

УДК 541.64:538.7

© 1990 г. С. В. Панюков

**АНАЛОГИЯ ПОЛИМЕР — МАГНЕТИК ДЛЯ ПОЛИМЕРОВ
С ФИКСИРОВАННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЦЕПЕЙ
ПО ДЛИНАМ**

Показано, что полимер с фиксированным распределением цепей по длинам может быть описан в рамках аналогии полимер — магнетик с нулевым числом компонент. Рассмотрены случай флориевского распределения и распределения, сформировавшегося в условиях химического равновесия. Получены скейлинговые соотношения между параметрами полимерной системы и показано, что в случае сильной полидисперсности полуразбавленный раствор цепей не может быть описан с помощью общепринятой концепции блобов.

Основой современной теории сильно флюктуирующих полимерных систем является установленная де Клуазо [1] аналогия между раствором цепей, находящихся в равновесии относительно реакций образования и разрыва химических связей, и магнетиком с нулевым числом компонент. Она позволила определить скейлинговые зависимости между величинами, характеризующими такой раствор, связав их со скейлинговыми соотношениями для магнетика вблизи его точки Кюри. Было показано [2], что этот полимер можно рассматривать как плотно упакованную систему блобов. Внутри каждого блоба существуют корреляции, характерные для одного клубка с исключенным объемом.

Условия эксплуатации полимеров, как правило, существенно отличаются от условий их синтеза. Так, полимер, полученный в ходе равновесной поликонденсации, после фиксации (замораживания) химических связей может быть помещен в некоторый низкомолекулярный растворитель. Его конформационные характеристики можно менять, варьируя объем системы, температуру и тип растворителя, но распределение макромолекул по длинам при этом остается неизменным, сформировавшимся в условиях синтеза.

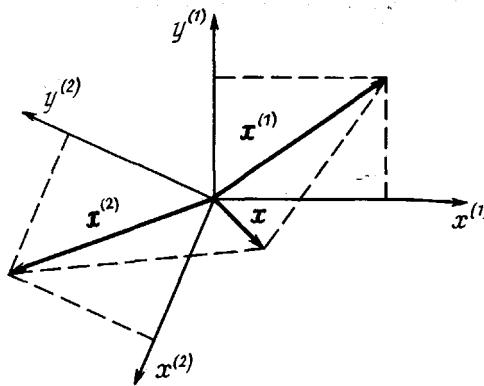
Оставаясь в рамках метода работы [1], в принципе невозможно описать полимеры с заданным неравновесным распределением цепей по длинам, которые представляют основной интерес с точки зрения практических приложений. Останется ли справедливой для них концепция блобов? Ответ на этот вопрос может дать только теория, строго учитываяющая корреляции между столкновениями мономерных звеньев перекрывающихся полимерных клубков.

В настоящей работе предложено обобщение аналогии полимер — магнетик для описания полимерных систем с заданным и, вообще говоря, неравновесным распределением $P(N)$ цепей по числу N их звеньев. Подробно рассмотрим два наиболее важных случая.

1. Экспоненциальное распределение

$$P(N) = (1-P) P^{N-1}, \quad (1)$$

где P — конверсия (степень завершенности реакции). Такое наиболее вероятное распределение Флори [3] получается, например, в результате необратимых процессов поликонденсации мономеров с независимыми функциональными группами [4]. Обозначим через ρ и a соответственно плотность звеньев и их размер. Поскольку полимерный расплав $\rho a^d \sim 1$



Проекции $x^{(k)}$ при $k=1, 2$ четырехмерного ($D=4$) вектора x на двухмерные ($d=2$) подпространства $(x^{(1)}, y^{(1)})$ и $(x^{(2)}, y^{(2)})$

(d – размерность пространства) корректно описывается в рамках классической теории Флори – Хаггинса [3], ограничимся изучением наиболее интересного случая $\rho a^d \ll 1$, когда взаимодействие звеньев характеризуется единственным параметром исключенного объема v .

2. Равновесное распределение $P(\bar{N})$, полученное в условиях, отличных от условий эксплуатации полимера. Такая система характеризуется двойным набором параметров (ρ, v, T) и (ρ_c, v_c, T_c) , где T – температура; индекс «с» означает условия синтеза.

Аналогия полимер – магнетик. Как известно [5], n -компонентный магнетик может быть описан с помощью гамильтониана Ландау для поля φ_α , $\alpha=1, \dots, n$

$$H = H_0 + H_{int}, \quad H_0 = \int d\mathbf{x} \left[\frac{\tau}{2} \sum_{\alpha=1}^n \varphi_\alpha^2 + \frac{a^2}{2} \sum_{\alpha=1}^n (\nabla \varphi_\alpha)^2 - h \varphi_\alpha \right] \quad (2)$$

$$H_{int} = \frac{1}{8} \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' U(\mathbf{x}-\mathbf{x}') \sum_{\alpha=1}^n \varphi_\alpha^2(\mathbf{x}) \sum_{\beta=1}^n \varphi_\beta^2(\mathbf{x}'),$$

где h – магнитное поле, а параметр $\tau \ll 1$ характеризует близость к точке фазового перехода второго рода (точке Кюри). В рамках аналогии полимер – магнетик показано [1, 6], что статистическая сумма Z_d магнетика (2) в пределе $n \rightarrow 0$ равна статистической сумме химически равновесной системы, если потенциал U имеет вид

$$U(\mathbf{x}-\mathbf{x}') = v_c \delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}') \quad (3)$$

Условие $n \rightarrow 0$ требуется для обращения в нуль вклада циклополимеров в статистическую сумму Z_d [1, 2, 6].

Оказывается, что для описания полимерной системы с фиксированным распределением $P(N)$ следует рассмотреть магнетик, находящийся в пространстве размерности $D=d m$. Чтобы в рамках аналогии полимер – магнетик определить потенциал U в выражении (2) для гамильтониана такого магнетика, удобно спроектировать вектор x D -мерного пространства на m его d -мерных подпространств (рисунок). Обозначим соответствующие проекции через $x^{(k)}$, $k=1, \dots, m$. Рассмотрим два вида потенциала

$$U(\mathbf{x}-\mathbf{x}') = v \sum_{k=1}^m \delta(x^{(k)} - x'^{(k)}) \quad (4a)$$

$$U(\mathbf{x}-\mathbf{x}') = v_c \delta(x^{(0)} - x'^{(0)}) + v \sum_{k=1}^{m-1} \delta(x^{(k)} - x'^{(k)}) \quad (4b)$$

По аналогии с числом n компонентов магнетика удобно считать, что величина m может принимать любые неотрицательные значения. Статистическая сумма Z_d магнетика с гамильтонианом (2), (4) является непрерывной функцией размерности пространства $D=dm$. Через нее, как показано в Приложении, может быть выражена свободная энергия полимерной системы

$$F = -T \frac{d}{dm} \ln Z_m |_{m=s, n=0}, \quad (5)$$

где $s=0$ в случае флориевского распределения (1) и $s=1$ в случае равновесного распределения $P(N)$. В последнем случае, как следует из сравнения формул (4б) и (3), величина Z_{dm} при $m=s=1$ равна статистической сумме химически равновесной системы в условиях синтеза.

Таким образом, термодинамические функции полимерной системы с фиксированным распределением $P(N)$ описываются моделью нулькомпонентного магнетика (2), (4) находящегося в пространстве размерности $D=ds$. Аналогично работам [1, 6] нетрудно показать, что корреляционная функция компоненты φ_1 параметра порядка, параллельной полю h , определяет корреляционную функцию $g(\mathbf{x}-\mathbf{x}')$ концов всех полимерных цепочек

$$g(\mathbf{x}^{(1)}-\mathbf{x}'^{(1)}) = \lim_{m \rightarrow s} \lim_{n \rightarrow 0} \prod_{k \neq 1} \int d\mathbf{x}^{(k)} d\mathbf{x}'^{(k)} \langle \varphi_1(\mathbf{x}) \varphi_1(\mathbf{x}') \rangle, \quad (6)$$

а корреляционная функция компоненты φ_2 , поперечной полю h , определяет корреляции между концами одной и той же молекулы

$$G(\mathbf{x}^{(1)}-\mathbf{x}'^{(1)}) = \lim_{m \rightarrow s} \lim_{n \rightarrow 0} \prod_{k \neq 1} \int d\mathbf{x}^{(k)} d\mathbf{x}'^{(k)} \langle \varphi_2(\mathbf{x}) \varphi_2(\mathbf{x}') \rangle \quad (7)$$

Усреднение правых частей соотношений (6), (7) производится с гамильтонианом (2), (4).

Теория среднего поля и ренормгруппа. Рассмотрим сначала более простой случай распределения Флори. В пренебрежении флюктуациями параметра порядка φ_α его величина находится из условия минимума гамильтониана Гинзбурга – Ландау (2), (4а). При $m \rightarrow 0$ находим

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= h/\tau, \quad \varphi_\alpha = 0, \quad \alpha \neq 1, \quad \rho = \varphi_1^2/2V \\ \frac{F}{VT} &= \frac{1}{V} \frac{dH}{dm} \Big|_{m=n=0} = \frac{\rho}{N} \ln \frac{\rho}{(eN)^2} + \frac{v\rho^2}{2} \\ &\quad \rho a^d \ll 1, \end{aligned} \quad (8)$$

где V – объем системы и $N=1/\tau$ – среднее число звеньев одной цепи. Формула (8) может быть также получена в рамках теории Флори – Хагинса [3] для полидисперской системы с распределением (1) длин цепей. Вычисление фурье-компонентов корреляторов (6), (7) в приближении среднего поля дает

$$g_q = (\tau + 2v\rho + a^2 q^2)^{-1}, \quad G_q = (\tau + a^2 q^2)^{-1} \quad (9)$$

Область применимости приближения среднего поля (8), (9) ограничена условием малости $z \ll 1$ параметра теории возмущений по гамильтониану H_{int}

$$\begin{aligned} z &= u/(\tau + 2v\rho)^{2-d/2}, \quad u = K_d v/a^d \\ K_d^{-1} &= 2^{d-1} \pi^{d/2} \Gamma(d/2) \end{aligned} \quad (10)$$

Область $z \gg 1$ сильных флюктуаций плотности полимерной системы соответствует близости к точке Кюри фазового перехода магнетика. Установленное выше соответствие полимер – магнетик позволяет воспользоваться для описания этой области хорошо известным методом ренормгруппы (РГ) [7]. В рамках данного метода показано, что флюк-

туации поля φ_a с масштабами, меньшими заданного $R(R>a)$, приводят к перенормировке

$$\tau = \hat{\tau}(a) \rightarrow \hat{\tau}(R), \quad a = \hat{a}(a) \rightarrow \hat{a}(R), \quad v = \hat{v}(a) \rightarrow \hat{v}(R) \quad (11)$$

параметров гамильтониана $H(R)$ (2), (4а), который описывает при этом флуктуации параметра порядка φ на больших, чем R масштабах. Для описания такой флуктуационной перенормировки удобно ввести «инвариантные заряды» [7]

$$t(R) = \frac{\hat{\tau}(R) R^2}{[\hat{a}(R)]^2}, \quad u(R) = \frac{K_d \hat{v}(R) R^{k-d}}{[\hat{a}(R)]^4} \quad (12)$$

Их зависимость от масштаба ренормировки R определяется уравнениями РГ, которые в главном порядке по $m \rightarrow 0$ имеют вид

$$\frac{d \ln t(R)}{d \ln R} = 2 - \eta[u(R)] - m\alpha[u(R)] \quad (13)$$

$$\frac{d \ln \hat{a}(R)}{d \ln R} = \frac{1}{2} \eta[u(R)], \quad \frac{du(R)}{d \ln R} = \beta[u(R)] \quad (14)$$

с начальными условиями $t(a) = \tau$ и $u(a) = u$, следующими из соотношений (10)–(12). Метод РГ позволяет вычислить функции η , α и β в виде степенных рядов по параметру u

$$\begin{aligned} \eta(u) &= u^2/4 + \dots, \quad \alpha(u) = u - u^2 + \dots \\ \beta(u) &= \varepsilon u - 4u^2 + 21u^3/2 - \dots, \quad \varepsilon = 4 - d \end{aligned} \quad (15)$$

Нетрудно убедиться, что при $R \gg a(N^*)^{1/\varepsilon}$ величина $u(R)$ выходит на свое предельное значение $u^* = \varepsilon/4 + 21\varepsilon^2/128 + \dots$ – неподвижную точку преобразований РГ (14). Здесь $N^* = u^{-2/\varepsilon}$ – число звеньев цепочки, начиная с которой в ней проявляются эффекты исключенного объема. Асимптотическое $R \gg a(N^*)^{1/\varepsilon}$ решение уравнений (12)–(15) имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\tau}(R) &= \tau \{1 - 2m(\gamma - 1) \ln[R/a(N^*)^{1/\varepsilon}]\} \\ \hat{v}(R) &= v[a(N^*)^{1/\varepsilon}/R]^{2-\eta}, \quad \hat{a}(R) = a[R/a(N^*)^{1/\varepsilon}]^{1/2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где критические индексы γ и $\eta = \eta(u^*)$ находятся в виде разложения в ряд по степеням параметра ε (15)

$$\gamma = 1 + \varepsilon/8 + 13\varepsilon^2/256 + \dots, \quad \eta = \varepsilon^2/64 + \dots \quad (17)$$

Уравнения РГ для \hat{a} и u (14) совпадают с соответствующими уравнениями для химически равновесной системы с гамильтонианом (2), (3). Но в отличие от нее при $m=0$ параметр $\hat{\tau}(R)$ (16) не ренормируется. Причину этого легко понять. Для потенциала (3) ренормировка $\hat{\tau}(R)$ обусловлена изменением распределения полимеров по длинам при изменении радиуса корреляции, в то время как в случае (4) это распределение фиксировано. Как будет показано ниже, отсутствие ренормировки $\hat{\tau}(R)$ приводит к важным физическим следствиям. Найдем теперь радиус корреляции и свободную энергию системы.

Поскольку на масштабе радиуса корреляции $R = \xi$ относительные флуктуации плотности порядка единицы [5], $z(\xi) \approx 1$, где $z(R)$ определяется выражением (10) с перенормированными параметрами (11), (16). Это условие, определяющее радиус корреляции, можно представить в виде

$$tx + 2v\rho x^{d_\nu} \pi^{-1} \approx u^{2/\varepsilon}, \quad x = [\xi/a(N^*)^{1/\varepsilon}]^{1/\nu} \pi, \quad (18)$$

где $\nu_\pi = 1/(2-\eta)$. На масштабах $>\xi$ относительные флуктуации плотности малы и можно воспользоваться формулами приближения среднего поля (8) с перенормированными значениями параметров $\hat{\tau}(\xi)$,

$\hat{a}(\xi)$ и $\hat{v}(\xi)$ (16)

$$\frac{F}{VT} = \frac{1}{V} \frac{dH(\xi)}{dm} \Big|_{m=n=0} = \frac{\rho}{\bar{N}} \left[\ln \frac{\rho}{(e\bar{N})^2} - (\gamma-1) \ln x \right] + \frac{v\rho^2}{2} x^{dv_n-2} \quad (19)$$

Из сравнения выражений (19) и (8) следует, что зависимость (19) от x отражает эффект корреляций между столкновениями звеньев в перекрывающихся клубках.

Скейлинговые режимы. В зависимости от соотношения между числом звеньев $g=\rho\xi^d$ на масштабе радиуса корреляции и средним числом \bar{N} звеньев цепочки возможны различные скейлинговые режимы. В пределе разбавленного раствора $g \gg \bar{N}$ из соотношений (18) и (19) находим

$$\frac{F}{T} = \bar{\Pi} \left[\ln \frac{\rho}{(e\bar{N})^2} - (\gamma-1) \ln \left(\frac{\bar{N}}{N^*} \right) \right] + VB_n \left(\frac{\rho}{\bar{N}} \right)^2 \quad (20)$$

$$\bar{\Pi} = \rho V / \bar{N}, \quad B_n \approx K_d^{-1} \xi^d, \quad \xi \approx a(N^*)^{1/v} (\bar{N}/N^*)^{v/\nu}$$

Первый член в квадратных скобках выражения (20) определяет трансляционную энтропию невзаимодействующих цепей, а второй может быть получен также непосредственным усреднением логарифма статистической суммы цепи $(N/N^*)^{1-\nu}$ по распределению (1). Последний член в формуле (20) мал по параметру \bar{N}/g и описывает взаимодействие между цепями максимальной длины $\bar{N}=\tau^{-1}$.

Обсудим теперь роль полидисперсности распределения (1). Подавляющее большинство цепей имеет длины N малые по сравнению с \bar{N} . Они практически не вносят вклада в полную плотность ρ , но приводят к экранировке взаимодействия цепей с длиной $\sim \bar{N}$. Эффективный виральный коэффициент $B_n \approx \xi^d$ взаимодействия таких цепей мал по сравнению со случаем монодисперсного раствора, для которого $B_n \approx \xi^d$ с $\xi \sim \bar{N}^\nu$, $v=v_\nu \gamma > v_\nu$ [2]. Этот результат находится в соответствии с выводом работы [8] о возможности взаимного проникновения клубков с исключенным объемом вследствие корреляционных эффектов.

В случае полуразбавленного раствора $N^* \ll g \ll \bar{N}$ из выражения (18) находим $x=g/N^*$, что дает

$$F \approx K_d^{-1} VT \xi^{-d}, \quad \xi \approx a(N^*)^{1/v} (g/N^*)^{v/\nu}, \quad g \approx \rho \xi^d \quad (21)$$

Таким образом, полуразбавленный раствор может быть формально описан соотношениями концепции блобов [2], если положить в них индекс v корреляционного радиуса равным $v_\nu=1/(2-\eta)$. Однако внутри такого «блоба» имеется множество цепочек размера $<\xi$, которые приводят к экранировке эффективного взаимодействия между звеньями рассматриваемой цепи. Более детальную информацию о поведении выделенной цепи дает корреляционная функция (7). Используя перенормированные значения параметров (11), (16) в выражении (9), находим среднеквадратичное расстояние между концами цепи $R^2 \approx (\bar{N}/g)\xi^2$.

Скейлинговое рассмотрение равновесного распределения производится аналогично случаю распределения Флори. Поэтому приведем только основные результаты. В случае $g_c \gg N_c^* = u_c^{2/\nu}$, где величина

$$g_c \approx [\rho_c a^d u_c^{d(2\nu-1)/\nu}]^{-1/(d\nu-1)}, \quad \nu \approx 3/(d+2)$$

определяет среднее число звеньев блоба в условиях синтеза. В зависимости от соотношения параметров g_c и числа g звеньев блоба в условиях эксплуатации возможны два типа флюктуационного поведения системы. При $g \ll g_c$ число цепей малое по сравнению с g длины мало и такой полуразбавленный раствор может быть описан в рамках обычной концепции блобов [2]. В этом случае более короткие цепочки способствуют только некоторой перенормировке взаимодействия цепей с длиной $\geq g$. В случае $g \gg g_c$ становится существенной полидисперсность распределения $P(N)$ на масштабе радиуса корреляции и реализуется скейлинговый режим (20) при $g \gg \bar{N}$ и режим (21) при $g \ll \bar{N}$. Те же режимы име-

ют место при $g_c \ll N_c^*$, когда $P(N)$ имеет вид распределения Флори (1).

Таким образом, предложенная в работе [2] концепция блобов применима только в случае малой полидисперсности распределения цепей по длинам на масштабе радиуса корреляции ξ . В случае широкого распределения $P(N)$ цепи малых по сравнению с ξ размеров приводят к экранировке взаимодействия длинных цепей, так что критический индекс¹ корреляционного радиуса $v_d = 1/(2-\eta)$ близок к его среднеполовому значению $1/2$. Такая экранировка на масштабах, малых по сравнению с ξ , является чисто корреляционным эффектом и не может быть описана в рамках теории среднего поля. Она остается неполной $v_d > 1/2$ из-за наличия концевых эффектов в коротких цепях, которые и описываются индексом аномальной размерности η (при $d=3$ $\eta \approx 1/18$). Этот индекс определяет также асимптотику корреляционной функции флуктуации плотности звеньев $\delta\rho(x)$ на масштабах малых по сравнению с ξ

$$\frac{\langle \delta\rho(x)\delta\rho(x') \rangle}{\rho^2} \approx \left(\frac{\xi}{|x-x'|} \right)^{d-v_d^{-1}}$$

$$|x-x'| \ll \xi$$

Вывод этой формулы производится, как в работе [2].

Наряду с рассмотренными распределениями аналогия полимер – магнетик может быть применена для описания смесей полимеров различного состава, а также описания поведения полимера в ограниченном объеме. При рассмотрении полимера с фиксированной структурой, находящегося в θ -условиях или в плохом растворителе, следует воспользоваться формализмом общей теории [9].

Автор выражает признательность С. И. Кучанову за обсуждение некоторых аспектов этой работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вывод аналогии полимер – магнетик для распределения Флори (1). Основной термодинамической характеристикой полимеров с фиксированным распределением $P(N)$ длин звеньев является среднее значение свободной энергии

$$F = -T \sum_{\Pi, \{N_l\}} P\{N_l\} \ln Z\{N_l\}, \quad (\text{П1})$$

где $Z\{N_l\}$ – статистическая сумма полимера, состоящего из N_l , $l=1, \dots, \Pi$ взаимодействующих цепей [10, 11]

$$Z\{N_l\} = \frac{1}{2^\Pi \Pi(\Pi_N)!} \prod_i \int dx_i \prod_{\langle i,j \rangle} g_d(x_i - x_j) \exp \left[-\frac{1}{2T} \sum_{i \neq j} U(x_i - x_j) \right] \quad (\text{П2})$$

Здесь интегрирование производится по координатам x_i всех мономерных звеньев, U – парный потенциал их взаимодействия и каждой связи между соседними по цепи звеньями $\langle i, j \rangle$ ставится в соответствие множитель $g_d(x_i - x_j)$. Для гауссовых цепей функция корреляции ближайших соседей равна

$$g_d(x) = (2\pi a^2)^{-d/2} \exp(-x^2/2a^2) \quad (\text{П3})$$

Множители $(\Pi_N)!$ в формуле (П2) учитывают тождественность всех Π_N цепей, состоящих из N звеньев, а 2^Π – тождественность концов цепочки. В термодинамическом пределе $\Pi \rightarrow \infty$ будем полагать в формуле (П2)

$$(\Pi_N)! \approx (\bar{\Pi}_N/e)^{\bar{\Pi}N}, \quad \bar{\Pi}_N = \bar{\Pi}P(N) \quad (\text{П4})$$

Для выполнения усреднения в выражении (П1) воспользуемся методом реплик [12, 9]

$$F = -T \frac{d}{dm} \ln Z_{dm}|_{m=0}, \quad Z_{dm} = \sum_{\Pi, \{N_l\}} P\{N_l\} Z^m\{N_l\} \quad (\text{П.5})$$

¹ Для изменения критического индекса v по сравнению со случаем монодисперсного раствора цепей необходим непрерывный спектр распределения $P(N)$. Так, при наличии цепей только двух типов с сильно различающимися длинами более короткие из них лишь перенормируют эффективный виральный коэффициент взаимодействия длинных цепей, но не влияют на величину индекса v .

В случае экспоненциального распределения (1) вероятность $P\{N_l\}$ равна

$$P\{N_l\} = e^{-\Pi} \frac{\bar{\Pi}^n}{\Pi!} \prod_{l=1}^n P(N_l), \quad \Pi = \sum_N \Pi_N \quad (\text{П6})$$

При целых m статистическая сумма Z_{dm} с учетом соотношений (П2)–(П4) и (П6) может быть переписана в виде

$$\begin{aligned} Z_D = & \sum_{\Pi, \{N_l\}} \frac{e^{-\bar{\Pi}}}{\Pi!} \left(\frac{h^2}{2}\right)^{\bar{\Pi}} \prod_i \left(\int dx_i P^{1-m} \right) \\ & \prod_{\langle i,j \rangle} g_D(x_i - x_j) \exp \left[-\frac{1}{2T} \sum_{i \neq j} U(x_i - x_j) \right], \end{aligned} \quad (\text{П7})$$

где интегрирование производится по координатам $x_i = (x_i^{(1)}, \dots, x_i^{(m)})$ мономерных звеньев, помещенных в $D=dm$ -мерное пространство, и положили

$$\frac{h^2}{2} = \bar{\Pi} \left[\frac{e}{\bar{\Pi}(1-P)} \right]^m, \quad U(x - x') = \sum_{k=1}^m U(x^{(k)} - x'^{(k)}) \quad (\text{П8})$$

Согласно формуле (П7), величину Z_D можно рассматривать как статистическую сумму большого канонического ансамбля химически равновесной системы, звенья которой взаимодействуют с потенциалом U (П8). Величина P^{1-m} играет роль активности звеньев, а h активности концов цепей. Воспользовавшись для описания этой системы ставшей уже классической аналогией полимер – магнетик [1, 2, 6, 10], приходим к выражению (2), (4а) для гамильтонiana магнетика, где $\tau = 1 - P^{1-m}$.

Выход выражения (2), (4б) для гамильтонiana системы, полученной в условиях химического равновесия, производится аналогичным образом. Детали вывода и постановка задачи приведены в работе [9], в основном посвященной изучению системы разветвленных полимеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Des Cloizeaux J. // J. Phys. 1975. V. 36. № 2. Р. 281.
2. Де Женн П. // Идеи скейлинга в физике полимеров. М., 1982. С. 86.
3. Flory P. // Principles of Polymer Chemistry. Ithaca; New York, 1971. Chap. XII.
4. Кучанов С. И. // Методы кинетических расчетов в химии полимеров. М., 1978. С. 84.
5. Лишинц Е. М., Питаевский Л. П. // Статистическая физика. Ч. 1. М., 1976. С. 532.
6. Никомаров Е. С., Обухов С. П. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1981. Т. 80. № 2. С. 650.
7. Паташинский А. З., Покровский В. А. // Флуктуационная теория фазовых переходов. М., 1982. Гл. VIII.
8. Халатур П. Г., Хохлов А. Р. // Докл. СССР. 1981. Т. 259. № 6. С. 1357.
9. Панюков С. В. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1988. Т. 94. № 5. С. 116.
10. Лишинц И. М., Гросберг А. Ю., Хохлов А. Р. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 127. № 3. С. 353.
11. Ерхимович И. Я. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1979.
12. Edwards S. F., Anderson P. W. // J. Phys. 1975. V. 5. № 5. Р. 1965.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР

Поступила в редакцию
24.04.89

S. V. Panyukov

POLYMER — MAGNETIC ANALOGY FOR POLYMERS WITH FIXED LENGTH DISTRIBUTION OF CHAINS

Summary

The possibility to describe a polymer with fixed length distribution of chains in the framework of the polymer – magnetic analogy with zero number of components is shown. The case of Flory distribution and distribution formed in conditions of the chemical equilibrium are discussed. The scaling expressions between parameters of the polymer system are derived. In the case of high polymolecularity the semidilute solution of chains can not be described with the aid of known blobs concept.