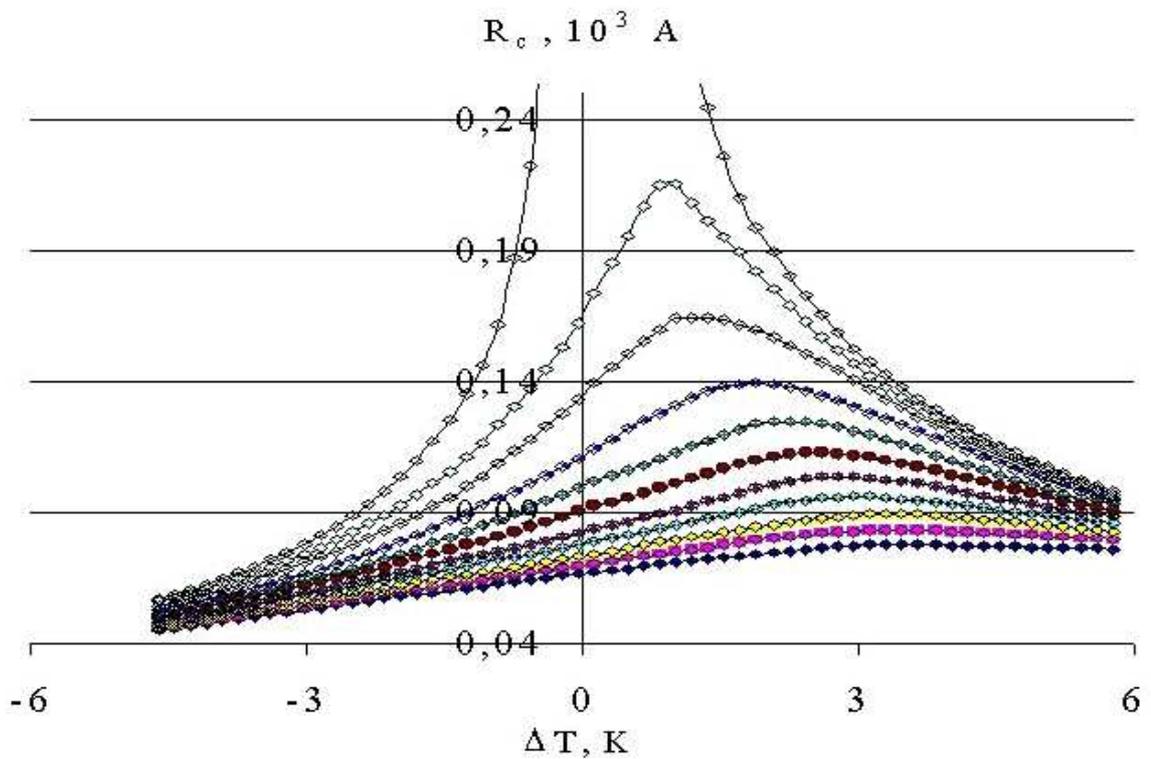


Рис. 3.-б. Температурные зависимости радиуса корреляции при постоянных высотах  $z$ .

На основе масштабных уравнений радиуса корреляции  $R_c(z,t)$  и свободной энергии  $F_\phi \sim C_v R_c^3$  [23] аналогичные зависимости можно построить и для значительно меньших высот  $z < 0,1$  мм в области температур  $t \ll 10^{-4}$

Если теперь предположить, что переход от свойств систем макроскопических ( $L \gg R_c$ ) к малым ограниченным системам ( $L \approx 2R_c$ ) происходит постепенно, можно спрогнозировать, что такие же немонотонные зависимости  $\beta_T(t)$ ,  $R_c(t)$  с максимумами в области закритических температур ( $t > 0$ ) будут наблюдаться и для малых флуктуационных систем, которые рассматриваются и описываются масштабными уравнениями (1), (2) М. Фишера [5,6]. Эти выводы качественно подтверждаются немонотонными температурными зависимостями теплоемкости  $^4\text{He}$  в малых ограниченных системах различного размера вблизи критической температуры [24]. Эти данные приведены на рис. 4.

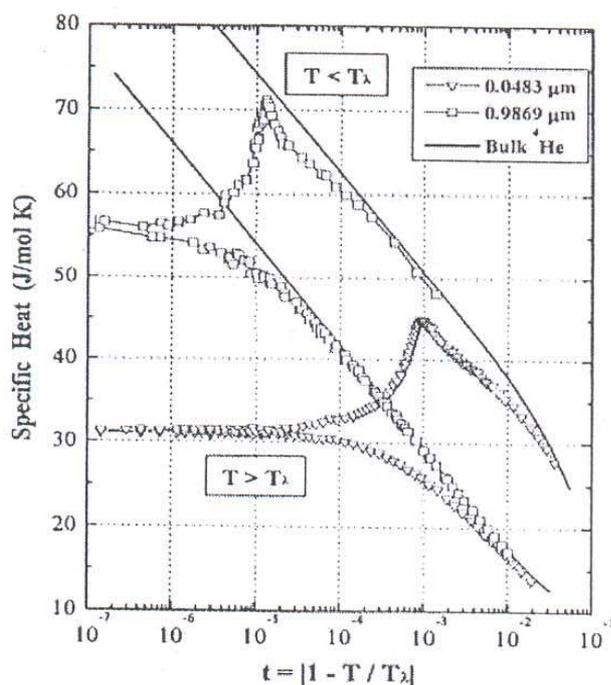


Рис. 4. Зависимость теплоемкости для системы  $^4\text{He}$  от температуры [24].

Как видим, представленные выше экспериментальные данные (рис. 1–4) свидетельствуют о качественно одинаковом поведении свойств макро- и микроограниченных систем. Предполагая исходя из этого, что переход от свойств вещества макросистем [1,2] к микросистемам [5,6] происходит постепенно, можно на основе (1), (2) и [1,2] предложить следующие уравнения радиуса корреляции  $R_c(t,\mu)$  и термодинамического потенциала  $\Phi_{\text{синг}}$  [25]:

вдоль направления критической изохоры  $Z_1^* = \Delta\mu/t^{v/\xi} \ll 1$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = t^v \left( \sum_{n=0}^{\infty} a_n Z_1^{*2n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = t^{3v} \left( \sum_{n=0}^{\infty} a_n Z_1^{*2n} \right)^3; \quad (3)$$

вдоль направления границы раздела фаз  $Z_1^* = \Delta\mu/|t|^{1/\xi} \ll 1$ ,  $t < 0$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = |t|^v \left( \sum_{n=0}^{\infty} b_n Z_1^{*n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = |t|^{3v} \left( \sum_{n=0}^{\infty} b_n Z_1^{*n} \right)^3; \quad (4)$$

вдоль направления критической изотермы  $Z_2^* = t/\Delta\mu^{\xi/v} \ll 1$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = \Delta\mu^{\xi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} d_n Z_2^{*n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = \Delta\mu^{3\xi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} d_n Z_2^{*n} \right)^3. \quad (5)$$

При этом в уравнениях (3)–(5) при переходе от систем макроскопических ( $L \gg 2R_c$ ) к малым, ограниченным ( $L \Rightarrow 2R_c$ ) следует постепенно учитывать и изменение зависимости химического потенциала  $\Delta\mu(L)$  от линейного размера системы  $L$ . Так, если для систем макроскопических, согласно [17,18],  $\Delta\mu \sim \text{const}/(1 - \varepsilon L^{-1}) \sim L^{-\xi}$  ( $\xi \approx 0,4$ ), то для ограниченных, согласно М. Фишеру [5,6], эта зависимость значительно возрастает ( $\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$ ,  $t \sim L^{-1/v}$ ).

Тогда на основе (3)–(5) можно найти термические и калорические уравнения состояния вещества в ограниченных системах:  $\Delta\rho = d\Phi/d\mu$ ;  $\beta_T = d\rho/d\mu = d^2\Phi/d\mu^2$ ;  $\Delta s = d\Phi/dt$  и  $C_v = ds/dt = d^2\Phi/dt^2$ . В общем случае уравнения состояния ограниченных систем ( $L \geq 2R_c$ ) [5,6] можно представить с помощью уравнений параметрического скейлинга [22].

Исходя из вида масштабных функций  $f_{R_c}$  (3)–(5) можно констатировать, что в малых ограниченных системах ( $L \Rightarrow 2R_c$ ), как и в системах макроскопических ( $L \gg 2R_c$ ), температурные производные  $(dR_c/dt)_{\Delta\mu}$  при постоянных полях  $\Delta\mu$  в различных предельных случаях  $Z_1^* \ll 1$  и  $Z_1^* \gg 1$  ( $Z_2^* \ll 1$ ) имеют разные знаки:  $[dR_c(Z_1^* \ll 1)/dt]_{\Delta\mu} < 0$  и  $[dR_c(Z_1^* \gg 1)/dt]_{\Delta\mu} > 0$ . Т.е. температурная зависимость радиуса корреляции  $R_c(t)$ , сжимаемости  $\beta_T(t) \sim R_c^{2-\eta}$  в малых ограниченных системах будут немонотонными с максимумами в закритической области температур  $t > 0$  как и в системах макроскопических [19,20]. На основе того, что в ограниченных системах  $\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$  [5,6] можно спрогнозировать, что такие же самые немонотонные зависимости  $R_c(t)$  и  $\beta_T(t)$  будут наблюдаться и при постоянных размерах  $L$  ограниченных систем. Т.е. эти зависимости в области температур  $(10^{-6} \div 10^{-7}) > t > 0$  (для  $2R_c < L$ ) будут иметь вид такой, который изображен на рис.3, для систем макроскопических. Действительно, подобные немонотонные температурные зависимости наблюдаются при экспериментальном исследовании теплоемкости  ${}^4\text{He}$  в малых ограниченных системах вблизи критической температуры, рис. 4, [24,25,26].

Эти экспериментальные исследования теплоемкости  ${}^4\text{He}$  вблизи КТ в малых ограниченных системах [25,26] показали, что при уменьшении их размера  $L$  уменьшается также и критическая температура вещества. Т.е. происходит сдвиг критической температуры  $\delta t_k = (T_k(\infty) - T_k(L))/T_k(\infty) \sim L^{-x}$ . Этот результат можно проанализировать на основе масштабного уравнения радиуса корреляции ограниченных систем [5,6] ( $R_c = L\Phi(at^{1/v}, b\Delta\mu L^{1/\xi})$ ), вид асимптотик которого (3)–(5) предложен в [27].

Исходя из (3)–(5) условие равенства радиусов корреляции на критической изохоре ( $t_1 > 0$ ) и границе раздела фаз ( $t_2 < 0$ ) ( $R_c(t_1 > 0) = R_c(t_2 < 0)$ ) приводит к соотношению [28]

$$\left( \frac{b_1 a_0}{b_0 a_1} \right) \frac{t_1^{2\beta\delta}}{|t_2|^{\beta\delta}} = d_0^{-1/\xi} \left( \frac{L}{2} \right)^{-1/\xi} \quad (6)$$

Тогда из (6) находим величину сдвига критической температуры  $\delta t_k$ :

$$\delta t_k(L) = \left( \frac{b_1 a_0}{b_0 a_1} \right)^{-v/2} d_0^{-1/2v} a_0^{-1/2v} \left( \frac{L}{2} \right)^{-1/v} = AL^{-1/v} \quad (7)$$

Зависимость (9) согласуется с результатами экспериментов [24–26]. На основе (6)–(8) можно найти и сдвиг критического значения химического потенциала

$$\Delta\mu_k(L) = \left( \frac{d_1 a_0}{d_0 a_1} Ad^{1/v} a_0^{-2/\xi} \right)^{1/2} (L)^{-1/\xi} \quad (8)$$

Параметры  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $d_n$  масштабных уравнений состояния (3)–(5), входящие в соотношения (6)–(8), ранее уже были определены в работах [23] на основе экспериментальных данных о корреляционных свойствах макронеоднородных систем вблизи КТ. Используя эти данные, величина сдвига критической температуры (7) может быть представлена в виде [28]

$$\delta t_k(L) = 0,8 \left( \frac{2a_0^{-1}}{L} \right)^{1/v} \quad (9)$$

В этом соотношении параметр  $a_0^{-1} = \xi_0$  определяет амплитуду радиуса корреляции вещества вдоль направления критической изохоры. В дальнейшем рассчитанные по формуле (9) величины сдвига критических температур были сопоставлены с результатами экспериментальных исследований теплоемкости вблизи  $\lambda$ -точки жидкого гелия  $^4\text{He}$  в малых ограниченных системах разной геометрии [25,26]. Согласно [29], вдоль направления критической изохоры ( $\rho = \rho_k$ ) величина  $\xi_0 = 0,36$  нм.

Результаты расчетов  $\delta t_k(L)$ , проведенных по формуле (9), представлены в табл. 1 и 2.

Табл. 1. Сдвиг положения температурного максимума теплоемкости жидкого гелия в тонких пленках [25].

Толщина пленки L, нм	Сдвиг $\delta t_k(L)$ , эксперимент	Расчеты $\delta t_k(L)$ по формуле (9)
48,3	0,00094	0,0015
107,4	0,00029	0,0005
211,3	1,27E-04	0,0002
318,9	5,30E-05	9E-05
503,9	2,92E-05	5E-05
691,8	1,81E-05	3E-05

Табл. 2. Сдвиг положения температурного максимума теплоемкости жидкого гелия в цилиндрических порах [26].

Диаметр поры D, нм	Сдвиг $\delta t_k(L)$ , эксперимент	Расчеты $\delta t_k(L)$ по формуле (9)
30	0,004	0,0031
80	0,00065	0,0007
100	0,00043	0,0005
200	0,00012	0,0002
260	0,00015	0,0001

В этих таблицах приведены также экспериментальные данные величин сдвига критических температур  $\delta t_k(L)$  и  $\delta t_k(D)$  вблизи  $\lambda$ -точки  $^4\text{He}$  для систем разной геометрии: для тонких пленок и тонких цилиндров [25,26]. Для сравнения в этих таблицах приведены расчеты  $\delta t_k$  по формуле (9).

Как видим, величины сдвигов критических температур, рассчитанные по формуле (9), по порядку величины близки к экспериментальным данным, представленным в [25,26].

Близость величин теоретических расчетов  $\delta t_k(L)$  по формуле (9) к экспериментальным данным свидетельствует о том, что известные уравнения ФТФП [1,2] (3)–(5) неограниченных систем могут быть с успехом применены и к малым наносистемам вблизи КТ [5,6].

Таким образом, на основании представленных выше данных экспериментальных исследований макронеоднородных систем в гравитационном поле можно сделать следующие выводы о свойствах малых флуктуационно-дисперсных систем вблизи КТ.

1. В малых флуктуационно-дисперсных системах радиальное изменение внутреннего поля  $\Delta U(r) = \Delta \mu_\phi(r)$  зависит от критической температуры вещества и достигает величин, значительно превышающих изменение гидростатического давления ( $\Delta U(r) \gg h$ ).
2. Результаты экспериментальных и теоретических исследований деполяризованного рассеяния света вблизи КТ в малых флуктуационных системах свидетельствуют об их пространственной анизотропии.
3. Радиальный градиент внутреннего поля  $dU/dr$  в малых флуктуационных системах зависит от линейного размера системы. При увеличении размера системы градиент  $dU/dr$  уменьшается.
4. На основе предложенных уравнений состояния малых ограниченных систем вблизи КТ (5)–(7) следуют выводы о немонотонных температурных зависимостях различных термодинамических и корреляционных свойств этих систем: радиуса корреляции, сжимаемости и свободной энергии, теплоемкости вещества при постоянных полях  $\Delta \mu$  и размерах  $L$  ( $\Delta \mu \sim L^{-1/\xi}$ ), что подтверждается экспериментально.
5. Исходя из вида асимптотик масштабного уравнения состояния ограниченных систем предложены уравнения, которые определяют величины сдвига

критической температуры и критического значения химического потенциала ограниченных систем, которые качественно согласуются с результатами экспериментов.

### Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука, 2-е изд., перераб. – 1982. – 382 с.
2. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. Пер. с англ.–М.: Мир, 1973. – 419с.
3. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука. –1987. – 271 с.
4. Булавин Л.А. Критические явления в жидкостях. – Киев: “Киевский. университет”, 1997.–174 с.
5. M.E. Fisher, M.N. Barber. // Phys. Rev. Lett. 1972. – Vol. 28 – P. 1516.
6. K. Binder // Annu. Rev. Phys. Chem. – 1992. – Vol. 43 - P. 33-59.
7. Алехин А.Д. Сжимаемость вещества и гравитационный эффект вблизи критической точки // Успехи физических наук – 1983. – Т. 28, № 8. – С.1261-1263.
8. Алёхин А.Д., Рудников Е.Г. // Журнал физических исследований. 2004. – Т.8, № 2. – С. 103.-121.
9. Алехин А.Д., Булавин Л.А., Рудников Е.Г. Гравитационный эффект и величина внутреннего неоднородного поля в веществе вблизи критической точки // Успехи физических наук –1996. – Т. 41, № 11-12. – С. 1059-1061.
10. Алёхин А. Д. // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2003. – Вып. 4. – С. 357-360.
11. А.Ф.Андреев // Письма в ЖЭТФ 19(12), 713 (1974).
12. А. Д. Алехин // Письма в ЖЭТФ 34(3), 108 (1984).
13. Алехин А.Д. // Оптика и спектр. – 1979. – Т. 47, № 4. – С. 788-792.
14. Алехин А.Д. Энергия флуктуаций вблизи критической точки. // Успехи физических наук. – 1988. - Т. 33, № 1. - С. 152-155.
15. Алехин А.Д., Булавин Л.А., Ю.Л. Остапчук, Э.Г. Рудников, Э.Т. Шиманская Расширенное уравнение кривой сосуществования в Ван-дер-Ваальсовой модели газа флуктуаций. // Сборник трудов международной конференции “Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах” Махачкала. – 21-25 сентября 2004. – С. 231-234.
16. Алехин А.Д., Булавин Л.А. Модель Ван-дер-Ваальса и расширенное масштабное уравнение состояния вещества // Успехи физических наук –1991. – Т. 36, № 3. – С. 383-387.
17. Алехин А.Д. Критическая опалесценция неизотропных систем // Оптика и спектр. – 1985. – Т. 59, № 3.
18. Алехин А.Д. Геометрия образца и гравитационный эффект вблизи критической точки. // Успехи физических наук. - 1985. - Т. 30, № 1. - С. 23-25.
19. Алехин А.Д., Крупский Н.П., Чалый А.В. Свойства вещества в точках экстремумов восприимчивости при постоянных полях в окрестности критиче-

- ского состояния // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1972. – Т. 63, вып. 4(10). – С. 1417-1420.
- 20.Алехин А.Д., Рудников Е.Г. Свойства неоднородного вещества в гравитационном поле вдоль линии экстремумов восприимчивости // Успехи физических наук. –1995. – Т. 40, N 9. – С. 941-944.
- 21.A.D. Alekhin, E.G. Rudnikov, O.M. Burmistrov Correlation and thermodynamic properties of spatially inhomogeneous liquid under gravity near the critical point. Abstracts of International Conference "Physics of liquid matter: modern problems" (PLMMP 2003) September 12-15, 2003.
- 22.Schofield P. Parametric representation of the equation of state near a critical point // Phys. Rev. Lett.–1969.–V.22, N 12.– P.606.
- 23.Алехин А.Д., Цебенко А.В., Шиманский Ю.И. О корреляционных свойствах вещества в гравитационном поле вблизи критической точки. // Сб. Физика жидкого состояния. 1979. - Вып. 7, С. 97-102.
- 24.M.A. Kimball, F.M. Gasparini Specific heat of  $^4\text{He}$  confined to 9869 Å planar geometry. // Physica B. – 200. – v. 284-288. – P. 47-48.
- 25.S. Mehta, M.O. Kimball, F.M. Gasparini. Superfluid Transition of  $^4\text{He}$  for two-dimensional crossover, Heat Capacity and Finite-Size Scaling // J. Low Temp. Phys. 114, 467 (1999).
- 26.J.A. Lipa, M. Goleman D.A. Striker // J. Low. Temp. Phys. 124 (3-4) 443, 2001; Tar-Pin Chen F.M Gasparini. Scaling of the specific heat of confined Helium near  $T_\lambda$  // Phys. Rev. Lett. 1978, 40 – P. 331-333.
- 27.Алехин А.Д. Радиус корреляции и уравнение состояния ограниченных систем вблизи критической точки // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2006. – № 1.
- 28.Алехин А.Д. Свойства малых нанofлуктуационных систем вблизи критической точки // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2006. – № 3.
- 29.A. Singaas and G. Alhers // Phys. Rev. – 1984. – Vol. 30. – P. 5103.

*О.Д. Альохін, Л.А. Булавін*

**Властивості нанofлуктуаційних дисперсних систем поблизу критичної точки**

**АНОТАЦІЯ**

В роботі на основі аналізу поведінки різноманітних властивостей макроненорідних систем в гравітаційному полі поблизу критичної точки прогноуються властивості нанofлуктуаційних дисперсних систем. Показано, що електромагнітні поля цих малих флуктуаційних систем, які залежать від їх розміру і сил міжмолекулярної взаємодії, є основним чинником утворення внутрішнього ненорідного поля макросистеми. На основі запропонованих масштабних рівнянь стану малих обмежених систем визначені величини зсуву критичних параметрів таких систем, що якісно узгоджується з результатами експериментів.

*A.D. Alekhin, L.A. Bulavin*

**Properties of nanofluctuation dispersion systems near the critical point**

SUMMARY

In the work on the basis of the analysis of the behavior of different properties of macro- inhomogeneous systems under gravity near the critical point the properties of the nano-fluctuation dispersion systems have been forecast. It is shown that the electro-magnet fields of these small systems, which depend on their size and forces of intermolecular interaction, are the basic factor of the appearance of the internal inhomogeneous field of macrosystem. On the basis of the proposed scale equation of state of the small limited systems are determined the values of the shift of the critical parameters of such systems, qualitatively confirmed with the results of experiments.