

На глубину превращения влияют и стерические факторы; например, в случае соединения I при 80° образуется лишь 40%, а в случае II — не более 15% сшивок от максимально возможного их количества.

Важной особенностью описанной вулканизационной системы является полное отсутствие побочных продуктов, а также высокая скорость структурирования при умеренных температурах (50—90°).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Говорков А. Т., Мурышкин Д. Л. А. с. 1235879 СССР // Б. И. 1986. № 21. С. 85.
2. Догадкин Б. А., Донцов А. А., Шершинев В. А. Химия эластомеров. М., 1981.
3. Общая органическая химия: Пер. с англ. под ред. Кочеткова Н. К. М., 1982. Т. 2. С. 351.
4. Трофимов Б. А. Гетероатомные производные ацетилена. М., 1981.

Кемеровский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
28.V.1986

УДК 541.64:536.7

## ТЕРМОДИНАМИКА МАКРОМОЛЕКУЛЫ В ПОРЕ С АДСОРБИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Поляков М. Л.

Хорошо известно, что одна из наиболее важных задач — изучение влияния внешнего воздействия на физические свойства высокомолекулярных веществ. В некоторых случаях это воздействие, например размещение макромолекулы в порах (замкнутом или ограниченном не по всем направлениям объемах), контактное взаимодействие мономеров (здесь и далее мономером называется мономерное звено) с поверхностью (адсорбция) и т. д., можно описать при помощи внешнего поля. Интерес к этим задачам обусловлен прежде всего развитием методов гель-проникающей и адсорбционной хроматографии полимеров.

Так как макромолекула состоит из большого количества мономеров, для теоретического описания ее поведения во внешнем поле можно использовать традиционные для статистической физики и термодинамики методы канонического и большого канонического ансамблей. В большинстве работ применяют метод канонического ансамбля. С его помощью в рамках простых моделей (модель «бусинок на нити» [1, 2], персистентная цепь [3], решеточная модель [4]) удается найти общие для всей макромолекулы характеристики — свободную энергию и распределение плотности мономеров в ней. В некоторых случаях результаты удается обобщить, применяя идеи скейлинга [5] и используя макроскопические параметры (размер клубка, размеры поры, персистентную длину и ширину адсорбированного слоя). Метод большого канонического ансамбля реже используют. В то же время он очень удобен, например, для подробного анализа адсорбции макромолекулы [6—9]. Его применение дает возможность выделить и найти функции распределения разных состояний макромолекулы — адсорбированного участка, кольца и моста. Правда, из-за математических сложностей до настоящего времени найдена в явном виде только функция распределения адсорбированного участка.

Цель настоящей работы — изучение поведения макромолекулы в щелевидной поре с адсорбирующей поверхностью. С помощью двух методов анализируется зависимость равновесных свойств всей макромолекулы и разных ее участков от макроскопических параметров.

**Метод канонического ансамбля. Статистическая сумма макромолекулы в поре.** Воспользуемся декартовой системой координат с осью  $z$ , направленной перпендикулярно поверхности. В ней мономеры постоянной длины  $a$  могут располагаться только параллельно осям координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , образуя кубическую решетку. Влияние адсорбирующей щелевидной поры на свойства макромолекулы удобно описать при помощи внешнего поля, зависящего от одной координаты  $z$ ,  $V=V(z)$ :  $V(z)=\infty$  при  $|z|>h/2$ ;  $V(z)=-V(V>0)$  при  $|z|=h/2$ ;  $V(z)=0$  при  $|z|<h/2$ . Здесь  $V$  – энергия сорбции,  $z=\pm h/2$  – координаты границ поры, а  $h$  – ее размер.

Введем статистическую сумму  $Z_N(z', \sigma'; z, \sigma)$  макромолекулы из  $N$  мономеров, начало и конец которой лежат соответственно в плоскостях  $z'$  и  $z$ , а первый и последний мономеры имеют направления  $\sigma'$  и  $\sigma$ . Эта статистическая сумма отличается от аналогичной величины в работе [1]. Во-первых, для описания жесткости фиксируются не только координаты концов цепи, но и направления двух граничных мономеров. Во-вторых, в ней уже проведено интегрирование (в решеточной модели суммирование по координатам  $x'$ ,  $y'$  и  $x$ ,  $y$ ). Величина  $Z_N$  как функция параметров последнего мономера  $z$  и  $\sigma$  удовлетворяет очевидному рекуррентному соотношению

$$Z_N(z, \sigma) = e^{-V(z)/T} \sum_s g(\sigma s) Z_{N-1}(z - a\sigma n_z, s) \quad (1)$$

В соотношении (1) не выписаны параметры первого мономера  $z'$  и  $\sigma'$ , совпадающие у  $Z_N$  и  $Z_{N-1}$ , и использованы обозначения:  $n_z$  – единичный вектор оси  $z$ ,  $g(\sigma s) = \alpha g_0 \exp(J\sigma s/T)$ ,  $g_0 = \{\alpha^2 + 4\alpha + 1\}^{-1}$ ,  $\alpha = \exp(J/T)$ .

Коэффициент  $\alpha$  описывает корреляцию между направлениями соседних вдоль цепи мономеров, т. е. жесткость цепи на изгиб. Аналогичное определение жесткости впервые было использовано в работе [10]. Микроскопические параметры  $\alpha$  и  $a$  определяют важную макроскопическую характеристику жесткости макромолекулы – персистентную длину  $l_p$ , равную  $\alpha a/4$  при  $\alpha \gg 1$ .

Как и в работе [1], решение уравнения (1) нужно искать в виде  $Z_N \sim \sim \psi_0(z, \sigma) \exp(-\lambda_0 N)$ , где минимальное собственное значение  $\lambda_0$  и соответствующие ему функции  $\psi_0(z, \sigma)$  удовлетворяют системе уравнений

$$e^{-\lambda_0} \psi_0(z, \sigma) = e^{-V(z)/T} \sum_s g(\sigma s) \psi_0(z - a\sigma n_z, s) \quad (2)$$

Для достаточно больших  $N \gg 1$  (приближение доминирующего состояния [5])  $\lambda_0$  определяет свободную энергию макромолекулы, отсчитанную от энергии клубка,

$$\Delta F = N\lambda_0 T, \quad (3)$$

а суммарная равновесная плотность мономеров, конец которых лежит в плоскости  $z$ , равна

$$\rho(z, \sigma) = A \psi_0(z, \sigma) \psi_0(z - a\sigma n_z, -\sigma) \exp\left\{\frac{V(z) + V(z - a\sigma n_z)}{T}\right\}, \quad (4)$$

где постоянный множитель  $A$  определяется условием нормировки

$$\sum_{z, \sigma} \rho(z, \sigma) = N.$$

Таким образом, использованный выше метод канонического ансамбля позволяет свести определение равновесных свойств макромолекулы  $\Delta F$  (3) и  $\rho(z, \sigma)$  (4) к решению системы уравнений (2).

**Свободная энергия макромолекулы.** Система шести одномерных разностных уравнений (2) похожа на аналогичную систему двух уравнений в работе [4]. Поэтому для ее решения воспользуемся тем же методом. В решеточной модели координата  $z$  может принимать только дискретный ряд значений  $z=aq$ ,  $q=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm m$ ,  $h=(2m+1)a$ . Уравнение (2) имеет различный функциональный вид при  $|q|<m-1$ ,  $|q|=m-1$  и  $|q|=m$ . Для точек, лежащих вблизи поверхности  $|q|=m$ ,  $m-1$ ,  $m-2$ , уравнение может быть сведено к граничному условию для решения основного уравнения, описывающего внутренние точки. Минимальному  $\lambda$  соответствуют  $\psi_0(z, \pm n_x)=\psi_0(z, \pm n_y)\sim \text{ch } kz$  при  $|z|\leq(m-1)a$ , где  $k$  и  $\lambda_0$  удовлетворяют такой системе уравнений

$$2(\text{ch } ka - 1) = \frac{\Lambda - 1}{\alpha^2 g_0} \frac{[\Lambda - (\alpha^2 - 1)g_0][\Lambda - (\alpha - 1)^2 g_0]}{\Lambda [\Lambda - (\alpha - 1)(\alpha + 3)g_0]} \quad (5)$$

$$\frac{\Lambda \text{ch } ka(m-1) - (\alpha^2 - 1)g_0 \text{ch } kam}{\Lambda \text{ch } kam - (\alpha^2 - 1)g_0 \text{ch } ka(m-1)} = \frac{\Lambda t}{g_0} \frac{\Lambda t - (\alpha + 1)^2 g_0}{\Lambda t + (3\alpha + 1)(\alpha - 1)g_0}, \quad (6)$$

где  $\Lambda=\exp(-\lambda_0)$ ,  $t=\exp(-V/T)$ .

Система уравнений (5) и (6) определяет зависимость  $\lambda_0$ , а значит, свободной энергии макромолекулы (3), и параметра  $k$ , от которого зависит плотность мономеров (4), от  $\alpha$ ,  $m$  и  $V/T$ . Используя уравнения (5) и (6) можно, конечно, получить одно уравнение для  $\lambda_0$ , как это сделано в работе [11]. Однако для получения аналитических выражений удобнее одновременно проанализировать свойства  $k$  и  $\lambda_0$ .

Прежде всего отметим, что существует критическая энергия сорбции (или температура), при которой  $\lambda_0$  и  $k$  равны нулю

$$V_c = T \ln \frac{2(\alpha^2 + 4\alpha + 1)}{\alpha^2 + 2\alpha + 2 + \alpha(\alpha^2 + 4\alpha + 20)^{1/2}} \quad (7)$$

Выражение (7) совпадает с аналогичным выражением в работе [11]. Как видно из него, энергия  $V_c$  зависит только от температуры и жесткости макромолекулы, но не зависит от размера поры. Такое же соотношение получается и в случае адсорбции макромолекулы на одной плоской поверхности. Причина этого — выбор внешнего поля в симметричном виде. Такое поле описывает поры с одинаковыми сорбционными свойствами границ. Энергия  $V_c$  разделяет две разные по энергии сорбции области, в которых свободная энергия макромолекулы в поре больше ( $V < V_c$ ,  $\lambda_0 > 0$ ,  $k$  — чисто мнимая величина) или меньше ( $V > V_c$ ,  $\lambda_0 < 0$ ,  $k$  — вещественно) свободной энергии макромолекулярного клубка. В дальнейшем ограничимся вычислением равновесных свойств макромолекулы в адсорбционной области  $V > V_c$ .

Из-за сложности системы трансцендентных уравнений (5) и (6) удалось найти асимптотические выражения для  $\lambda_0$  и  $k$  только в некоторых предельных случаях. Тем не менее они дают возможность проследить за изменением  $\lambda_0$  и  $k$  во всем интервале изменения параметров. Рассмотрим один из возможных случаев, когда  $m$  и  $\alpha$  фиксированы, а меняется энергия сорбции. Так как основной целью работы является макроскопическое описание свойств макромолекулы, будем считать  $m \gg 1$  и  $\alpha \gg 1$ . При этом  $V_c = 2T/\alpha$ . Для гибкоцепной макромолекулы  $\alpha^2 \ll m$  можно выделить четыре области изменения  $V$ : 1)  $(V - V_c) \ll T/\alpha m$ , 2)  $T/\alpha m \ll (V - V_c) \ll T/\alpha^3$ , 3)  $T/\alpha^3 \ll (V - V_c) \ll T/\alpha$ , 4)  $T/\alpha \ll (V - V_c) \ll T$ , в которых соответственно  $\lambda_0$  и  $k$  равны

- 1)  $\lambda_0 = -\alpha^2(V - V_c)/24mT$ ,  $ak = \sqrt{\alpha(V - V_c)/2mT}$
- 2)  $\lambda_0 = -\alpha^3(V - V_c)^2/48T^2$ ,  $ak = \alpha(V - V_c)/2T$
- 3)  $\lambda_0 = -(V - V_c)/T$ ,  $ak = \sqrt{12(V - V_c)/\alpha T}$
- 4)  $\lambda_0 = -(V - V_c)/T$ ,  $ak = (V - V_c)/T$

Используя асимптотики  $\lambda_0$ , нетрудно получить выражение для  $\Delta F$

$$\Delta F = -\frac{T}{24} \left( \frac{R}{h_{\text{эфф}}} \right)^2 \frac{1 + 4h_{\text{эфф}}/h}{1 + l_p/6h_{\text{эфф}}}, \quad (9)$$

где  $R$  – размер клубка ( $R^2=2Ll_p$ );  $L$  – длина макромолекулы  $L=Na$ ;  $l_p$  – персистентная длина  $l_p=\alpha a/4$ ;  $h_{\text{эфф}}$  – эффективный размер адсорбированного слоя вблизи одной поверхности ( $m=\infty$ ), в котором сосредоточена практически вся цепь; плотность мономеров уменьшается в  $e$  раз на расстоянии  $h_{\text{эфф}}$  от адсорбирующей поверхности  $h_{\text{эфф}}=(2k)^{-1}$ , где  $k$  определяется выражениями (8) при  $m=\infty$

$$h_{\text{эфф}} = \frac{\alpha T}{\alpha(V-V_c)} \frac{1 + \sqrt{\alpha^3(V-V_c)/48T}}{1 + \sqrt{\alpha(V-V_c)/12T}} \quad (10)$$

Таким образом, анализ сравнительно простой решеточной модели позволил получить качественную зависимость свободной энергии макромолекулы от макроскопических параметров. Этими параметрами являются размер клубка  $R$ , размер поры  $h$ , персистентная длина  $l_p$  и размер адсорбированного слоя  $h_{\text{эфф}}$ . Выражение (9) похоже на аналогичные выражения в теории скейлинга [5]. Можно сделать вывод о том, что функция подобия зависит от безразмерных параметров  $(R/h_{\text{эфф}})$ ,  $(h_{\text{эфф}}/h)$  и  $(l_p/h_{\text{эфф}})$ . Одно из очевидных следствий уравнения (9) заключается в том, что сила взаимодействия двух границ поры  $f=-(\partial F/\partial R)$  при ( $V>V_c$ ) отрицательна, т. е. из-за взаимодействия границ поры с макромолекулой происходит их эффективное притяжение. Используя систему (5), (6), можно проанализировать также случаи  $\alpha \ll m \ll \alpha^2$  и  $1 \ll m \ll \alpha$ .

**Метод большого канонического ансамбля.** Дополнительные сведения о равновесных свойствах макромолекулы в поре с адсорбирующей поверхностью можно получить, если воспользоваться методом большого канонического ансамбля. В этом методе количество мономеров не фиксируется, а рассматривается как дополнительная независимая переменная, среднее значение которой определяет химический потенциал мономера. Тем не менее хорошо известно, что в случае малости флуктуаций  $N$  (обычно для этого достаточно  $N \gg 1$ ), эти методы дают одинаковые результаты [12]. Применительно к задачам адсорбции общая схема метода большого канонического ансамбля впервые была предложена в работе [7].

Макромолекула состоит из чередующихся адсорбированных участков, колец и мостов. Большую статистическую сумму всей макромолекулы можно представить в следующем виде:

$$Z(\mu) = \{[Z^I(\mu)]^{-1} - Z^{II}(\mu)\}^{-1}, \quad Z^{II}(\mu) = Z^k(\mu) + Z^m(\mu), \quad (11)$$

где  $Z^I(\mu)$  – большая статистическая сумма адсорбированного участка, полностью лежащего на поверхности поры

$$Z^I(\mu) = g_0 \exp[(\mu + V)/T] \frac{1 + (\alpha - 1)(3\alpha + 1)g_0 \exp[(\mu + V)/T]}{1 - (\alpha + 1)^2 g_0 \exp[(\mu + V)/T]} \quad (12)$$

( $\mu$  – химический потенциал мономера).  $Z^k(\mu)$  и  $Z^m(\mu)$  – большие статистические суммы кольца и моста, которые соответственно разделяют соседние адсорбированные участки на той же или на разных границах поры.

$$Z^{k, m}(\mu) = \sum_{n=1}^{\infty} W_{k, m}(n) \exp(\mu n/T), \quad (13)$$

где  $W_{k, m}(n)$  – вероятности того, что участок цепи из  $n$  мономеров, начало которого находится в плоскости  $z=-(m-1)a$ , только один раз ( $n+1$ -м) сочленением впервые коснется той же (кольцо) или противоположной (мост) адсорбирующей границы. Так как вся макромолекула находится

внутри поры, функции  $W_{k,m}(n)$  должны зависеть не только от персистентной длины цепи, как в случае адсорбции на одной плоской поверхности, но и от размера поры. Вычисление  $W_{k,m}(n)$  является очень сложной математической задачей и не проведено даже в случае абсолютно гибкого полимера  $\alpha=1$ . Тем не менее удается вычислить сами функции  $Z^k(\mu)$  и  $Z^m(\mu)$ .

Для этого воспользуемся двумя способами вычисления химического потенциала. Во-первых,  $\mu=\Delta F/N$  и, используя выражение (3), получим

$$\mu=T\lambda_0, \quad (14)$$

где  $\lambda_0$  — минимальное собственное значение систем (5) и (6). Во-вторых,  $\mu$  можно найти из условия, что для  $N=\infty$  среднее количество мономеров  $\bar{N}=T \frac{d}{d\mu} \{\ln Z(\mu)\}$  тоже равняется бесконечности. Из уравнений (11) следует

$$\{Z^I(\mu)\}^{-1}=Z^{II}(\mu) \quad (15)$$

Так как правая часть уравнения (6) совпадает с  $\{Z^I(\mu)\}^{-1}$  при  $\mu=T\lambda_0$  и функция  $Z^{II}(\mu)$  по определению (13) не должна зависеть явно от энергии сорбции  $V$ , то из выражения (6) можно сделать вывод о том, что

$$Z^{II}(\mu)=\frac{\operatorname{ch} ka(m-1)-(\alpha^2-1)g_0\operatorname{ch} kam\exp(\mu/T)}{\operatorname{ch} kam-(\alpha^2-1)g_0\operatorname{sh} ka(m-1)\exp(\mu/T)}, \quad (16)$$

где зависимость величины  $k$  от  $\mu$  определяется соотношением (5), в котором  $\lambda_0$  нужно заменить на  $\mu/T$ .

Для определения статистических сумм кольца и моста необходимо рассмотреть вспомогательную задачу о свойствах макромолекулы в поре с разными энергиями сорбции границ поры  $V_1$  и  $V_2$ . Пределу  $V_2=-\infty$  соответствует  $Z^m(\mu)=0$ . Опуская промежуточные вычисления, выпишем конечный результат

$$Z^{k,m}(\mu)=\frac{1}{2}Z^{II}(\mu)\pm\frac{1}{2}\frac{\operatorname{sh} ka(m-1)-(\alpha^2-1)g_0\operatorname{sh} kam\exp(\mu/T)}{\operatorname{sh} kam-(\alpha^2-1)g_0\operatorname{sh} ka(m-1)\exp(\mu/T)}, \quad (17)$$

знак «плюс» соответствует кольцу, а знак «минус» мосту.

**Равновесные характеристики участков макромолекулы.** Ранее найденные большие статистические суммы  $Z^I(\mu)$  (12),  $Z^k(\mu)$  и  $Z^m(\mu)$  (17) представляют собой функции распределения разных участков макромолекулы. Дифференцируя их по  $\mu$ , нетрудно получить моменты этих функций, которые описывают равновесные свойства макромолекулы. Наибольший физический интерес представляют первые два момента, определяющие средние длины участков и их флуктуации

$$l_i=aT \frac{d}{d\mu} \{\ln Z^i(\mu)\} \quad w_i=\frac{aT}{l_i} \left\{ \frac{d^2}{d\mu^2} \ln Z^i(\mu) \right\}^{1/2}, \quad (18)$$

где  $i=I$  для адсорбированного участка,  $i=k$  для кольца и  $i-m$  для моста. После дифференцирования в системе (18) необходимо, конечно, положить  $\mu=T\lambda_0$ .

В таблице представлена зависимость основных характеристик разных участков гибкой макромолекулы ( $\alpha l_p \ll h$ ) от макроскопических параметров — персистентной длины  $l_p=\alpha a/4$  ( $l_p \gg a$ ), размера поры  $h$  ( $h \gg a$ ). Напомним, что для  $\alpha \gg 1$  критическая энергия сорбции  $V_c=2T/\alpha$ . Используя приведенные в таблице результаты вычислений, нетрудно получить для анализируемых величин соотношения скейлинга. Интересной особенностью системы являются большие относительные флуктуации длин ад-

Равновесные свойства адсорбированного участка, кольца и моста при  $\alpha l_p \ll h$

Области изменения сорбционных свойств поверхности	$Z^I$	$l_I$	$w_I$	$Z^K$	$l_K$	$w_K$	$Z^M$	$l_M$	$w_M$
$h \ll h_{\text{эфф}}$	1	$\alpha l_p$	1	1	$2h$	$\sqrt{\frac{h}{5l_p}}$	$\frac{2l_p}{h}$	$\frac{h^2}{2l_p}$	$\sqrt{\frac{2}{5}}$
$l_p \ll h_{\text{эфф}} \ll h$	1	$\alpha l_p$	1	1	$6h_{\text{эфф}}$	$\sqrt{\frac{h_{\text{эфф}}}{l_p}}$	$\frac{2l_p}{h_{\text{эфф}}} e^{-h/2h_{\text{эфф}}}$	$3h_{\text{эфф}} l_p$	$\sqrt{\frac{2h_{\text{эфф}}}{h}}$
$a \ll h_{\text{эфф}} \ll l_p$	$2\left(\frac{l_p}{h_{\text{эфф}}}\right)^2$	$\frac{\alpha l_p}{2}\left(\frac{l_p}{h_{\text{эфф}}}\right)^2$	$1$	$\frac{1}{2}\left(\frac{h_{\text{эфф}}}{l_p}\right)^2$	$4h_{\text{эфф}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$e^{-h/2h_{\text{эфф}}}$	$h$	$2\sqrt{\frac{h^3_{\text{эфф}}}{l_p^2 h}}$

сорбированного участка и кольца даже при  $l_I, l_K \gg a$ . В то же время для моста по мере увеличения энергии сорбции (или уменьшения  $h_{\text{эфф}}$ ) относительные флуктуации длины уменьшаются и становятся малыми  $w_M \ll 1$  при  $h_{\text{эфф}} \ll h$ .

Автор благодарит А. М. Косевича за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Лифшиц И. М. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1968. Т. 55. № 6. С. 2408.
- Лифшиц И. М., Гросберг А. Ю., Ходлов А. Р. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 127. № 3. С. 353.
- Гросберг А. Ю. // Биофизика. 1979. Т. 24. № 1. С. 32.
- Косевич А. М., Ковалев А. С., Поляков М. Л. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1980. Т. 79. № 4. С. 1385.
- Де Жен П. Идеи скейлинга в физике полимеров. М., 1982. 368 с.
- Di Marzio E. A., Rubin R. I. // J. Chem. Phys. 1971. V. 55. № 9. P. 4318.
- Birshtein T. M. // Macromolecules. 1979. V. 12. № 4. P. 715.
- Бирштейн Т. М. // Высокомолек. соед. А. 1982. Т. 24. № 9. С. 1828.
- Birshtein T. M. // Macromolecules. 1983. V. 16. № 1. P. 45.
- Birshtein T. M., Zhulina E. B., Skvortsov A. M. // Biopolymers. 1979. V. 18. № 5. P. 1171.
- Zhulina E. B., Gorbunov A. A., Birshtein T. M. // Biopolymers. 1982. V. 21. № 6. P. 1021.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1976. Ч. 1. 584 с.

Физико-технический институт  
низких температур АН УССР

Поступила в редакцию  
28.V.1986

УДК 541(64+183.12)

#### КОМПЛЕКСЫ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА РАСТВОРИМЫХ КАРДОВЫХ ПОЛИИМИДОВ С НИЗКОМОЛЕКУЛЯРНЫМИ И ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫМИ ДОНОРАМИ ЭЛЕКТРОНА

Ламская Е. В., Пебалк Д. В., Котов Б. В.,  
Выгодский Я. С., | Праведников А. Н. |

Ароматические полиимиды образуют комплексы с переносом заряда (КПЗ) как с акцепторами [1], так и с донорами [2] электрона, однако количественное изучение затрудняется нерастворимостью, присущей большинству полимеров этого класса.