

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ
КОНЦЕНТРАЦИЙ**

Э. В. Фрисман, М. А. Сибилева, А. В. Красноперова

Введение

Изучение двойного лучепреломления в потоке разбавленных растворов полимеров позволило сделать ряд существенных выводов о свойствах изолированной макромолекулы [1—10].

Разность главных поляризуемостей макромолекулы ($\gamma_1 - \gamma_2$) (определенной двойное лучепреломление в потоке) представляет собой сумму двух членов [3], один из которых обусловлен собственной анизотропией [11], второй — асимметрией формы клубка:

$$\begin{aligned} \gamma_1 - \gamma_2 = & \frac{3}{5} (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{h^2}{\bar{h}^2} + \left(\frac{n_k^2 - n_s^2}{4\pi\rho n_s N_A} \right)^2 \frac{M^2}{v} (L_2 - L_1) \left(\frac{3}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \\ & = \theta_i \frac{h^2}{\bar{h}^2} + 0,439 (L_2 - L_1) \theta_f = (\gamma_1 - \gamma_2)_i + (\gamma_1 - \gamma_2)_f. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $(\alpha_1 - \alpha_2)$ — оптическая анизотропия статистического сегмента цепи; h — расстояние между концами цепи; \bar{h}^2 — средний квадрат той же длины для недеформированной макромолекулы; n_k и n_s — показатели преломления полимера и растворителя, соответственно; M — молекулярный вес полимера; ρ — его плотность; $(L_2 - L_1)$ — функция отношения осей молекулярного эллипсоида; v — его объем; N_A — число Авогадро.

В поле градиента скорости макромолекула деформируется, что влечет за собой изменение величины $(\gamma_1 - \gamma_2)$. Однако оба члена, входящие в выражение для $(\gamma_1 - \gamma_2)$, по-разному зависят от деформации макромолекулярного клубка: значение $(\gamma_1 - \gamma_2)_i$, обусловленное собственной анизотропией, возрастает быстрее, чем величина $(\gamma_1 - \gamma_2)_f$, обусловленная асимметрией формы макромолекулы.

Это приводит к зависимости знака динамического двойного лучепреломления от градиента скорости для некоторых систем, содержащих макромолекулы с отрицательной собственной анизотропией [5].

Однако гидродинамическая сила, деформирующая макромолекулу в ламинарном потоке, зависит не только от градиента скорости g , но и от вязкости раствора. Поэтому возрастание концентрации раствора (т. е. возрастание его вязкости) при данном g в каком-то смысле эквивалентно возрастанию градиента скорости при данной концентрации раствора c . Действительно, опыт показывает, что для указанных систем в области $g \rightarrow 0$ наблюдается также зависимость знака двойного лучепреломления от концентрации раствора [6—10].

Одной из причин, следовательно, определяющих влияние концентрации раствора на величину двойного лучепреломления Δn , является воз-

растание напряжения сдвига, деформирующего макромолекулу с увеличением концентрации раствора. Эта причина имеет чисто гидродинамическую природу. Однако наблюдаемое уменьшение роли эффекта формы в концентрированных растворах вызвано еще одной причиной, которая имеет чисто оптическую природу.

С увеличением концентрации раствора уменьшается его оптическая неоднородность. Это вызвано тем, что с уменьшением расстояния между растворенными молекулами уменьшается влияние асимметрии формы макромолекул на их поляризацию. Действительно, в этом случае оптическая поляризация сегмента зависит не только от анизотропии поля, созданного другими сегментами той же молекулы, но и подвержена влиянию сегментов других макромолекул, которые в среднем равномерно распределены по объему растворителя и нивелируют асимметрию поля сегментов рассматриваемой молекулы [9].

Таким образом, возрастание концентрации раствора (при данном g) ведет к увеличению двойного лучепреломления, вызванного собственной анизотропией молекул (гидродинамический фактор), и уменьшению двойного лучепреломления, связанного с асимметрией формы макромолекулярного эллипсоида (оптический фактор).

Представляется интересным выяснить концентрационную зависимость этих двух факторов. В работе [9] осуществлено такое рассмотрение для области не слишком больших концентраций.

Известно, что при градиентах скорости и концентрациях, стремящихся к нулю, двойное лучепреломление характеризуется динамооптической постоянной:

$$[n] = \lim_{\substack{g \rightarrow 0 \\ c \rightarrow 0}} \left(\frac{\Delta n}{gc\eta_0} \right), \quad (2)$$

где $(\Delta n/g)_{g \rightarrow 0}$ — начальный наклон кривой зависимости величины двойного лучепреломления Δn от градиента скорости для раствора концентрации c ; η_0 — вязкость растворителя.

При этом отношение $[n]/[\eta]$ ($[\eta]$ — характеристическая вязкость полимера) связано с полной анизотропией макромолекулы следующим образом [9, 12]:

$$\frac{[n]}{[\eta]} \cdot \frac{3n_s kT}{4\pi} \left(\frac{3}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \theta_i + \theta_f, \quad (3)$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; остальные буквы сохраняют ранее введенные обозначения.

Экспериментально было установлено, что при возрастании концентрации раствора, содержащего гибкие линейные макромолекулы и не обладающего эффектом формы, двойное лучепреломление $(\Delta n/g)_{g \rightarrow 0}$ в нем возрастает пропорционально $c \sqrt{\eta_r}$, где η_r — относительная вязкость раствора [1, 2, 9]. Это позволяет определить динамооптическую постоянную из данных для конечных концентраций:

$$[n] = \frac{1}{\sqrt{\eta_r}} \lim_{g \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta n}{gc\eta_0} \right) = \frac{[n]^*}{\sqrt{\eta_r}}; \quad (4)$$

$[n]^*$ — динамооптическая постоянная при концентрации c .

Для подобных систем $\theta_f = 0$ и уравнение (3) перепишется так:

$$\frac{[n]^*}{[\eta] \sqrt{\eta_r}} \cdot \frac{3n_s kT}{4\pi} \left(\frac{3}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \theta_i. \quad (5)$$

Значения θ_i , вычисленные по уравнению (5), сохраняют постоянство для области концентраций, изученной до настоящего времени [9].

Таким образом, представляется возможным учесть концентрационную зависимость гидродинамического взаимодействия макромолекул в растворе.

В растворах, обладающих эффектом формы, отношение $[n]^*/V\eta_r$ не сохраняет постоянства, что определяется зависимостью θ_f от концентрации раствора. В этом случае уравнение (3) может быть переписано так:

$$\frac{[n]^*}{[\eta] V\eta_r} \cdot \frac{3n_s kT}{4\pi} \left(\frac{3}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \theta_i + \theta_f^*, \quad (6)$$

где θ_f^* — анизотропия формы при конечном значении концентрации раствора.

Итак, если известно значение θ_i , не зависящее от концентрации раствора, то можно экспериментально определить зависимость θ_f^* от c (уравнение (6)).

Величину θ_f можно определить из уравнения (3) по измеренным $[\eta]$ и $[\eta]^*$ или экстраполяцией кривой $\theta_f^* = f(c)$ к $c = 0$. Рассмотрение, осуществленное в работе [9], приводим к следующей зависимости θ_f^* от c :

$$\theta_f^* = \theta_f (1 - k_1 [\eta] c + k_2 [\eta]^2 c^2 - \dots). \quad (7)$$

Здесь k_1 и k_2 — коэффициенты.

Отсюда относительные начальные наклоны кривых зависимости $\theta_f^*/\theta_f = f(c)$ должны быть пропорциональны характеристическим вязкостям $[\eta]$:

$$-\frac{1}{\theta_f} \left(\frac{d\theta_f^*}{dc} \right)_{c \rightarrow 0} = k_1 [\eta]. \quad (8)$$

Сравнение уравнения (8) с опытом дало хорошие результаты, что подтверждает справедливость уравнения (7) для области весьма малых концентраций раствора.

Задачей настоящей работы является изучение гидродинамического и оптического взаимодействия макромолекул в концентрированных растворах. Представлялось интересным выяснить, сохраняет ли постоянство величина θ_i , определенная по уравнению (5), в области высоких концентраций раствора. Если правильно учтено θ_i , то можно экспериментально найти характер концентрационной зависимости θ_f^* и роль эффекта формы при больших значениях c .

1. Образцы и метод исследования

В качестве изучаемых образцов были использованы четыре фракции полистирола, полученные дробным осаждением. При фракционировании растворителем являлся бензол, осадителем — метиловый спирт.

Молекулярные веса фракций приведены в таблице.

Фракции I^a и I^b получены при фракционировании образца со средним молекулярным весом $M \approx 7 \cdot 10^5$, а фракции I и VI получены из образца с $M \approx 3 \cdot 10^5$.

Изучалось динамическое двойное лучепреломление растворов указанных фракций в двух растворителях.

Одним из растворителей служил бромоформ, который удовлетворяет условию $n_k = n_s$. Таким образом, в этих растворах отсутствует эффект формы. Вторым растворителем являлся диоксан, для которого $n_k - n_s = 0,18$.

Фракции	$M \cdot 10^{-6}$	$[\eta] \cdot 100 \text{ см}^2/\text{г}$ (в диоксане)	$[\eta] \cdot 100 \text{ см}^2/\text{г}$ (в бромоформе)
I ^a	2,50	3,85	3,90
I ^b	1,68	2,77	3,10
I	0,70	1,58	1,76
VI	0,20	0,70	0,82

Большое различие в показателях преломления полистирола и диоксана приводит к большой роли эффекта формы в этих растворах.

Для измерения величины двойного лучепреломления в потоке был использован динамооптиметр с внутренним ротором и рабочей длиной $l = 3 \text{ см}$. Так как задачей настоящей работы было исследование широкой области концентраций, то не очень большая толщина изучаемого слоя играла положительную роль: объем исследуемого раствора был не слишком велик. Значительная вязкость изучаемых растворов исключала возможность возникновения турбулентности.

Для концентрированных растворов использовали ротор, образующий зазор $\Delta r_1 = 0,10 \text{ см}$. Растворы малых концентраций изучали в зазоре $\Delta r_2 = 0,03 \text{ см}$.

Стабилизация температуры осуществлялась при помощи термостата типа ТС-15. Термостатная жидкость прогонялась через рубашку, охватывающую рабочий слой раствора.

Примененная нами оптическая установка с полутеневым отсчетом описана ранее [2, 13].

Ввиду того, что интервал измеряемых значений двойного лучепреломления был очень велик, мы пользовались двумя компенсаторами с разностью хода

$$\Delta_1 = 0,019\lambda \text{ и } \Delta_2 = 0,15\lambda \quad (\lambda = 5461 \text{ Å}).$$

Разность хода компенсаторов измеряли при помощи компенсатора Сенармона. Проверку значений Δ_1 и Δ_2 осуществляли изучением двойного лучепреломления стандартной жидкости. Этим же проверялось соотношение зазоров для двух роторов.

Характеристические вязкости фракций, измеренные в бромоформе и диоксане, приведены выше в таблице. Кроме того, измеряли относительные вязкости всех концентраций, для которых исследовали динамическое двойное лучепреломление. Измерения вязкости и двойного лучепреломления в потоке проводили при одной температуре.

2. Данные опыта

Как уже указывалось, изучалось динамическое двойное лучепреломление четырех фракций полистирола в диоксане и бромоформе.

Растворы I и VI фракций в диоксане обладают отрицательным двойным лучепреломлением во всей исследованной области концентраций и градиентов скорости. Что же касается фракций I^a и I^b, то их растворы малой концентрации в диоксане обладают положительным двойным лучепреломлением в области малых градиентов скорости, переходящим в отрицательное при возрастании градиента скорости [5, 6, 10]. Растворы средних и больших концентраций обнаруживают отрицательное двойное лучепреломление при всех градиентах скорости.

На рис. 1, а, б, в, г, графически представлена зависимость величины двойного лучепреломления Δn от градиента скорости g для растворов двух фракций полистирола в диоксане. (Так как изученная область концентраций очень велика, то для каждой фракции данные приведены на двух рисунках.)

Так как растворы полистирола в бромоформе не обладают эффектом формы, то их двойное лучепреломление отрицательно, независимо от молекулярного веса полимера, концентрации раствора и градиента скорости.

В качестве примера приведена зависимость $\Delta n = f(g)$ для растворов I фракции полистирола в бромоформе (рис. 1, д).

Данные опыта показывают, что динамооптическая постоянная $[n]$ отрицательна лишь для VI фракции. Хотя все растворы I фракции дают

отрицательное двойное лучепреломление, но $[n]$ для этой фракции имеет очень малое положительное значение.

Это объясняется тем, что положительное двойное лучепреломление в этом случае должно наблюдаться в растворе очень малой концентрации, где оно практически неизмеримо мало. В разбавленных растворах фракции I^a и I^b можно измерить положительное двойное лучепреломление при малых градиентах скорости.

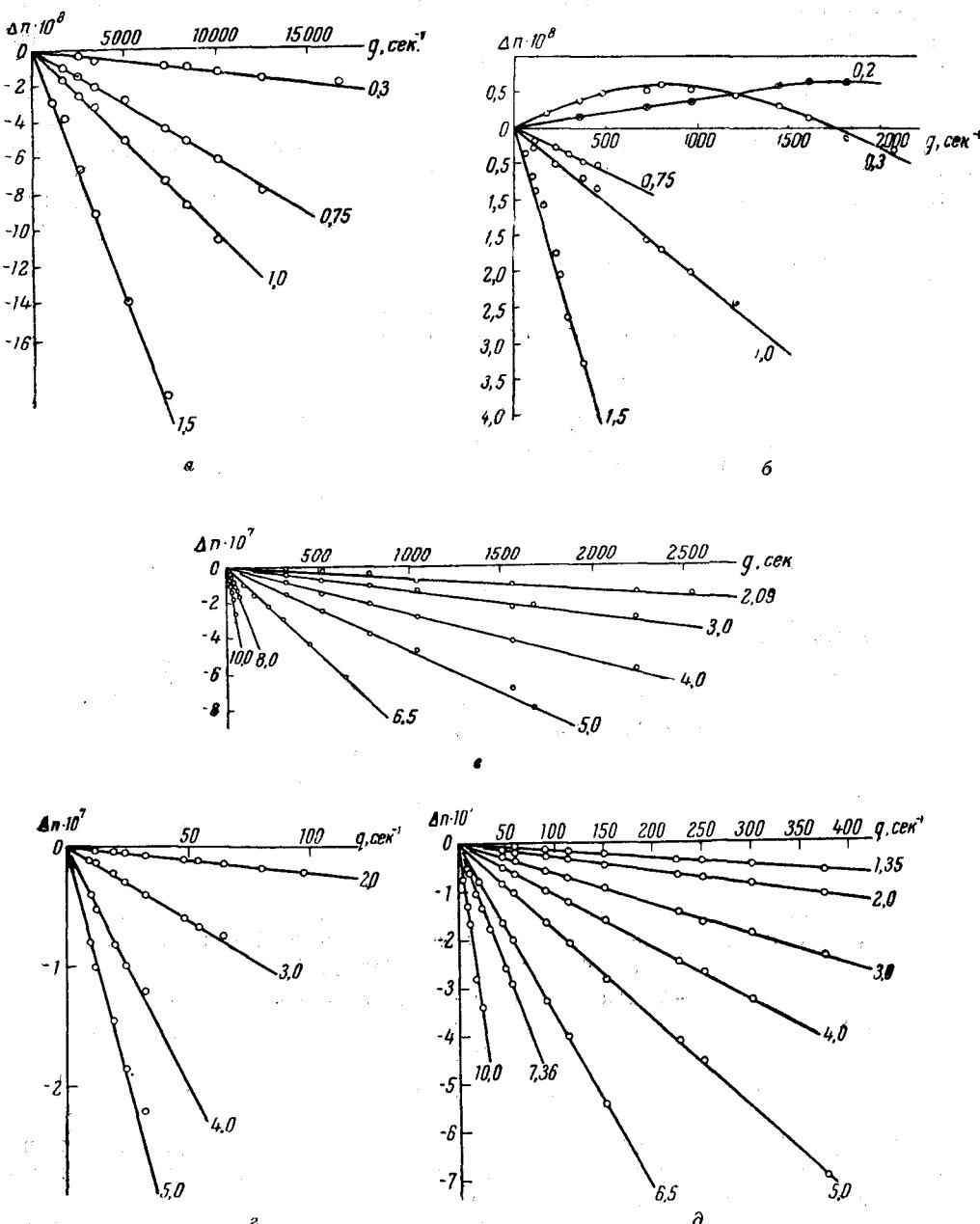


Рис. 1. Зависимость величины двойного лучепреломления от градиента скорости для растворов двух фракций полистирола: а, б, (фр. I) и в, г (фр. I^a) — в диоксане; д — в бромоформе (фр. I).

Цифры у прямых показывают концентрации растворов в $\text{г}/100 \text{ см}^3$.

3. Обсуждение результатов

Чтобы определить анизотропию формы θ_i^* в широкой области концентраций, пользуясь уравнением (6), необходимо знать величину θ_i . Если θ_i постоянно, то зависимость $\theta_i + \theta_i^*$ от концентрации будет определяться лишь изменением θ_i^* .

В работе [9] было показано, что в той области концентраций, которая изучалась нами ранее, для системы полистирол — бромоформ величина θ_i может быть определена по уравнению (5) из данных по двойному лучепреломлению и вязкости для растворов любой концентрации и любого молекулярного веса.

Рис. 2, а демонстрирует зависимость значений θ_i от концентрации для всех изученных растворов четырех фракций полистирола в бромоформе.

Как следует из графиков, для низкомолекулярного образца (VI фракция) θ_i сохраняет постоянное значение во всем исследованном интервале концентраций. Однако для более высокомолекулярных образцов это постоянство нарушается и при тем меньшей концентрации раствора, чем выше молекулярный вес фракции.

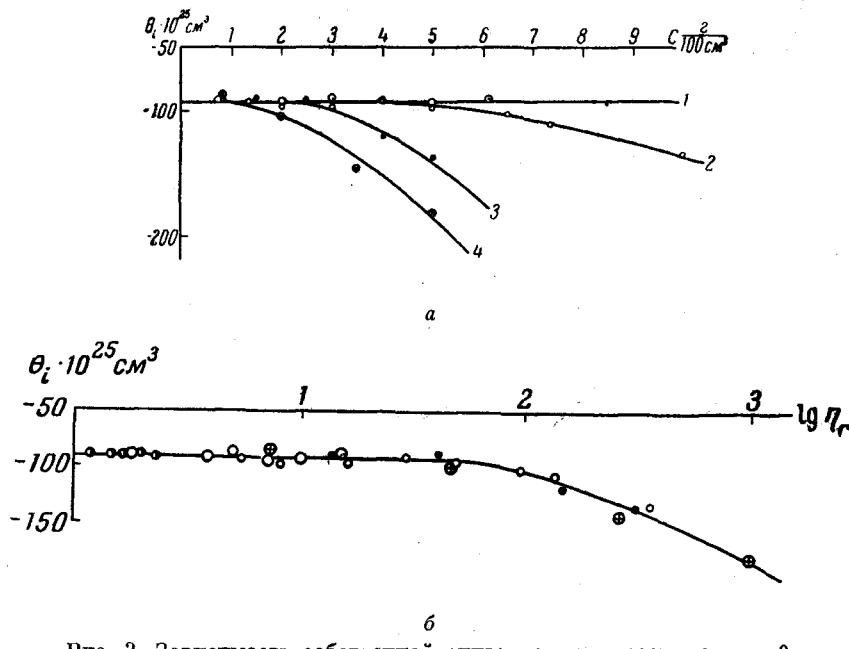


Рис. 2. Зависимость собственной анизотропии макромолекулы θ_i :
а — от концентрации раствора для четырех фракций полистирола
(вычислено по уравнению (5)):

○ — VI фр.; ● — I фр.; ○ — I^b фр.; ⊗ — I^a фр.

б — от логарифма относительной вязкости растворов для пяти фракций полистирола

○ — VI фр.; ○ — I фр.; ○ — I^b фр.; ⊗ — I^a фр.; ⊙ — V фр.
 $\theta_i = 92 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3$

Из рис. 2, б видно, что нарушение постоянства θ_i определяется лишь относительной вязкостью раствора независимо от концентрации и молекулярного веса растворенного полимера.

Так как относительная вязкость изученных растворов изменилась более чем в 10³ раз, то мы изобразили зависимость θ_i от $\ln \eta_r$. График показывает, что θ_i сохраняет постоянную величину для растворов, относительная вязкость которых лежит до значения $\eta_r \leq 100$. Заметим, что растворы, исследованные нами ранее, имели значение $\eta_r \leq 15$.

Таким образом, подтверждается справедливость проводимого нами учета гидродинамического взаимодействия макромолекул для достаточно широкой области концентраций (относительных вязкостей) [1, 2, 9, 14]. Тем не менее, эмпирическая формула (4) имеет ограниченное применение и не может быть использована для всей области концентраций, изученной в настоящей работе.

Петерлин разработал полуэмпирическую теорию динамического двойного лучепреломления в концентрированных растворах, не обладающих эффектом формы [15, 16]. Согласно этой теории, величина двойного лучепреломления Δn может быть выражена следующим образом:

$$\Delta n = \frac{4\pi}{45 kT} \cdot \frac{(n_s^2 + 2)^2}{n_s} (\alpha_1 - \alpha_2) g (\eta - \eta_0). \quad (9)$$

Здесь η — вязкость раствора, остальные величины имеют уже известные обозначения*.

Уравнение (9) показывает, что зависимость Δn от $g(\eta - \eta_0)$ должна изобразиться прямой, наклон которой позволяет определить $(\alpha_1 - \alpha_2)$ или θ_i .

Эта зависимость очень хорошо подтверждается нашими экспериментальными данными. Значения Δn для всех концентраций, всех фракций и всех изученных градиентов скорости укладываются на одну прямую (рис. 3).

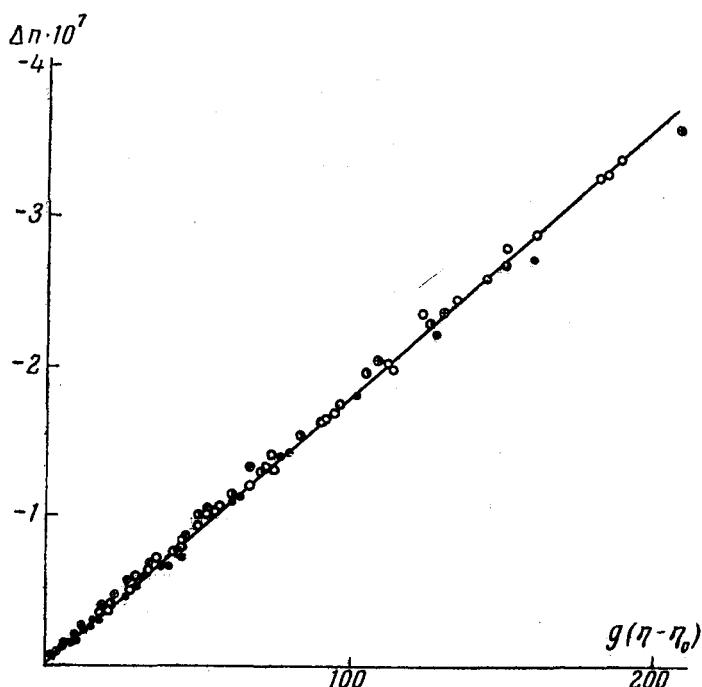


Рис. 3. Зависимость $\Delta n = f[g(\eta - \eta_0)]$ для четырех фракций полистирола в бромоформе

Более подробный анализ экспериментальных данных мы получим, если напишем уравнение (9) в форме уравнения (5) (в условиях $g \rightarrow 0$):

$$\frac{\Delta n}{g(\eta - \eta_0)} \cdot \frac{3n_s kT}{4\pi} \left(\frac{13}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \theta_i \quad (10)$$

* При определении η мы использовали те же области градиентов скорости, что и при измерении Δn .

и изобразим зависимость величин θ_i , вычисленных по уравнению (10) от $\lg \eta_r$ (рис. 4).

Из графика видно, что θ_i сохраняет постоянное значение для всех изученных нами здесь концентраций, для которых относительная вязкость меняется более чем в 1000 раз.

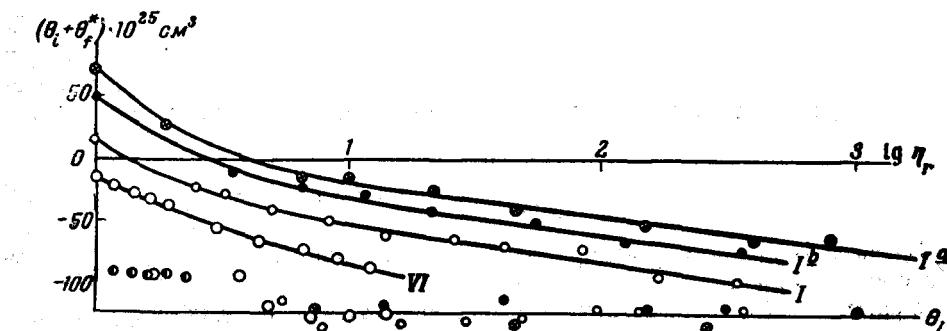


Рис. 4. Зависимость величин θ_i и $(\theta_i + \theta_f^*)$, вычисленных по уравнениям (10) и (11), от логарифма относительной вязкости растворов. Номера фракций помещены около кривых. На кривой

○ — VI фр.; ○ — I фр.; ● — 1^b фр.; ⊗ — 1^a фр.; ● — V фр. (измеренная ранее)

$$\theta_i = 122 \cdot 10^{25} \text{ см}^3$$

Это обстоятельство особенно существенно при изучении макромолекул, собственная анизотропия которых очень мала. Здесь θ_i можно определить из данных для больших концентраций, которые в этом случае легче исследовать.

Правда, значения θ_i , вычисленные по (10), оказываются несколько большими, чем θ_i , вычисленные по уравнению (5) для области $\eta_r \leqslant 100$. Последние совпадают с величинами, вычисленными в условиях $c \rightarrow 0$. Лишь две первые точки, для которых $\eta_r \leqslant 3$, дают очень близкие значения θ_i при вычислении их по двум уравнениям (5) и (10).

При $\eta_r \rightarrow 1$ формулы (5) и (10) эквивалентны. Эта эквивалентность приблизительно сохраняется до $\eta_r \approx 3$. В этой области θ_i , вычисленное по уравнению (10), очень слабо возрастает. При $\eta_r \geqslant 3$ θ_i принимает постоянное значение, которое при дальнейшем огромном изменении η_r остается постоянным.

Так как в настоящей работе изучались достаточно концентрированные растворы полистирола в бромоформе, то в области малых относительных вязостей имеется мало точек. Поэтому мы использовали экспериментальные данные, полученные ранее одним из авторов для растворов V фракции полистирола ($M = 2,85 \cdot 10^6$) в бромоформе. (Эти измерения проводили в приборе с внешним ротором и рабочей длиной $l = 10 \text{ см.}$)

Начальные точки рис. 4 подтверждают, что θ_i , вычисленные по уравнениям (5) и (10), имеют в этой области очень близкие значения.

Если определить $\theta_i + \theta_f^*$ по уравнению (6), то изменение этой величины с концентрацией раствора будет вначале определяться лишь изменением θ_f^* , но при значительных концентрациях ($\eta_r \geqslant 100$) начнет изменяться и θ_i .

Осуществим учет гидродинамического взаимодействия макромолекул по теории Петерлина. Тогда уравнение (6) можно переписать так:

$$\frac{\Delta n}{g(\eta - \eta_0)} \cdot \frac{3n_s kT}{4\pi} \left(\frac{3}{n_s^2 + 2} \right)^2 = \theta_i + \theta_f^*. \quad (11)$$

На рис. 4 мы изобразили зависимость величин $(\theta_i + \theta_f^*)$, вычисленных по уравнению (11), от $\lg \eta_r$. Графики показывают, что с ростом концентра-

ции раствора полная анизотропия макромолекулы стремится к значению собственной анизотропии θ_i .

По-видимому, кривые $(\theta_i + \theta_f^*)$ должны асимптотически приближаться к кривой, характеризующей значение θ_i . Поэтому вопрос о возможности

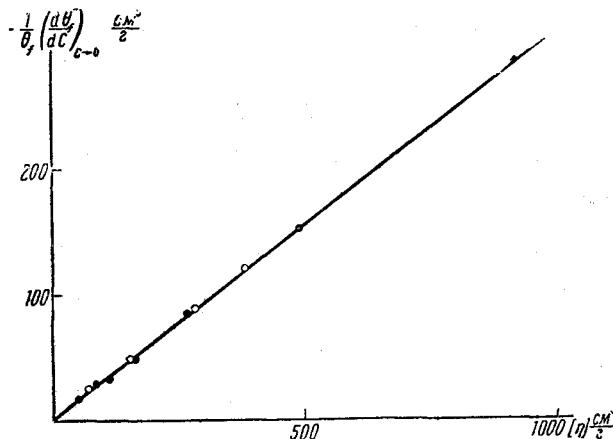


Рис. 5. Зависимость $-\frac{1}{\theta_f} (d\theta_f^* / dc)_{c \rightarrow 0} = f([\eta])$ для одиннадцати фракций полистирола в диоксане

получения раствора, в котором отсутствует эффект формы, должен быть решен экспериментально исследованием еще более концентрированных растворов.

Во всяком случае, на основании приведенных экспериментальных данных можно заключить, что при исследовании деформационного двойного лучепреломления в набухших полимерах эффект формы должен отсутствовать независимо от использованного растворителя.

В области малых концентраций подтверждаются выводы, сделанные в предыдущих работах [7—9]. Так, зависимость, определяемая уравнением (8), дана на рис. 5. Здесь изображены данные для фракций полистирола в диоксане, полученные ранее [8, 9] и в настоящей работе. Все точки хорошо ложатся на одну прямую.

Других примеров, относящихся к области малых концентраций, мы не приводим, чтобы не перегружать настоящее изложение.

Пользуемся случаем выразить глубокую благодарность В. Н. Цветкову за цennую дискуссию по излагаемым вопросам.

Выводы

1. В работе показано, что учет гидродинамического взаимодействия макромолекул, проводимый ранее [1, 9], справедлив для огромной области концентраций, но имеет ограниченное применение. Ограничение определяется лишь относительной вязкостью раствора, независимо от его концентрации и молекулярного веса растворенного полимера.

2. Учет гидродинамического взаимодействия для изучаемой системы, осуществленный по теории Петерлина [15, 16], оказался пригодным для всех изученных нами растворов, в которых относительная вязкость изменялась более чем в тысячу раз.

3. Изучение эффекта формы в системе полистирол — диоксан подтвердило справедливость формулы, полученной нами [9] для учета оптического взаимодействия макромолекул в области не слишком больших концентраций.

4. В наиболее концентрированных растворах полная анизотропия макромолекулы имеет значение, близкое к ее собственной анизотропии. Экспериментальные данные позволяют утверждать, что в набухших полимерах эффект формы должен отсутствовать независимо от показателя преломления использованного растворителя.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова

Поступила в редакцию
17 II 1959

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Цветков, Э. В. Фрисман, Ж. эксперим. и теор. физ., 15, 276, 351, 1945.
2. Э. В. Фрисман, В. Н. Цветков, Ж. техн. физ., 25, 447, 1955.
3. В. Н. Цветков, Э. В. Фрисман, Докл. АН СССР, 97, 647, 1954.
4. В. Н. Цветков, Э. В. Фрисман, Л. С. Мухина, Ж. эксперим. и теор. физ., 30, 649, 1956.
5. Э. В. Фрисман, В. Н. Цветков, Докл. АН СССР, 106, 42, 1956.
6. Э. В. Фрисман, Э. Н. Архипова, Докл. АН СССР, 115, 491, 1957.
7. Э. В. Фрисман, Т. И. Гармонова, В. Е. Бычкова, Ж. техн. физ., 29, 207, 1959.
8. Э. В. Фрисман, Э. Н. Архипова, Ж. техн. физ., 29, 198, 1959.
9. Э. В. Фрисман, В. Н. Цветков, J. Polymer Sci., 30, 297, 1958.
10. Э. В. Фрисман, Докл. АН СССР, 118, 72, 1958.
11. W. Kuhn, F. Grün, Kolloid. Z., 101, 248, 1942.
12. В. Н. Цветков, Э. В. Фрисман, О. Б. Птицын, С. Я. Котляр, Ж. техн. физ., 28, 1428, 1958.
13. Э. В. Фрисман, В. Н. Цветков, Ж. эксперим. и теор. физ., 23, 690, 1952.
14. В. Н. Цветков, С. М. Саввон, Ж. техн. физ., 26, 348, 1956.
15. A. Peterlin, J. Polymer Sci., 12, 45, 1954.
16. A. Peterlin, R. Singegger, Helv. chim. Acta, 36, 1575, 1953.

HYDRODYNAMIC AND OPTICAL PROPERTIES OF POLYMER SOLUTIONS IN THE HIGH CONCENTRATION RANGE

E. V. Frisman, M. A. Sibileva, A. B. Krasnoperova

Summary

The dynamic birefringence of solutions of polystyrene fractions in dioxane and bromoform has been studied over a wide range of concentrations. From the data for polystyrene solutions in bromoform the dependence on concentration of the birefringence determined by the intrinsic anisotropy was obtained.

The results together with data on polystyrene solutions in dioxane made it possible to elucidate the dependence of the «shape effect» on the concentration.