УДК 539.2+541.64

А. В. Затовский[1], Б. Брутовский[2], В. Лисы[2], Й. Тотова[2]
[1]Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса,
[2]Университет П.Шафарика, г. Кошице (Словакия)

О динамике полимерных растворов с учетом гидродинамического шума

Проведено обобщение уравнения Рауза-Зимма для вектора положения звена полимера, учитывающее эффекты вязкого последействия и гидродинамического шума. В качестве случайных сил, ответственных за шум, взяты случайные флуктуации тензора натяжений уравнений гидродинамики. В результате на звено действует случайная сила, спектральные свойства которой не дельта коррелированны, и определяются гидродинамической восприимчивостью растворителя. Операция предварительного усреднения тензора Озеена нестационарного уравнения Навье-Стокса позволила связать временные корреляционные функции компонент разложения Фурье положения звена цепи с корреляционными функциями гидродинамического поля, порождаемого шумом. Оказалось, что главный член дальне временной зависимости КФ скорости центра масс глобулы имеет дробостепенную зависимость, и не зависит от ее параметров. Время релаксации и коэффициент диффузии макромолекулы как целого такие же, как и в модели Рауза-Зимма.

Анализ кинетических явлений разбавленных растворов полимеров во многих случаях основывается на модельном представлении полимерной макромолекулы в виде набора бусинок, связанных в цепь [1,2]. В модели Рауза-Зимма на каждое звено полимерной цепи действуют силы со стороны соседних звеньев $\vec{f}_n^{ch}$, сила трения о растворитель $\vec{f}_n^{fr}$ и случайные силы $\vec{f}_n$, возникающие за счет столкновений звена с молекулами растворителя. Растворитель частично увлекается в движение полимерной цепи, поле скорости растворителя $\vec{\upsilon}\ (\vec{x})$ возмущается, и сила трения записывается в виде силы трения Стокса

$$\vec{f}_n^{fr} = -\xi\ \left[\frac{d\ \ \vec{x}_n}{d\ \ t} - \vec{\upsilon}\ \ (\vec{x}_n)\right]. \qquad (1)$$

Здесь $\vec{x}_n$ — вектор положения звена цепи (бусинки) радиуса *b*, $\xi = 6\pi\eta b$, η — вязкость растворителя. Нами в публикациях [3-5] было проведено обобщение построения уравнения Зимма с учетом эффектов вязкого последействия. Вместо силы трения Стокса была использована сила трения Бусине, а

© А. В. Затовский, Б. Брутовский, В. Лисы, Й. Тотова, 2004

тензор Озеена строился на основе нестационарного уравнения Навье-Стокса. Запишем модифицрованное уравнение Зимма после преобразования Фурье по времени. В континуальном приближении по дискретной переменной уравнение движения для n — го звена полимерной цепи имеет вид

$$-i\omega \ \ x_\alpha^\omega(n) = \frac{1}{\xi^\omega}\left[f_\alpha^{ch,\omega}(n) + f_\alpha^\omega(n) + M\omega^2 x_\alpha^\omega(n)\right] +$$

$$+\int_0^N dm H_{\alpha\beta nm}^\omega \left[\frac{3k_B T}{a^2}\frac{\partial^2 x_\beta^\omega}{\partial m^2} + f_\beta^\omega(m) + M\omega^2 x_\beta^\omega(m)\right]. \qquad (2)$$

В этом уравнении a — средняя длина звена цепи, M — масса бусинки

$$\xi^\omega = \xi\left[1 + \chi b + \frac{1}{9}(\chi b)^2\right], \ \chi = \sqrt{-i\omega\rho/\eta}\ , \qquad (3)$$

зависящий от частоты коэффициент трения с положительной вещественной частью χ, ρ — плотность растворителя,

$H_{\alpha\beta nm}^\omega \ = \ H_{\alpha\beta}^\omega\left(\left|\vec{x}(n) - \vec{x}(m)\right|\right)$ — Фурье — образ тензора Озеена. Явный вид этого тензора приведен в [3]. Здесь же запишем лишь его значение после предварительного усреднения по равновесной парной функции распределения

$$P(r_{nm}) = \left(2\pi a^2|n-m|/3\right)^{-3/2} \qquad \exp\left[-3r_{nm}^2\Big/\left(2a^2|n-m|\right)\right] \qquad ,$$

$$\vec{r}_{nm} \equiv \vec{x}(n) - \vec{x}(m)\,, \qquad (4)$$

отметив усреднение угловыми скобками с ноликом

$$\left\langle H_{\alpha\beta nm}^\omega\right\rangle_0 = \delta_{\alpha\beta} h^\omega(n-m)\,, \qquad (5)$$

$$h^\omega(n-m) = \left(6\pi^3|n-m|\right)^{-1/2}(\eta a)^{-1}\left[1 - \sqrt{\pi}\, z\exp\left(z^2\right)\mathrm{erfc}(z)\right] \qquad ,$$

$$z \equiv \chi a\left(|n-m|/6\right)^{1/2}.$$

Приближение предварительного усреднения существенно упрощает систему уравнений (2), так как она становится системой линейных интегро-дифференциальных уравнений со случайными источниками (уравнениями Ланжевена). В континуальном пределе следует добавить дополнительные условия для концевых мономерных звеньев

$$\partial \ \ \vec{x}^\omega(n)\big/\partial n = 0\,,\ n = 0,\, N\,. \qquad (6)$$

Решение уравнений (2) удобно искать в виде разложения но внутренним модам цепи преобразованием Фурье

$$\vec{x}^{\omega}(n) = \vec{y}_0^{\omega} + 2\sum_{p\geq 1} \vec{y}_p^{\omega} \cos(\pi np/N),$$

$$\vec{y}_p^{\omega} = \tfrac{1}{N}\int_0^N dn \quad \vec{x}^{\omega}(n) \quad \cos(\pi np/N). \tag{7}$$

В этом случае амплитуды $\vec{y}_p^{\omega}$ определяются линейными алгебраическими уравнениями. Элементи Фурье-преобразования матрицы

$$h_{pq}^{\omega} = \frac{1}{N^2}\int_0^N dn \int_0^N dm \quad h^{\omega}(n-m)\cos \quad (\pi pn/N)\cos(\pi pm/N) \tag{8}$$

при больших значениях индексов диагональные. Если оба индекса порядка единицы, то недиагональные элементы имеют числовую малость по сравнению с диагональными [2]. Поэтому можно приближенно пренебречь недиагональными элементами, а в (8) использовать результаты преобразования для $p\approx 1$ в таком же виде, как и для больших p. В этом случае для амплитуд Фурье-разложения получен результат

$$\vec{y}_p^{\omega} = \vec{f}_p^{\omega}\left[-i\omega \quad \Xi_p^{\omega} - M\omega^2 + K_p\right]^{-1}, \tag{9}$$

где

$$\Xi_p^{\omega} = \xi^{\omega}\left[1+(2-\delta_{p0})Nh_{pp}^{\omega}\right]^{-1}, \text{ и } K_p = 3\text{p}^2p^2k_BT/(Na)^2,\ p = 0, 1, 2 \ldots \tag{10}$$

Спектральные свойства амплитуд случайных сил $\vec{f}_p^{\omega}$ следуют из флуктуационно-диссипативной теоремы [6], так что

$$\left\langle f_{p\alpha}^{\omega} f_{q\alpha}^{\omega'} \right\rangle = \frac{k_B T}{(2-\delta_{p0}) \quad \pi \quad N} \operatorname{Re}\Xi_p^{\omega}\delta_{\alpha\beta}\delta_{pq}\delta \quad (\omega+\omega'). \tag{11}$$

С учетом этих спектральных свойств случайной силы нами [5] был проведен анализ динамики разбавленных полимеров.

Это не единственный способ задания спектральных свойств случайных сил в теории броуновского движения. Целью последующего изложения является изучение свойств случайных сил, действующих на элементы полимерной цепи, на основании другого подхода. При движении сферической частицы в жидкости будем учитывать наряду с полем скорости, вызванным движением этой частицы, дополнительное поле скорости и давления, порождаемое спонтанными флуктуациями тензора натяжения $S_{\alpha\beta}$ (спонтанным гидродинамическим шумом). Шум будем считать гауссовым с нулевым первым моментом, а квадратичные флуктуации тензора натяжения традиционно [6] определим дельта коррелированными выражениями

$$\left\langle S_{\alpha\beta}(\vec r,\ t)\ \ S_{\alpha'\beta'}(\vec r',\ t)\right\rangle =$$
$$= 2k_B T\eta\left(\delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'}+\delta_{\alpha\beta'}\delta_{\alpha'\beta}-\tfrac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}\delta_{\alpha'\beta'}\right)\delta(\vec r-\vec r')\ \ \delta(t-t'). \tag{12}$$

Пусть скорость $\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec r)$ и давление $p^{\omega}(\vec r)$ — Фурье-компоненты поля гидродинамического шума, создаваемого случайными натяжениями $S^{\omega}_{\alpha\beta}$ в отсутствие примесной частицы, а при наличии движущейся частицы со скоростью $\dot{\vec x}_n$ эти поля обозначим $\vec V^{\omega}(\vec r)$ и $P^{\omega}(\vec r)$. Выберем начало сферической системы координат совпадающим с центром масс частицы. Краевая задача для определения Фурье-компонент поля скорости и давления несжимаемой жидкости записывается следующим образом

$$-i\omega\rho\vec V^{\omega} = -\nabla P^{\omega}+\eta\Delta\vec V^{\omega}+\vec F^{\omega},\ F^{\omega}_{\alpha}=\nabla_{\beta}S^{\omega}_{\alpha\beta},\ div\ \ \vec V^{\omega}=0, \tag{13}$$

$$\vec V^{\omega}(\vec r)=\dot{\vec x}^{\omega}_n,\ (|\vec r-\vec x_n|=b);\ \vec V^{\omega}(\vec r)\to\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec r),\ (r>>b). \tag{14}$$

Решение подобной задачи приведено в работах Мазура и Бедо [7,8], в которых результаты использованы для определения компонент тензора натяжений и силы гидродинамического напора, действующего на частицу. Этими сведениями мы воспользуемся и представим полученный результат воздействия гидродинамических сил на элементы полимерной цепи в виде двух вкладов, первый из которых по форме совпадает с нестационарным выражением (1)

$$\vec f^{\,tr,\omega}_n = -\xi^{\omega}\left[\ \dot{\vec x}^{\omega}_n-\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec x_n)\right], \tag{15}$$

а второй в виде случайной силы, свойства которой определяются корреляторами (12)

$$\vec f^{\,\omega}_n=\xi\ \ \left[\ (1+b\chi)\ \ \vec{\upsilon}^{S\omega}(\vec x_n)+\tfrac{1}{3}b^2\chi^2\ \ \ \vec{\upsilon}^{V\omega}(\vec x_n)\ \right]. \tag{16}$$

Здесь введены обозначения для интегралов по поверхности и по объему частицы, центр масс которой расположен в точке с координатами $\vec x_n$

$$\vec{\upsilon}^{S\omega}(\vec x_n)=S^{-1}\int\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec x_n+b\vec n_0)\ \ dS,\ \ \vec{\upsilon}^{V\omega}(\vec x_n)=V^{-1}\int\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec x_n+\vec r)\ dV. \tag{17}$$

Отметим, что при интегрировании при $\vec x_n=0$ для билинейных средних случайной силы (16) с использованием (12) результат [8] в точности совпадает с традиционным, основанном на использовании ФДТ [6], т.е.

$$\left\langle f^{\omega}_{\alpha}f^{\omega'}_{\beta}\right\rangle = 2k_B T\ \ \mathrm{Re}\ \zeta^{\omega}\ \ \ \delta_{\alpha\beta}\delta(\omega+\omega'). \tag{18}$$

Воспользуемся результатами (15)-(17) для построения билинейных спектров внутренних амплитуд полимерной цепи

$$\left\langle y^{\omega}_{p\alpha} \quad y^{\omega'}_{q\beta}\right\rangle = \frac{\left\langle f^{\omega}_{p\alpha} \quad f^{\omega'}_{q\beta}\right\rangle}{\left[-i\omega\Xi^{\omega}_{p} - M\omega^2 + K_p\right]\ \left[-i\omega'\Xi^{\omega'}_{q} - M\omega'^2 + K_q\right]}\ , \tag{19}$$

связанных со спектральными плотностями шума интегральным преобразованием

$$\left\langle f^{\omega}_{p\alpha} \quad f^{\omega'}_{q\beta}\right\rangle = \frac{1}{N^2}\int_0^N dn\int_0^N dm \ \left\langle f^{\omega}_{n\alpha} \quad f^{\omega'}_{m\beta}\right\rangle \cos\frac{\pi pn}{N}\cos\frac{\pi qm}{N} \tag{20}$$

Квадратичные флуктуации (12) тензора натяжений дельта коррелированны, так что можно сразу написать

$$\left\langle f^{\omega}_{n\alpha} \quad f^{\omega'}_{m\beta}\right\rangle = \delta(\omega+\omega') \ \left\langle \hat{A} \quad \hat{A}' \quad \upsilon^{\omega}_{\alpha}(\vec{x}_n+\vec{r}) \quad \upsilon^{\omega'}_{\beta}(\vec{x}_m+\vec{r}')\right\rangle,$$
$$\vec{f}^{\omega}_{n} = \hat{A}\vec{\upsilon}^{\omega}(\vec{x}_n+\vec{r})\,, \tag{21}$$

где введен оператор $\widehat{A}$, действующий по правилу (16). Спектральная плотность флуктуаций поля скорости под воздействием шума хорошо известна [9], и определяется интегрированием гидродинамической восприимчивости

$$\left\langle \upsilon^{\omega}_{\alpha}(\vec{R}) \quad \upsilon^{\omega *}_{\beta}(\vec{R}')\right\rangle = \delta_{\alpha\beta}\,\frac{k_B T}{12 \ \ \pi^3\rho}\int\frac{\nu k^2\exp(i\vec{k}(\vec{R}-\vec{R}'))}{\omega^2+\nu^2k^4}d\vec{k}\ . \tag{22}$$

Прежде, чем провести двойное интегрирование в (20) по дискретным переменным (континуальное приближение), усредним экспоненту из (22) по равновесной функции распределения $P(r_{nm})$ (4) элементов полимерной цепи (как и тензора Озеена). В результате имеем

$$\left\langle \exp(i\vec{k}(\vec{x}_n-\vec{x}_m))\right\rangle_0 = \int\exp(i\vec{k}\vec{r}_{nm}) \ \ P(r_{nm}) \ \ d\vec{r}_{nm} = \exp\ \left[-\frac{k^2a^2}{6}|n-m|\right]. \tag{23}$$

Отсюда после интегрального преобразования в таком же приближении, как и для h_{pq} , находим

$$\left[\left\langle \exp(i\vec{k}(\vec{x}_n-\vec{x}_m))\right\rangle_0\right]_{pq} \approx \delta_{pq}\,\frac{24}{pNa^2} \quad \frac{k^2}{k^4+(6\pi p/Na^2)^2}\ . \tag{24}$$

Теперь спектральную плотность амплитуд (20) можно записать в виде

$$\left\langle f_{p\alpha}^{\omega} \quad f_{q\beta}^{\omega'} \right\rangle \approx \delta(\omega+\omega')\delta_{pq}\delta_{\alpha\beta}\,\frac{2k_BT}{\pi^3 pNa^2\eta}\ \times$$
$$\times\int d\vec{k}\,\frac{\widehat{A}\widehat{A}'^{*}\exp(i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}'))}{k^4+(\omega/\nu)^2}\ \frac{k^4}{k^4+(6\pi p/Na^2)^2}\,. \tag{25}$$

Результат применения операторов $\hat{A}$ и $\hat{A}'$ к экспоненте приводит к выражению

$$\hat{A}\exp(i\vec{k}\vec{r})=\zeta\ \left[(1+b\chi)\frac{\sin\ bk}{bk}+(b\chi)^2\left(\frac{\sin\ bk}{bk}-\cos\ bk\right)\,(bk)^{-2}\right]. \tag{26}$$

Теперь спектральную плотность амплитуд разложения смещений элементов полимерной цепи можно записать при p=1, 2,… в виде

$$\left\langle \left|y_p^{\omega}\right|^2\right\rangle=\frac{24k_BT\ \ b}{\pi^2 pNa^2\eta}\ \int\limits_0^{\infty}dk\,\frac{k^6}{k^4+(\omega\ \ b^2/\nu)^2}\ \frac{1}{k^4+(6\pi p\ \ b^2/Na^2)^2}\ \times$$
$$\times\ \left|\ (1+b\chi)\frac{\sin\ k}{k}+(b\chi)^2\left(\frac{\sin\ k}{k^3}-\frac{\cos\ k}{k^2}\right)\right|^2\ \left|\frac{\xi}{-i\omega\Xi_p^{\omega}-M\omega^2+K_p}\right|^2 \tag{27}$$

Интегрирование по безразмерной переменной с учетом разложения подинтегральной функции на более простые дроби можно провести до конца и выразить ответ в элементарных функциях и с помощью интеграла вероятности [10]. Из-за громоздкости результат выписывать не будем. Рассмотрим лишь часть более простых следствий.

Для исследования диффузионного движения полимерного клубка как целого следует провести анализ динамических свойств радиуса — вектора центра масс

$$\vec{y}_0^{\omega}=\tfrac{1}{N}\int_0^N dn\ \ \vec{x}^{\omega}(n)\,.$$

Найдем коэффициент диффузии всего клубка, используя соотношение Кубо

$$D_C=\tfrac{1}{3}\left\langle\left|\dot{\vec{y}}_0^{\omega}\right|^2\right\rangle\Big|_{\omega=0}\,. \tag{28}$$

С учетом явного вида подвижности (9), (10) и (16) имеем

$$D_C=\frac{4\pi k_BT}{\eta bN^2}\int_0^N dn\int_0^N dm\ \ \int_0^{\infty}dk\left(\frac{\sin\ k}{k}\right)^2\exp(-k^2\,\frac{a^2}{6b^2}\left|n-m\right|)\,. \tag{29}$$

Введем безразмерный параметр $\sigma = b/(a\sqrt{N/6})$, и после интегрирования по n и m коэффициент диффузии принимает вид

$$D_C = \frac{4k_B T}{3\eta\sqrt{6\pi^3 a^2 N}} \quad \psi(\sigma). \tag{30}$$

Здесь

$$\psi(\sigma) = \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{dk}{k^4} \left(\frac{\sin \quad k\sigma}{k\sigma} \right)^2 \quad (k^2 - 1 + e^{-k^2}) \text{ —} \tag{31}$$

интеграл с предельным значением $\psi(0) = 1$. Интегрированием по частям можно выразить $\psi(\sigma)$ через элементарные функции и интеграл ошибок $erf(\sigma)$. Результат (30) при σ=0 точно совпадает с результатом для коэффициента диффузии клубка в модели Зимма [1-3]. Эффективный гидродинамический размер клубка $R_C \div a\sqrt{N}/\psi(\sigma)$ с учетом флуктуаций тензора натяжений растворителя содержит еще слабую зависимость от отношения размера бусинки b к размеру клубка $a\sqrt{N}$.

Остановимся еще на асимптотическом поведении при больших значениях времени корреляционной функции скорости центра масс клубка

$$\Phi_0(t) = \langle \dot{\vec{y}}_0(t)\dot{\vec{y}}_0(0) \rangle = \int d\omega \quad \cos \quad \omega t \langle \left| \dot{\vec{y}}_0^\omega \right|^2 \rangle. \tag{32}$$

При больших значениях t в выражении для спектральной плотности, входящей под знак интеграла (32), достаточно ограничиться областью малых значений ω, так что главный вклад даст спектр скорости из (21). С учетом (26) можно записать

$$\langle \left| \dot{\vec{y}}_0^\omega \right|^2 \rangle \propto \frac{k_B T}{N^2} \times$$
$$\times \int_0^N dn \int_0^N dm \quad \int d\vec{k} \quad \frac{\nu k^2}{\omega^2 + (\nu k^2)^2} \left(\frac{\sin \quad kb}{kb} \right)^2 \exp(-k^2 a^2 |n-m|/6). \tag{33}$$

Отсюда

$$\Phi_0(t) \approx \frac{6k_B T}{\rho\pi N a^2 b} \quad \left[\varphi \left(\frac{b}{\sqrt{\nu t}} \right) - \varphi \left(\frac{b}{\sqrt{\nu t + a^2 N/6}} \right) \right], \tag{34}$$

где введено обозначение

$$\varphi(x) = erf(x) - (1 - e^{-x^2}) \quad (x\sqrt{\pi})^{-1}. \tag{35}$$

Главный член аимптотики при $t >> Na^2/\nu$ имеет такое же значение, как и для уединенной броуновской частицы (или глобулы как целого) , но с учетом эффектов вязкого последействия [5], и не содержит параметров полимерной цепи

$$\Phi_0(t) \approx \frac{2k_B T}{\rho} \ (4\pi\nu t)^{-3/2} . \tag{36}$$

Отметим также, что выражение (34) допускает интерполяцию временной зависимости в область малых значений времени, а среднеквадратичное значение скорости центра масс клубка определяется ее эффективной массой

$$\Phi_0(t) \approx \frac{3k_B T}{M_C^{eff}},\ M_C^{eff} \propto (\rho N a^2 b) / \ \left[1-\varphi(\frac{b}{a\sqrt{N/6}})\right] . \tag{37}$$

Литература

1. Doi M., Edwards S.F. The theory of polymer dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1986. 460 p.
2. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. Статистическая физика макромолекул. М.: Наука, 1989. 342 с.
3. Затовский А. В., Левин М.В., Лисы В. Кинетика разбавленных полимеров с учетом вязкого последействия// Физика аэродисп. систем. 2001. В. 38. С. 228-235.
4. Lisy V., Tothova J., Zatovsky A.V. Long-time tails in the dynamics of Rouse polymers// J. Chem. Phys. 2003. V.119, n.24. P. 13135-13137.
5. Lisy V., Tothova J., Zatovsky A.V. Long-time dynamics of Rouse-Zimm polymers in dilute solutions with hydrodynamic memory// J.Chem. Phys. 2004. V.129, n.21. P.10699-10706.
6. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. М.: Наука, 1978. Часть 2, 447 с.
7. Mazur P., Bedeaux D. A generalization of Faxen’s theorem to nonsteady motion of a sphere through an incompressible fluid in arbitrary flow// Physica. 1974. V. 76. P. 235-246. V. 78. P.505-515.
8. Bedeaux D., Mazur P. Brownian motion and fluctuating hydrodynamics// Physica. 1974. V. 76. P. 247-258.
9. Фишер И.З. Гидродинамическая асимптотика автокорреляционной функции скорости молекулы в классической жидкости// ЖЭТФ. 1971. Т.61. С. 1647-1659.
10. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1963. 1100 с.

О. В. Затовський, Б. Брутовський, В. Лісы, Й. Тотова

**Про динаміку полімерних розчинів
з врахуванням гідродинамічного шуму**

АНОТАЦІЯ

Проведено узагальнення динамічного рівняння Рауза-Зіма для вектора положення ланки полімера з врахуванням ефектів в'язкої післядії та гідродинамічного шуму. В якості випадкових сил, відповідних за шум, взяті випадкові флуктуації тензора натягу в рівняннях гідродинаміки. В результаті на ланку діють випадкові сили, спектральні властивостті яких не дельта корельовані, а визначаються гідродинамічною сприйнятливістю рзчинника. Операція попереднього усереднення тензора Озеена нестаціонарного рівняння Нав'є-Стокса дозволила знайти часові кореляційні функції компонент разкладу Фур'є положення ланки полімера у вигляді часової згортки раніше знайдених нами результатів з кореляційними функціями гідродинамічного поля, яке породжується шумом. Головний член далекочасової залежності КФ швидкості центра мас глобули має алгебраїчну залежність, і не залежить від її параметрів. Час внутрішньої релаксації і коефіцієнт дифузії макромолекули як цілого такі ж, як і в моделі Рауза-Зіма.

Zatovsky A.V., Brutovsky B., Lisy V., Tothova J.

About of dynamycs dilute polymers with the hydrodynamic noise

SUMMARY

The generalization of Rouse-Zimm equation for a polymer link position vector is conducted of taking into account the viscous aftereffect and hydrodynamic noise. Ozeen tensor is constructed on the basis of non stationary Navier-Stockes equation. Nonmarkov equation for the time correlation function of the furrier components of the polymer link position is obtained. The viscous aftereffect essentially tells upon the long-time asymptotic — it becomes the fractional-power function. Molecular relaxation time and diffusion coefficient rest as such as at Rouse-Zimm model.