

УДК 536.758

И. И. Наркевич

Белорусский государственный технологический университет

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ПРЕДСКАЗАННОГО БРАЗОВСКИМ ПЕРЕХОДА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ИЗ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В НЕОДНОРОДНОЕ

Ранее с помощью двухуровневого молекулярно-статистического метода [1] было проведено изучение микроструктуры и термодинамических характеристик одиночных сферических кристаллических наночастиц. Получено уравнение для радиального дискретного профиля чисел заполнения n_l элементарных ячеек метода условных распределений, которые определяют локальную концентрацию частиц в окрестности любой из ячеек, центры которых образуют координационные сферы с номерами l ($l = 1, 2, \dots, L$) для гранецентрированной кубической (ГЦК) решетки. Разработана методика численного расчета унарных и бинарных функций распределения атомов или молекул в окрестности узлов кристаллической решетки. С их помощью рассчитаны радиальные смещения узлов деформированной ГЦК решетки и среднеквадратичные отклонения атомов (молекул) от новых положений узлов для наночастиц разных размеров ($L = 1-6$) при температуре $\theta = kT/\epsilon$ (ϵ – энергетический параметр потенциала Леннард-Джонса), которая меньше температуры тройной точки $\theta_{тр} = 0,7$ для простых молекулярных макроскопических систем. В данной статье разработанный для молекулярных систем двухуровневый статистический метод обобщается с целью описания структуры и термодинамических характеристик коллоидных систем с конкурирующими взаимодействиями притяжения и отталкивания.

Ключевые слова: наночастица, коллоидная система, двухуровневый статистический метод, коррелятивные функции, потенциалы средних сил, функционалы свободной энергии и энтропии.

I. I. Narkevich

Belarusian State Technological University

STATISTICAL JUSTIFICATION OF THE PREDICTED BRAZOVIAN TRANSITION OF A COLLOIDAL SOLUTION FROM A UNIQUE CONDITION TO A INHOMOGENEOUS

Previously, using the two-level molecular statistical method [1], the microstructure and thermodynamic characteristics of single spherical crystalline nanoparticles have been studied. An equation is obtained for the radial discrete profile of the filling numbers of n_l elementary cells of the conditional distributions method, which determine the local concentration of particles in the vicinity of any of the cells whose centers form coordination spheres with numbers l ($l = 1, 2, \dots, L$) for the face-centered cubic lattice (fcc lattice). A method for the numerical calculation of the unary and binary distribution functions of atoms or molecules in the vicinity of the lattice sites has been developed. With their help, the radial displacements of the nodes of the deformed fcc lattice and the standard deviations of atoms (molecules) from new sites of nanoparticles of different sizes ($L = 1-6$) have been calculated at a temperature $\theta = kT/\epsilon$ (ϵ is the energy parameter of Lennard-Jones potential), which is less than the triple point temperature $\theta_{tr} = 0.7$ for simple molecular macroscopic systems. In this article, the two-level statistical method developed for molecular systems is generalized to describe the structure and thermodynamic characteristics of colloidal systems with competing interactions of attraction and repulsion.

Key words: nanoparticle, colloid system, two-level statistical method, correlative functions, potentials of average forces, functionals of free energy and entropy.

Введение. Применение двухуровневого статистического метода [1] для описания структуры и термодинамических характеристик неоднородных молекулярных систем, в частности, сфе-

рических кристаллических наночастиц [2, 3], позволило установить зависимость температуры плавления $\theta_{пл}$ наночастиц от их размера, которая согласуется с экспериментальными дан-

ными (рис. 1). Полученные этим методом вариационные уравнения оказываются конечно-разностными аналогами интегрального уравнения Эйлера – Лагранжа, которое использовалось в работе [4] для описания фазовых переходов в терминах мезоскопических объемных фракций для систем, в которых мезоскопические неоднородности наблюдаются на масштабах, значительно превышающих размеры молекул.

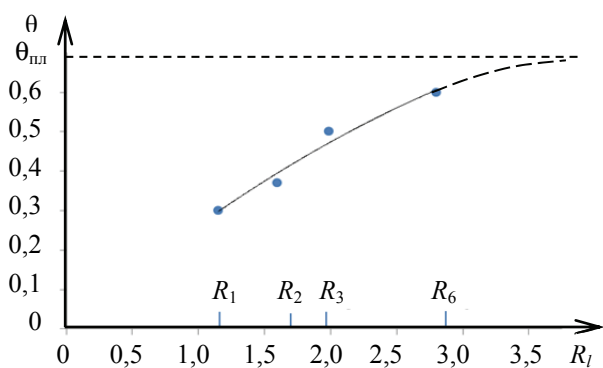


Рис. 1. Зависимость температуры плавления $\theta_{пп}$ сферических наночастиц от их радиуса R

Эти новые результаты для систем заряженных частиц с конкурирующими взаимодействиями притяжения и отталкивания согласуются с предсказаниями феноменологического подхода Бразовского [5] к описанию фазового перехода изотропной системы в неоднородное состояние.

В работе [6] на границе с ионным кристаллом в объеме ионной жидкости обнаружено затухающее пространственное колебание плотности, при этом амплитуда и длина затухания за счет учета флуктуационного вклада имеют качественно иное поведение, чем их аналоги в приближении среднего поля (MF).

В работе [7] для интеркаляционных систем статистически рассчитаны равновесные характеристики подсистемы подвижных зарядов. В случае достаточно малых электрических полей распределения заряда и концентрации частиц описываются линейным дифференциальным уравнением четвертого порядка.

Основная часть. В данной работе выполнено численное исследование функционала свободной энергии $F\{n_l\}$ неоднородной коллоидной системы с использованием потенциала SALR (Short-range Attraction and Long-range Repulsion) для описания взаимодействия между коллоидными частицами в водном растворе ($l = 1, 2, \dots, M$; M – общее число элементарных ячеек, на которые разделен весь макроскопический объем V , т. е. $M = V/\omega$, ω – объем одной ячейки; n_l – числа заполнения ячеек с номерами l , т. е. концентрация коллоидных частиц в окрестности ячейки ω_l). Установлено, что большой

термодинамический функционал $\Omega\{n_l\} = F\{n_l\} - \mu \sum n_l$ таких систем в состоянии равновесия в соответствующей области термодинамических параметров имеет несколько минимумов, соответствующих разным значениям волновых чисел χ в системе с одномерным гармоническим, т. е. неоднородным, распределением плотности. Для одного из волновых чисел значение функционала $\Omega\{n_l\}$ меньше, чем для однородного изотропного состояния ($\chi = 0$). В расчетах использовался потенциал SALR в виде суммы двух членов: потенциала Леннард-Джонса и экранированного потенциала Кулона, которые записывались в безразмерной форме ($A = 1,27$; $\alpha = 0,5$):

$$U(r) = 4(r^{-12} - r^{-6}) + Ar^{-1}e^{-\alpha r}. \quad (1)$$

Здесь и далее расстояния и потенциалы рассчитываются соответственно в единицах линейного (σ) и энергетического (ϵ) параметров потенциала Леннард-Джонса.

В дальнейших расчетах используется система интегральных уравнений для потенциалов средних сил ϕ_{ij} , которая в случае однокомпонентной системы с неоднородным полем чисел заполнения n_l ($i, j, l = 1, 2, \dots, M$) имеет следующий вид [1, 2]:

$$f_{ij}(\bar{q}_i, \{n_l\}) = \frac{n_{ij}^{aa}}{n_i} f_{ij}^{(a)}(\bar{q}_i, \{n_l\}) + \frac{n_{ij}^{av}}{n_i} f_{ij}^{(a)}\{n_l\}. \quad (2)$$

Здесь $n_{ij}^{\mu\nu}$ – двухъячеечные числа заполнения всевозможных пар ячеек объемами ω_i и ω_j , определяющие вероятность нахождения частицы сорта μ в ячейке ω_i и частицы сорта ν в ячейке ω_j ($\mu, \nu = a, v$; a – для реальных частиц; v – для не взаимодействующих квазичастиц, отвечающих за состояния с вакантными ячейками). Функционал $f_{ij}(\bar{q}_i, \{n_l\}) = \exp\{-\beta \phi_{ij}(\bar{q}_i, \{n_l\})\}$, а вспомогательные функционалы $f_{ij}^{(a)}(\bar{q}_i, \{n_l\})$ и $f_{ij}^{(a)}\{n_l\}$ находятся в результате усреднения с помощью вспомогательных нормированных на единицу унарных функций $\hat{F}_{11}^*(\bar{q}_j, \{n_l\})$ и $\hat{F}_{11}^*(\bar{q}_i, \{n_l\})$ соответственно ($\beta = 1/kT$ – обратная безразмерная температура, $\theta = kT$):

$$f_{ij}^{(a)}(\bar{q}_i, \{n_l\}) = \int_{\omega_j} \exp\{-\beta U(|\bar{q}_i - \bar{q}_j|)\} \hat{F}_{11}^*(\bar{q}_j, \{n_l\}) d\bar{q}_j, \quad (3)$$

$$f_{ij}^{(a)}\{n_l\} = \int_{\omega_i} f_{ij}^{(a)}(\bar{q}_i, \{n_l\}) \hat{F}_{11}^*(\bar{q}_i, \{n_l\}) d\bar{q}_i, \quad (4)$$

где

$$\hat{F}_{11}^*(\bar{q}_j, \{n_l\}) = \frac{\exp\left\{-\beta \sum_{k \neq i, j}^M \varphi_{jk}(\bar{q}_j, \{n_l\})\right\}}{\int_{\omega_j} \exp\left\{-\beta \sum_{k \neq i, j}^M \varphi_{jk}(\bar{q}_j, \{n_l\})\right\} d\bar{q}_j}, \quad (5)$$

$$\hat{F}_{11}^*(\bar{q}_i, \{n_l\}) = \frac{\exp\left\{-\beta \sum_{k \neq i, j}^M \varphi_{ik}(\bar{q}_i, \{n_l\})\right\}}{\int_{\omega_i} \exp\left\{-\beta \sum_{k \neq i, j}^M \varphi_{ik}(\bar{q}_i, \{n_l\})\right\} d\bar{q}_i}. \quad (6)$$

В интегральных уравнениях (2) числа заполнения n_{ij}^{aa} и n_{ij}^{av} являются функционалами поля одноячеечных чисел заполнения n_l , определяющих локальную концентрацию частиц:

$$n_{ij}^{av} \{n_l\} = \frac{1}{2A_{ij}} \left\{ [(n_i - n_j)A_{ij} - 1] + \sqrt{[(n_i - n_j)A_{ij} - 1]^2 + 4n_i(1 - n_j)A_{ij}} \right\}, \quad (7)$$

$$n_{ij}^{aa} \{n_l\} = n_i - n_{ij}^{av} \{n_l\}, \quad A_{ij} = f_{ij}^{(a)} \{n_l\} - 1. \quad (8)$$

Из физических соображений ясно, и это подтверждается структурой уравнений (2)–(7), что в связи с короткодействующим экранированным потенциалом (1) потенциалы средних сил φ_{ij} должны наиболее сильно зависеть от локальной концентрации в ближайших ячейках, окружающих выделенную пару ячеек ω_i и ω_j . В связи с этим в численных расчетах достаточно учесть зависимость потенциалов $\varphi_{ij}(\bar{q}_i, \{n_l\})$ только от чисел заполнения в ячейках ω_i , ω_j и воспользоваться ранее разработанной [2] методикой усреднения в выражениях (3), (4). В соответствии с этой методикой запишем аппроксимированные выражения для вспомогательной нормированной на единицу унарной \hat{F}_{11}^* функции и бинарной $F_{11}^{(1)}$ функции, описывающих распределения центров тяжести коллоидных частиц внутри сфер с радиусами b_i , центры которых совпадают с узлами используемой решетки ($v_i = 4\pi b_i^3 / 3$, $v_j = 4\pi b_j^3 / 3$, $n_{ij} = n_{ij}^{aa}$):

$$\hat{F}_{11}^* \approx \frac{1}{v_i}, \quad F_{11}^{(1)} \approx \frac{n_{ij}}{Q_{ij}} \exp\{-\beta U(r)\}, \quad (9)$$

где нормирующий множитель

$$Q_{ij}(b_i, \rho_{ij}, b_j) = \int_{v_i} d\mathbf{v}_i \int_{v_j} e^{-\beta U(r)} d\mathbf{v}_j = \int_{v_i} I_{ij}(\rho_i, b_j) d\mathbf{v}_i, \quad (10)$$

$$I_{ij}(\rho_i, b_j) = \int_{v_j} e^{-\beta U(r)} d\mathbf{v}_j. \quad (11)$$

Здесь ρ_i – расстояние от центра коллоидной частицы до узла с номером i , а ρ_{ij} – расстояние между узлами i и j .

С помощью бинарной функции $F_{11}^{(1)}$, описывающей распределения центров коллоидных частиц в объемах v_i и v_j , рассчитаем среднее значение их энергии взаимодействия:

$$\langle U_{ij} \rangle = \int_{v_i} \int_{v_j} U(r) F_{11}^{(1)}(r) d\mathbf{v}_i d\mathbf{v}_j = n_{ij} U_{ij}(b_i, \rho_{ij}, b_j). \quad (12)$$

Здесь

$$U_{ij}(b_i, \rho_{ij}, b_j) = \frac{\int_{v_i} U_{ij}^a(\rho_i, b_j) I_{ij}(\rho_i, b_j) d\mathbf{v}_i}{\int_{v_i} I_{ij}(\rho_i, b_j) d\mathbf{v}_i}, \quad (13)$$

$$U_{ij}^a(\rho_i, b_j) = \frac{\int_{v_j} U(r) e^{-\beta U(r)} d\mathbf{v}_j}{I_{ij}(\rho_i, b_j)}. \quad (14)$$

Далее запишем аппроксимированные выражения для функционалов $f_{ij}^{(a)}$ из уравнений (2):

$$f_{ij}^{(a)}(\bar{q}_i, \{n_l\}) \approx f_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j) = \frac{I_{ij}(\rho_i, b_j)}{v_j}, \quad (15)$$

$$f_{ij}^{(a)} \{n_l\} \approx f_{ij}^{(a)}(b_i, \rho_{ij}, b_j) = \frac{1}{v_i} \int_{v_i} f_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j) d\mathbf{v}_i. \quad (16)$$

Введем функцию $g_{ij} = n_{ij} / (n_i n_j)$, которая является дискретным аналогом радиальной функции $g(r)$ для однородных систем и определяется уравнениями (7), (8) с учетом (16):

$$g_{ij} = \frac{n_{ij}}{n_i n_j} = \frac{n_i - n_{ij}^{av}}{n_i n_j} = \frac{1}{n_j} - \frac{n_{ij}^{av}}{n_i n_j}, \quad (17)$$

$$n_{ij}^{av} = 0,5B_{ij} + 0,5\sqrt{B_{ij}^2 + 4n_i(1 - n_j)A_{ij}^{-1}}, \quad (18)$$

$$B_{ij} = (n_i - n_j) - A_{ij}^{-1}, \quad A_{ij} = f_{ij}^{(a)}(b_i, \rho_{ij}, b_j) - 1. \quad (19)$$

В результате интегральное уравнение (2) перепишем в следующем виде:

$$f_{ij}(\rho_i, b_j) = n_j g_{ij}(b_i, \rho_{ij}, b_j) f_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j) + (1 - n_j g_{ij}(b_i, \rho_{ij}, b_j)) f_{ij}^{(a)}(b_i, \rho_{ij}, b_j). \quad (20)$$

Здесь $f_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j) = \exp\{-\beta\Phi_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j)\}$, а $\Phi_{ij}^{(a)}(\rho_i, b_j)$ – потенциал средней силы, действующий на молекулу в ячейке ω_i со стороны молекулы, равномерно распределенной внутри сферы радиуса b_j в ячейке ω_j .

Численные расчеты выполнены для коллоидных систем с полем плотности, которое изменяется в направлении, совпадающим с направлением осей элементарных ячеек гексагональной решетки, так что одномерное поле чисел заполнения зависит от номера p монослоев, образованных наборами из Z ячеек с одинаковыми числами заполнения n_p ($p = 1, 2, \dots, P$).

Функционалы энтропии S , внутренней энергии U , свободной энергии F и химического потенциала μ рассчитывались по формулам

$$S\{n_p\} = M(s_1\{n_p\} + s_2\{n_p\}), \quad M = ZP, \quad (21)$$

$$s_1\{n_p\} = -\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P (n_p \ln n_p + (1-n_p) \ln(1-n_p)), \quad (22)$$

$$s_2\{n_p\} = -\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P n_p \sum_{j \neq p}^J n_j g_{pj} \ln g_{pj}, \quad (23)$$

$$U\{n_p\} = Z \sum_{p=1}^P n_p \sum_{j \neq p}^J (n_j g_{pj} U_{pj}(b_p, r_{pj}, b_j)) = Mu\{n_p\}, \quad (24)$$

$$F\{n_p\} = U\{n_p\} - \theta S\{n_p\} = Mf\{n_p\}, \quad (25)$$

$$\mu_i\{n_p\} = \frac{\partial f\{n_p\}}{\partial n_i}. \quad (26)$$

В формулах (23), (24) суммирование по $j \neq p$ выполняется по узлам j , принадлежащим плоским монослоям с номерами p ; J – число узлов, принадлежащих сфере с центром, совпадающим с центром ячейки ω_p в слое с номером p и радиусом R , который равен радиусу действия сил отталкивания в потенциале SALR (формула (1)). В формуле (21) для энтропии S функционал $s_1\{n_p\}$ учитывает вклад неоднородности поля унарной плотности, а функционал $s_2\{n_p\}$ учитывает аналогичный вклад неоднородного распределения частиц в окрестностях ячеек ω_p , описываемого функцией g_{pj} .

На рис. 2–4 изображены зависимости энтропии $s = S/M$, внутренней энергии $u = U/M$, свободной энергии $f = F/M$, а также химического потенциала $\mu = df/dn$ от концентрации n однородной коллоидной системы при безразмерной температуре $\theta = 5$.

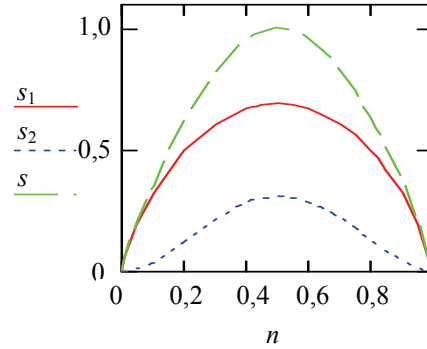


Рис. 2. Зависимости вкладов s_1 и s_2 в энтропию $s = s_1 + s_2$ от концентрации n

Из рис. 2, 3 видно, что в области малых концентраций ($n < 0,3$) энтропия s растет быстрее, чем внутренняя энергия u , так что свободная энергия f уменьшается в этой области концентраций. При концентрациях $n > 0,3$ энтропия s растет медленнее, а затем уменьшается. В результате на графике свободной энергии появляется минимум, а химический потенциал μ монотонно возрастает от $-\infty$ при $n \rightarrow 0$ до $+\infty$ при $n \rightarrow 1$, что указывает на отсутствие фазового перехода первого рода газ – жидкость с промежуточной гетерогенной областью, как это обычно происходит в молекулярных системах.

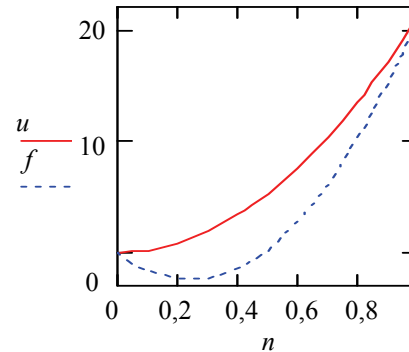


Рис. 3. Зависимости u и f от концентрации n

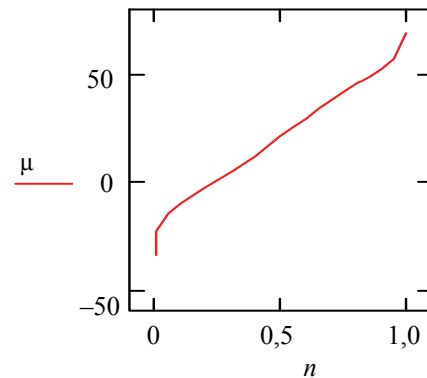


Рис. 4. Зависимость μ от концентрации n

На рис. 5 приведены графики зависимостей относительной вариации $\epsilon_{\Omega} = \Delta\Omega\{n_p\} / |\Omega(n)|$ функционала $\Omega\{n_p\} = F\{n_p\} - \mu \sum n_p$ от волнового числа $\chi = 2\pi / \lambda$ для разных значений средней концентрации n коллоидной системы при безразмерной температуре $\theta = 5$. В расчетах амплитуда B гармонической неоднородности поля чисел заполнения $n_p = n + B \cos(\chi x_p)$ с волновым числом χ принималась равной 10% от средней концентрации n .

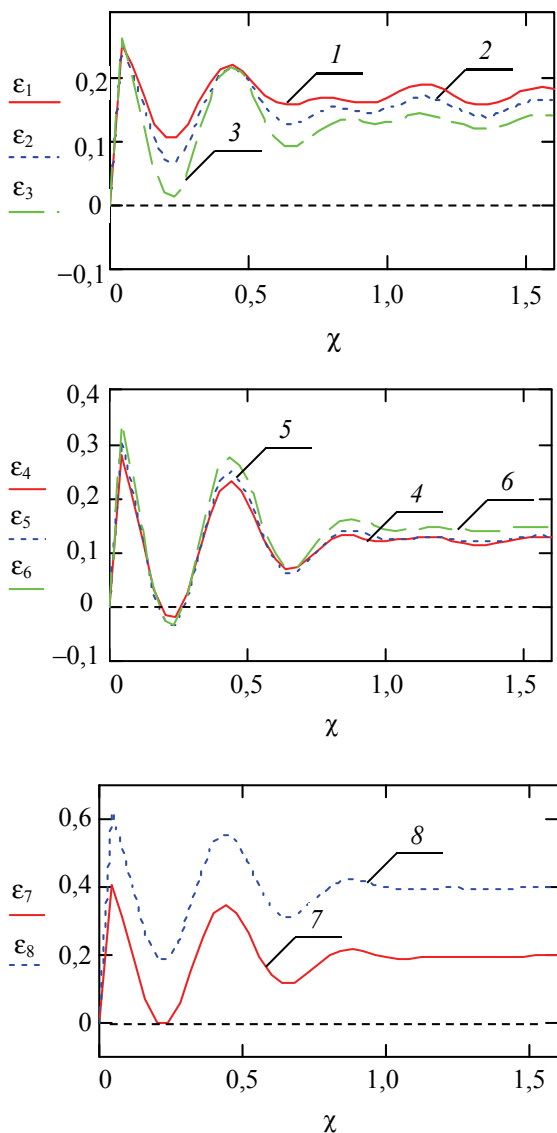


Рис. 5. Зависимости вариации ϵ_{Ω} функционала Ω от волнового числа χ при температуре $\theta = 5$ для разных значений средней концентрации n , равной числам заполнения ячеек гексагональной решетки с параметрами $a = b = c = 1$ в единицах линейного параметра σ потенциала Леннард-Джонса:
 1 – $n = 0,25, B = 0,025$; 2 – $n = 0,30, B = 0,03$;
 3 – $n = 0,40, B = 0,04$; 4 – $n = 0,50, B = 0,05$;
 5 – $n = 0,60, B = 0,06$; 6 – $n = 0,70, B = 0,07$;
 7 – $n = 0,80, B = 0,08$; 8 – $n = 0,90, B = 0,09$

Из рис. 5 видно, что положения двух первых минимумов с волновыми числами χ_1 и χ_2 практически не зависят от средней концентрации частиц коллоидной системы ($\chi_1 \approx 0,22$; $\lambda_1 \approx 28,5$ ($\chi_2 \approx 0,66$; $\lambda_2 \approx 9,5$). Расчеты показывают, что их значения зависят от радиуса R сферы, определяющей область, на которую распространяется действие сил отталкивания между коллоидными частицами.

Из рис. 5 также видно, что гармоническая неоднородность поля плотности с волновым числом χ_1 и длиной волны λ_1 при увеличении концентрации n приводит к уменьшению значения функционала ϵ_{Ω} в точке минимума.

В результате коллоидная система с мезоскопическими неоднородностями λ_1 оказывается термодинамически более устойчивой в интервале концентрации n от $n_1 \approx 0,42$ до $n_2 \approx 0,81$ по сравнению с однородной системой.

Аналогичные расчеты при других температурах θ позволили построить теоретическую фазовую диаграмму температура θ – плотность ρ (рис. 6, $\rho = n / \omega$) для перехода системы из однородного состояния в неоднородное, который является фазовым переходом второго рода.

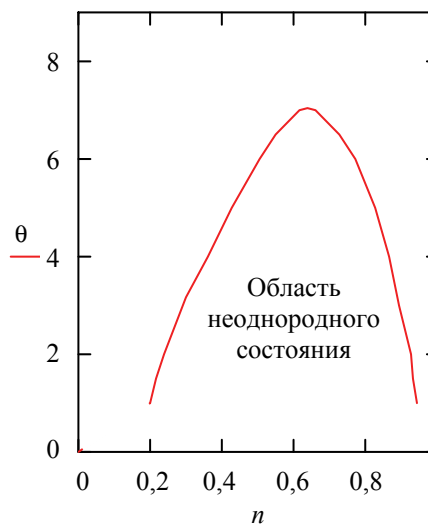


Рис. 6. Фазовая диаграмма перехода коллоидного раствора из однородного состояния в неоднородное с одномерным гармоническим распределением плотности с длиной волны $\lambda_1 = 2\pi / \chi_1 \approx 28$ (в единицах линейного параметра σ потенциала Леннард-Джонса)

Заключение. Исследования выполнены в рамках Международного проекта CONIN научной программы Евросоюза HORIZON-2020. Автор благодарен координатору проекта А. Цях за выбор направления исследований, а также доктору физико-математических наук А. В. Пацаган за плодотворное обсуждение результатов проведенных расчетов.

Литература

1. Наркевич И. И. Двухуровневый статистический метод описания неоднородных систем. Нордерштедт: LAP LAMBERT Academic Publishing RU, 2019. 114 с.
2. Наркевич И. И., Квасов Н. Т., Козич Е. Ю. Двухуровневое молекулярно-статистическое изучение структуры и термодинамических характеристик однородных макроскопических систем и сферических наночастиц // Труды БГТУ. 2016. № 6: Физ.-мат. науки и информатика. С. 61–65.
3. Наркевич И. И., Фарафонтова Е. В., Липай Н. А. Численно-аналитический расчет равновесных характеристик наночастиц в рамках двухуровневого молекулярно-статистического метода // Наноструктуры в конденсированных средах: сб. науч. ст. Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. С. 124–130.
4. Ciach A., Gozdz W. T. Density functional theory for systems with mesoscopic inhomogeneities // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2016. Vol. 28. P. 244004.
5. Brazovskii S. A. Phase transition of an isotropic system to a nonuniform state // *Sov. Phys. JETP*. 1975. Vol. 41, no. 1. P. 85.
6. Patsahan O., Ciach A. Correlation functions in an ionic liquid at coexistence with an ionic crystal: results of the Brazovskii-type field theory // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2007. Vol. 19. P. 236203.
7. Бокун Г. С., Ди Каприо Д. Распределение потенциала и концентрации носителей заряда в твердотельном электролите между плоскими электродами // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 2. С. 71–80.

References

1. Narkevich I. I. *Dvufurovnevyy statisticheskiy metod opisaniya neodnorodnykh system* [Two-level statistical method for describing inhomogeneous systems]. Norderstedt, LAP LAMBERT Academic Publishing RU, 2019. 114 p.
2. Narkevich I. I., Kvasov N. T., Kozich E. Yu. Two-level molecular-statistical description of the structure and thermodynamic characteristics of homogeneous macroscopic systems and spherical nanoparticles. *Trudy BGTU* [Proceedings of BSTU], 2016, no. 6: Physics and Mathematics. Informatics, pp. 61–65 (In Russian).
3. Narkevich I. I., Farafontova E. V., Lipay N. A. Numerical and analytical calculation of the equilibrium characteristics of nanoparticles in the framework of a two-level molecular-statistical method. *Nanostrukturny v kondensirovannykh sredakh* [Nanostructures in condensed matter: a collection of scientific articles]. Minsk, ITMO imeni A. V. Lykova NAN Belarusi Publ., 2018, pp. 124–130 (In Russian).
4. Ciach A., Gozdz W. T. Density functional theory for systems with mesoscopic inhomogeneities. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2016, vol. 28, p. 244004.
5. Brazovskii S. A. Phase transition of an isotropic system to a nonuniform state. *Sov. Phys. JETP*, 1975, vol. 41, no. 1, p. 85.
6. Patsahan O., Ciach A. Correlation functions in an ionic liquid at coexistence with an ionic crystal: results of the Brazovskii-type field theory. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2007, vol. 19, p. 236203.
7. Bokun G. S., Di Caprio D. Potential distribution and charge carrier concentration in a solid-state electrolyte between flat electrodes. *Zhurnal Belorusskogo gosudarstvennogo universiteta* [Journal Belarusian State University], series Physics, 2018, no. 2, pp. 71–80 (In Russian).

Информация об авторе

Наркевич Иван Иванович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики. Белорусский государственный технологический университет (220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а, Республика Беларусь). E-mail: Narkevich@belstu.by

Information about the author

Narkevich Ivan Ivanovich – DSc (Physics and Mathematics), Professor, Professor, the Department of Physics. Belarusian State Technological University (13a, Sverdlova str., 220006, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: Narkevich@belstu.by

Поступила 03.05.2019