

УДК 541.64:532.73

О ПРОТЕКАНИИ РАСТВОРИТЕЛЯ ЧЕРЕЗ ПОЛИМЕРНЫЕ ГЕЛИ

© 1994 г. В. В. Клепко*, Ю. Б. Мельниченко**, В. В. Шилов*

*Институт химии высокомолекулярных соединений Академии наук Украины
253660 Киев, Харьковское ш., 48

**Институт полимерных исследований им. Макса Планка
55021 Майнц, Германия

Поступила в редакцию 29.06.93 г.

Методом пропускания медленных нейтронов измерены коэффициенты макромолекулярного трения f в желатиновых, полиакриламидных и кремниевых гелях различных концентраций ϕ . Процесс протекания молекул растворителя сквозь поры гелей различной природы адекватно описывается теорией эффективной среды, при этом параметр экранировки $k \sim \phi$, что свидетельствует о слабом влиянии гидродинамических эффектов на макроскопическое течение жидкости в гелях. На основании полученных значений f сделаны оценки эффективных размеров пор сетки гелей ξ , которые сопоставлены с соответствующими значениями ξ , полученными из микроскопических данных.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы вновь возрос интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям полимерных гелей, связанный с появлением новых подходов к описанию свойств, а также с их многочисленными приложениями. Значительная часть работ посвящена изучению фундаментальных динамических и равновесных свойств гелей в полуразбавленном режиме с помощью упругого, а также квазиупругого светорассеяния на флуктуациях концентрации [1 - 5]. Другой комплекс работ посвящен проблеме макроскопического транспорта зондовых частиц (трейсеров) в пористых средах [6 - 10]. Сопоставление экспериментальных данных, полученных с помощью макро- и микроскопических методов исследования, позволяет сделать ряд фундаментальных заключений о связи структурных свойств гелей с динамикой составляющих их макромолекул и молекул насыщающего полимерную сетку растворителя и, как следствие этого, подойти к решению некоторых практических задач, таких, как регулирование пористости и структуры аэрогелей, проницаемости мембран и т.п.

В настоящей работе представлены данные экспериментальных исследований коэффициента макромолекулярного трения f в нескольких полимерных гелях (желатиновых, полиакриламидных (ПАА) и кремниевых) различной структуры, полученные с помощью макроскопических измерений методом пропускания медленных нейтронов. Показано, что теоретический подход к описанию коллективных процессов в гелях, основанный на концепциях эффективной среды и скейлинга, адекватно описывает не только данные по самодиффузии молекул растворителя в полимерных гелях [9], но и данные по протеканию растворителя в насыщенных растворителем

полимерных сетках умеренных концентраций. На основании полученных экспериментальных данных по протеканию растворителя в гелях сделаны оценки значений эффективных размеров пор сетки, которые сопоставлены с соответствующими оценками на основе микроскопических измерений.

ТЕОРИЯ

В настоящее время существуют различные подходы к теоретическому описанию динамики массопереноса трейсеров в растворах длинноцепочных макромолекул и полимерных гелях [11 - 15]. Однако, как показывает экспериментальный анализ [6, 9], массоперенос трейсеров различных размеров (латексов, макромолекул, молекул растворителя и т.п.) в разупорядоченных пористых средах (полимерных растворах и гелях) наиболее адекватно описывается в рамках теорий эффективной среды [14, 15]. Так, Алтенбергер и Тиррел [14] рассматривали диффузию точечных броуновских частиц в полимерном геле, который моделировали средой со случайным образом расположенным препятствиями (молекулами мономера), свободное пространство между которыми заполнено растворителем. Рассматривали два механизма, ограничивающих мобильность диффундирующих молекул, а именно: рассеяние их на препятствиях, а также гидродинамическое самовзаимодействие, возникающее вследствие отражения от центров рассеяния гидродинамических возмущений. В зависимости от преобладания того или иного механизма предсказывается соответственно линейная или же среднеквадратическая зависимость коэффициента самодиффузии (соответственно $D \sim 1 - C$ и $D \sim 1 - C^{1/2}$).

В работе [15] рассмотрена самодиффузия трейсеров в полимерном растворе, свойства которого описываются уравнением Навье–Стокса с перенормированными параметрами, учитывающими эффекты экранировки во взаимодействии между движущимися трейсерами и центрами трения (молекулами мономера) на языке коэффициента макромолекулярного трения f . В результате проведенного в работе [15] анализа было получено общее для теорий эффективной среды выражение для описания макромолекулярного трения и диффузии трейсеров в разупорядоченных средах

$$f/f_0 = D_0/D = \exp(kR) \approx f_0(1 + kR); \quad kR \ll 1, \quad (1)$$

где R – радиус трейсеров; k – параметр экранировки, отражающий степень сопротивления полимерной сетки движению трейсеров. Параметр k связан с объемной долей препятствий с помощью скейлингового закона $k \sim \phi^v$, где v может принимать значения от 0.5 (среда характеризуется сильными гидродинамическими эффектами) до 1 (гидродинамические взаимодействия либо отсутствуют вообще, либо их влияние на характер движения трейсеров незначительно по сравнению с эффектами рассеяния на препятствиях). Как видно, это согласуется с результатами работы [14] для малых концентраций препятствий ϕ . Теоретические расчеты показывают, что тип экранировки (т.е. значение показателя v) зависит не только от размера зондов R , но и значительной степени и от термодинамического состояния системы полимер–растворитель [16–18].

Рассмотрим связь между различными коэффициентами, характеризующими транспортные процессы в геле, а также возможность определения из данных по протеканию растворителя в пористой среде не только коэффициента макромолекулярного трения, но и эффективных размеров пор сетки геля. Известно, что модуль упругости E , коэффициенты коллективной диффузии D_c и макромолекулярного трения f связаны между собой уравнением

$$D_c = E/f. \quad (2)$$

При этом входящие в равенство (2) величины D_c и f характеризуют движение макромолекул относительно насыщающей гель жидкости. В случае полностью протекающего клубка полный коэффициент макромолекулярного трения является аддитивной величиной по отношению к центрам трения (мономерам) и его можно выразить через мономерный коэффициент трения ζ_c :

$$f = \frac{\zeta_c N_A c}{M_0}, \quad (3)$$

где N_A – число Авогадро; c – весовая концентрация ($\text{г}/\text{см}^3$) полимера в геле; M_0 – молекулярная масса мономера. При этом мономерный коэффи-

циент трения ζ_c , характеризующий трение между мономером и насыщающей гель жидкостью, следует отличать от мономерного коэффициента трения ζ_0 , характеризующего трение между мономером и его полным локальным окружением (т.е. отражающим взаимодействие не только с молекулами растворителя, но и с другими мономерами). В отличие от ζ_c величина ζ_0 непосредственно связана с коэффициентом самодиффузии макромолекул D_s .

Рассмотрим связь между параметрами, характеризующими вязкоупругие свойства полимерных гелей, и размерными характеристиками структуры сеток гелей. В зависимости от соотношения между размерами проникающих частиц R и пор сетки геля ξ могут реализоваться несколько различных режимов движения проникающих частиц в пористой среде. Если трейсеры представляют собой полимерные клубки с размером R , большим обратному радиусу экранировки k^{-1} , то $kR > 1$ и процесс течения может быть описан в рамках модели рептаций [19], учитывающей структуру и свойства движущихся макромолекул. В этом случае перемещение макромолекул в геле затруднено и происходит “отсев” трейсеров порами меньшего размера.

В другом случае, при $kR < 1$ (т.е. когда размер пор ξ больше размера проникающих молекул R) реализуется макроскопический режим течения. Тогда можно пренебречь структурой движущихся трейсеров и описать их массоперенос в пористой среде, используя обычные кинетические параметры, например вязкость насыщающей гель жидкости. Для систем, обладающих большой пористостью ($1 - \phi \sim 1$), проницаемость K связана с ξ и η уравнением [20]

$$K \approx \xi^2/\eta. \quad (4)$$

Если трейсерами являются молекулы жидкости, то в качестве проницаемости используется величина $\tilde{K} = K\eta$. Тогда с учетом того, что $\tilde{K}/\eta = f^{-1}$, из уравнения (4) получаем

$$\xi^2 \approx \eta/f. \quad (5)$$

Последнее уравнение позволяет связать размеры пор сетки геля ξ с измеренными экспериментально значениями коэффициента макромолекулярного трения f .

Рассмотрим возможные способы экспериментального определения величины коэффициента макромолекулярного трения. Прежде всего f , как и другие параметры уравнения (2) – коэффициент коллективной диффузии и модуль упругости, – можно определить с помощью квазиупругого рассеяния света (микроскопически) [21]. Однако найденный с помощью светорассеяния коэффициент трения характеризует не только движение полимерной сетки (молекул мономера) относительно геля, но и коллективные движения мономерных молекул внутри самих макромолекул,

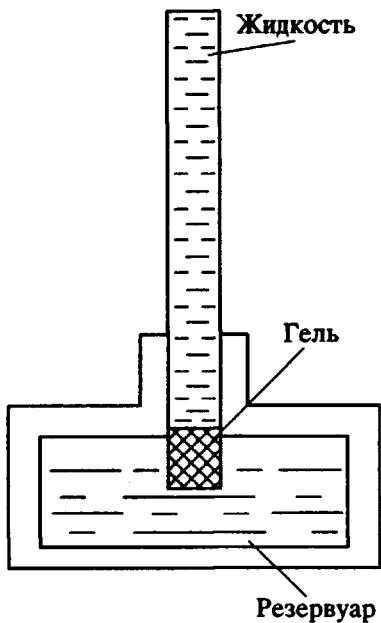


Рис. 1. Схема эксперимента по протеканию жидкости в полимерном геле.

так как длина падающего пучка света ($\sim 600 \text{ нм}$) намного больше размеров мономера ($\sim 1 \text{ нм}$). Поэтому указанным методом определяется величина параметра ξ_0 , характеризующего, как отмечалось, эффективное трение между молекулами мономера и полным их окружением (молекулами жидкости и других мономеров). В противоположность сказанному, макроскопические измерения позволяют определить коэффициент трения, отвечающий движению растворителя относительно сетки, который является аддитивной величиной (уравнение (3)).

Макроскопически коэффициент трения может быть измерен путем фиксирования сетки и измерения скорости потока жидкости сквозь нее при известном приложенном к жидкости давлении. Схема такого эксперимента представлена на рис. 1. В этом случае, согласно закону Дарси, поток жидкости в пористой среде j пропорционален градиенту давления Δp в порах [22]:

$$j = \frac{\tilde{K}}{\eta} \Delta p. \quad (6)$$

Если давление, оказываемое жидкостью на гель, незначительно и деформацией гелевой сетки можно пренебречь, то в предположении линейного распределения градиента давления по толщине геля l из уравнения (6) можно получить

$$j(0) = \frac{v}{S} = \frac{\tilde{K} p_s}{\eta l} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-n^2 \pi^2 \theta) \right], \quad (7)$$

где $j(0)$ – поток жидкости на границе гель–резервуар; v – изменение скорости протекания жидкости;

p_s – прикладываемое к поверхности геля давление; $\theta = t/\tau$ – относительное время течения; τ – некоторое характеристическое время, равное $\tau = l^2 \eta / KE = l^2 / D_c$. Из уравнения (7) с учетом того, что $p_s = \rho g h$ (ρ – плотность жидкости, заполняющей трубку, а h – ее высота), выводится уравнение, позволяющее определять величину f из данных по скорости протекания v :

$$f = \frac{\rho g h S}{l v} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-n^2 \pi^2 \theta) \right]. \quad (8)$$

Единственная неизвестная здесь величина v может быть определена различными методами. Так, Танака и др. [21] и Шерер [23] измеряли v по изменению уровня жидкости в капилляре. Однако погрешность такого метода чрезвычайно велика вследствие сильной зависимости уровня жидкости в капилляре от естественного испарения и внешних условий (температуры и величины атмосферного давления). Кроме того, к существенному недостатку данного метода следует отнести чрезвычайно высокую длительность измерений (несколько недель). Указанных трудностей в макроскопических измерениях коэффициента трения удается избежать, применяя метод пропускания медленных нейтронов, который позволяет измерять концентрацию протекающей жидкости в резервуаре, первоначально заполненном дейтерированным аналогом [24]. Общее выражение, используемое для определения v из данных по пропусканию медленных нейтронов, имеет вид

$$v = m_0 \frac{A \ln(P(t)/P_0)}{1 - A \ln(P(t)/P_0)} \frac{1}{t} \equiv \frac{A^*}{t}, \quad (9)$$

где m_0 – исходная масса растворителя в резервуаре; P_0 и $P(t)$ – соответственно пропускание нейтронов ($P = I/I_0$ – отношение интенсивности пучка нейтронов, прошедшего сквозь исследуемый образец, к интенсивности падающего пучка) в “нулевой” момент и момент времени t ; A – тангенс угла наклона калибровочной прямой. Для исследуемых образцов значения параметров уравнения (8) равны: $h \sim 20 \text{ см}$, $S \sim 1.7 \text{ см}^2$, $l \sim 1 \text{ см}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве исследуемых образцов были выбраны гели трех видов: желатиновые, ПАА и кремниевые, характеризующиеся различной химической природой и структурой полимерной сетки.

Для приготовления желатиновых гелей использовали фотографический желатин со следующими характеристиками: вязкость водного раствора с объемной долей полимера 0.0625 при 40°C составляла 20 мПа с, изоэлектрическая точка желатина равнялась 4.7, а pH водных растворов желатина ~ 6.2 . Методика приготовления гелей с объемной концентрацией желатина ϕ от

0.018 до 0.2 не отличалась от описанной в работе [24].

ПАА-гели двух концентраций 0.025 и 0.050 мас. долей готовили из реагентов фирмы "Reanal" по стандартной методике [24].

Кремниевые гели готовили на основе тетраэтоксисилана с помощью золь-гель-метода с использованием кислотного катализатора (HCl) по методике [25]. Содержание твердой фазы (SiO_2) в кремниевых гелях составляло 0.01; 0.025; 0.036; 0.045 и 0.06 об. долей. Перед началом измерений синтезируемые кремниевые гели предварительно вымачивали в этаноле для полного удаления продуктов реакции.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены кинетические зависимости, характеризующие скорость течения жидкости для желатиновых гелей нескольких концентраций. Приведенные зависимости $A^*(t)$ типичны для всех исследуемых гелей. Как видно из рис. 2, представленные кинетические зависимости являются линейными практически на протяжении всего времени проведения эксперимента. Значения скорости протекания определяли методом наименьших квадратов по тангенсу угла наклона прямых $A^*(t)$. Наблюданное отклонение на начальном этапе эксперимента от линейной зависимости связано с нелинейным распределением градиента давления по толщине геля (неуставновившееся течение). Согласно Шереру [23], в этом случае измеряется так называемая "кажуящаяся" проницаемость K_A , которая связана с истинной K соотношением

$$K_A/K = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-n^2 \pi^2 \theta). \quad (10)$$

Оценки [23] показывают, что вклад поправочного члена в уравнение (10) существен только на начальном этапе измерения, а для времен измерения $t > \tau/3$ $K_A = K$.

Полученные из экспериментальных данных значения v подставляли в уравнение (8), из которого определяли значения коэффициентов макромолекулярного трения. Значения f для желатиновых и кремнийорганических гелей различных концентраций представлены на рис. 3 и в таблице. Как видно, для гелей двух типов наблюдается линейный рост f с увеличением содержания объемной доли полимера

$$f = f_0(1 + a\phi), \quad (11)$$

где для желатиновых гелей $f_0 = 2 \times 10^{11}$ Н с/м⁴; $a = 29$, а для кремниевых $f_0 = 6 \times 10^{11}$ Н с/м⁴; $a = 46$.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что течение молекул растворителя сквозь поры гелей различной природы адекватно описывается теорией эффективной среды. При

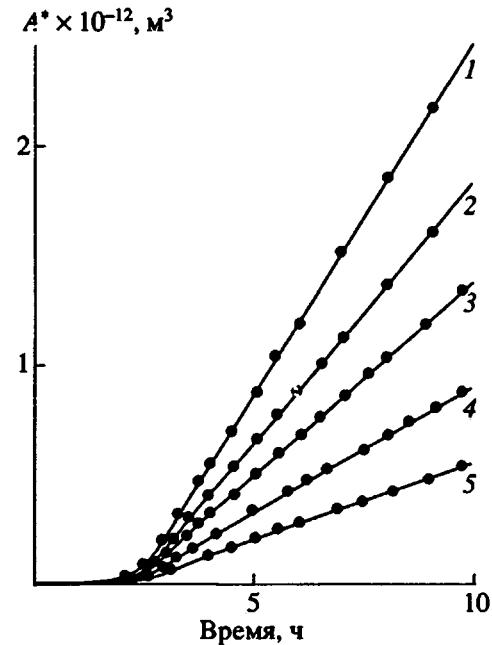


Рис. 2. Кинетические зависимости объема воды, протекающей через желатиновые гели с объемной долей желатина $\phi = 0.018$ (1), 0.037 (2), 0.079 (3), 0.095 (4) и 0.20 (5).

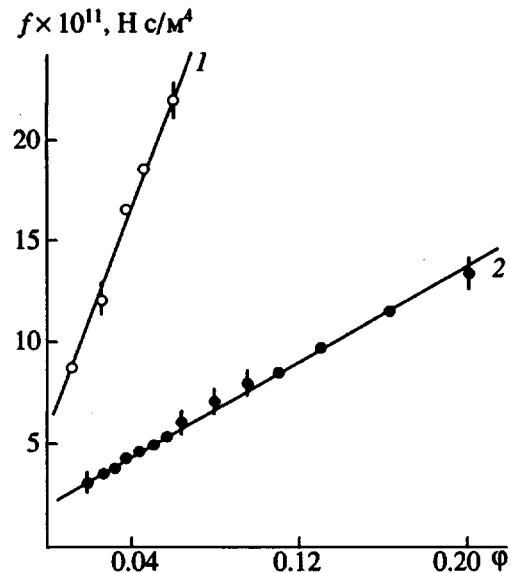


Рис. 3. Концентрационные зависимости коэффициента макромолекулярного трения в желатиновых гидрогелях (1) и кремниевых алкогелях (2).

этом, так как $f \sim \phi$, реализуется экранировка $k \sim \phi$ ($v = 1$), что свидетельствует о незначительном гидродинамическом самовзаимодействии (или его отсутствии) при течении жидкости в геле под слабым давлением, т.е. о том, что преобладающим механизмом, влияющим на скорость протекания,

Результаты расчетов "эффективных размеров" пор сеток желатиновых, кремниевых и ПАА-гелей из данных макроскопических (f) и микроскопических (D_c) измерений

ϕ	$f \times 10^{11}$, Н с/м ⁴	$D_c \times 10^7$, см ² /с	ξ , Å	ξ^* , Å
Желатиновые гели				
0.018	3.08	—	593	—
0.031	3.70	1.4 [24]	541	142
0.050	4.95	—	468	—
0.095	8.05	4.12 [24]	367	48
0.20	13.4	—	284	—
Кремниевые гели				
0.010	8.8	—	351	—
0.025	12.0	—	300	—
0.036	16.5	—	256	—
0.045	18.5	—	242	—
ПАА-гели				
0.025	37.0	1.60 [8]	171	134
0.050	110.0	2.39 [8]	99	86

в этом случае является рассеяние молекул на препятствиях, которые создаются мономерами пространственной сетки геля.

Из полученных значений коэффициентов трения с помощью уравнения (5) были рассчитаны эффективные размеры пор для желатиновых, ПАА и кремниевых гелей, значения которых представлены в таблице. Там же приведены результаты расчетов размеров пор ξ^* , полученных из микроскопических данных (значений коэффициентов коллективной диффузии молекул полимера D_c). При этом для расчета использовали уравнение Стокса–Энштейна

$$D_c = \frac{kT}{6\pi\eta\xi^*}, \quad (12)$$

а также экспериментальные данные работ [7, 26].

Сопоставление представленных в таблице результатов показывает, что для ПАА-гелей наблюдается корреляция в оценке эффективных размеров пор между данными макроскопических f и микроскопических D_c измерений. Это позволяет сделать вывод об относительно однородной структуре ПАА-гелей, характеризующейся наличием пор одного и того же размера. В отличие от ПАА для желатиновых гелей наблюдается значительное различие оценок размеров пор, рассчитанных из f и D_c , из чего можно сделать вывод о неоднородной структуре желатиновых гелей. Широкое распределение пор по размерам для желатиновых гелей подтверждается рентгенографическими структурными измерениями [27] и данными электронной сканирующей микроскопии [28]. Действительно, результаты работы [27] показывают, что в ходе золь–гель–перехода наря-

ду с областями с малой плотностью полимера существуют области, где макромолекулы желатина образуют компактные упорядоченные структуры (микрокристаллиты) с минимальным содержанием растворителя. В результате, как показано в работе [28] для 2%-ного желатинового геля, наряду с порами ~30–40 Å (преобладающими по числу) существуют и поры ~1000 Å. Отсюда следует, что в таких гелях течение жидкости неоднородно по объему и основное количество жидкости про текает по переколяционной системе каналов, образованных порами максимальных размеров. Поэтому определяемый при наличии широкого распределения пор по размерам макроскопический коэффициент трения позволяет оценить верхний предел размеров пор в геле (для 2%-ного желатинового геля $\xi \sim 600$ Å), по которым в основном и происходит течение жидкости, тогда как микроскопические данные позволяют оценить средний размер пор ($\xi^* \sim 150$ Å).

Синтезируемые с помощью золь–гель–технологии кремниевые гели могут характеризоваться большим разнообразием структур сетки, зависящих от условий синтеза [29]. Например, используя в качестве исходного компонента алкоксид кремния и изменяя кислотность среды, в которой реализуется реакция синтеза, можно получить сетку геля, состоящую из разветвленных гибкоцепных макромолекул, плотных коллоидных частиц или рыхлых коллоидных частиц. Как показано в работе [29], при двухстадийном кислотном или основном катализе обычно синтезируются фрактальные структуры полимерного типа, причем вид катализатора (кислота или основание) позволяет варьировать распределение пор по размерам. Так, проведенные с помощью адсорбционного метода измерения показали [23], что для кислотных кремниевых гелей обычно наблюдается узкое распределение пор по размерам, тогда как гели, синтезируемые с использованием основного катализатора, имеют широкое плавное распределение пор, отличающихся друг от друга более чем на порядок. Для 6%-ного ("основного") геля наблюдается распределение пор по размерам в пределах от 20 до 350 Å, при этом средний размер пор составлял 56 Å, а доля пор размером ~200 Å (т.е. близким к полученному здесь размеру пор для геля аналогичной концентрации) составляла ~10%. Этот факт, а также то, что для кислотных (т.е. используемых в настоящей работе) гелей обычно наблюдается монодисперсное распределение пор, не позволяет сделать однозначного вывода о структуре и пористости исследуемых на ми кремниевых гелей. Поэтому для более полного анализа структуры кремниевых гелей на основании данных о динамике насыщающей гель жидкости необходимы микроскопические измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wiltzius P., Haller H.R., Cannell D.S., Schaeffer D.W. // Phys. Rev. Letters. 1984. V. 53. № 12. P. 834.
2. Tanaka T. // Polymer. 1979. V. 20. № 11. P. 1404.
3. Hochberg A., Tanaka T. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. № 3. P. 217.
4. Tanaka T. // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. № 2. P. 763.
5. Мельниченко Ю.Б., Клепко В.В., Шилов В.В., Остапченко С.Г. // Докл. АН СССР. 1991. Т. 316. № 5. С. 1151.
6. Phillips G.D.J., Ullmann G.S., Ullmann K.U. // J. Chem. Phys. 1985. V. 82. № 11. P. 5242.
7. Park I.L., Johnson C.S., Gabriel D.A. // Macromolecules. 1990. V. 23. № 5. P. 1548.
8. Billingham N.C., Calvert P.D., Uzuner A. // Eur. Polym. J. 1989. V. 25. № 7/8. P. 839.
9. Mel'nicenko Yu.B., Klepko V.V., Shilov V.V. // Europhys. Lett. 1990. V. 13. № 6. P. 505.
10. Brown W., Rymden R. // Macromolecules. 1986. V. 19. № 12. P. 2942.
11. Muhr A.H., Blanshard M.V. // Polymer. 1982. V. 23. № 7. P. 1012.
12. Vrentas J.S., Duda J.L. // J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed. 1977. V. 15. № 3. P. 403.
13. Langevin D., Rondelez F. // Polymer. 1978. V. 19. № 6. P. 875.
14. Altenberger A.R., Tirrel M. // J. Chem. Phys. 1984. V. 80. № 5. P. 2208.
15. Cukier R.I. // Macromolecules. 1984. V. 17. № 2. P. 252.
16. Freed K.F., Edwards S.F. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. № 7. P. 3626.
17. Schaefer D.W., Joanny J.F., Pincus P. // Macromolecules. 1980. V. 13. № 4. P. 1280.
18. Muthukumar M., Edwards S.F. // Polymer. 1982. V. 23. № 2. P. 345.
19. De Gennes P.G. // Macromolecules. 1976. V. 9. № 3. P. 594.
20. De Gennes P.G. // Macromolecules. 1986. V. 19. № 4. P. 1245.
21. Tanaka T., Hocken L., Benedek G. // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. № 9. P. 5151.
22. Scheidegger A.E. The Physics of Flow Through Porous Media. Toronto: Univ. Toronto Press, 1974.
23. Sherer G.W. // J. Non. Cryst. Sol. 1989. V. 113. № 1. P. 107.
24. Mel'nicenko Yu.B., Klepko V.V., Lobko T.A., Shilov V.V. // Polym. Bull. 1990. V. 24. № 4. P. 123.
25. Kozuka H.L., Kuzuki H., Sakka S. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 95/96. № 5. P. 1181.
26. Amis E.J., Janney P.A., Ferry J.D. // Macromolecules. 1983. V. 16. № 3. P. 441.
27. Mel'nicenko Yu.B., Gomza Yu.P., Shilov V.V., Osi-pov S.I. // Polym. Int. 1991. V. 25. № 3. P. 153.
28. Favard P., Lechaire J., Maillard M., Favard N., Djabourov M., Leblond J. // Biol. Gell. 1989. V. 67. № 9. P. 201.
29. Шефер Д., Кеффер К. // Фракталь в физике полимеров. М.: Наука, 1988.

On the Flow of a Solvent through Polymer Gels

V. V. Klepko*, Yu. B. Mel'nicenko**, and V. V. Shilov*

* Institute of Macromolecular Chemistry, Ukrainian Academy of Sciences,
Khar'kovskoe sh. 48, Kiev, 253660 Ukraine** Planck Institute of Polymer Research,
Mainz, 55021 Germany

Abstract – The coefficients of macromolecular friction f in gelatin, polyacrylamide, and silica gels of different concentration ϕ are measured by the method of transmission of slow neutrons. The flow of molecules of a solvent through the pores of gels of different nature is found to be adequately described by the effective-medium theory with the screening parameter $k \sim \phi$, which suggests that the macroscopic flow of a liquid in gels is only slightly affected by hydrodynamic effects. The effective sizes of pores of the gel networks ξ are estimated using the obtained values of f and are correlated with the corresponding values of ξ determined from macroscopic data.