

УДК 669.287

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛИМЕРОВ. НЕЭВКЛИДОВА ФИЗИКА

В. У. Новиков, Г. В. Козлов

Московский государственный открытый университет, Москва, Россия

Показано, что соотношения, полученные для стеклообразных полимеров, как для эвклидовых объектов, не совсем корректны, поскольку с их помощью описываются частные случаи ситуации предельных (крайних) размерностей. Представление структуры полимеров, как фрактальных объектов, открывает возможность для их характеристики однородными показателями — фрактальными размерностями, что приводит к более общим фундаментальным соотношениям между разными структурными уровнями и свойствами полимеров. Это и позволило предложить название новой концепции как неэвклидова физика полимеров.

Фрактальный анализ имеет сравнительно короткую историю [1]. В настоящее время трудно найти такую область физики, где методы фрактального анализа не нашли бы своего применения или, по крайней мере, не предпринимались бы попытки его применения. Использование в эвклидовой геометрии объектов только с целочисленной размерностью обедняет процесс познания, по существу оставляя за пределами сферы изучения множество объектов с дробной фрактальной размерностью.

Полимеры в этом отношении представляют особый интерес, что обусловлено, по крайней мере, такими факторами, как:

широкое распространение естественных полимерных тел в природе и не менее широкое использование в промышленности искусственно синтезированных полимеров;

полимер, по определению, состоит из длинных цепных макромолекул, что придает ему свойства, не присущие другим классам твердых тел, а это означает необходимость введения особой характеристики такой цепи, наиболее распространенной из которых является ее жесткость [1—3];

термодинамическая неравновесность структуры полимеров, которая особенно ярко проявляется для стеклообразного состояния этого класса твердых тел.

По данным [4], именно термодинамически неравновесные процессы формируют фрактальные структуры. Классическим примером выполнения этого правила являются поверхности разрушения твердых тел. В большом числе экспериментальных работ показано, что фрактальность поверхности разрушения не зависит от термодинамического состояния самого твердого тела [5]. Такое положение определяется тем, что процесс разрушения является термодинамически неравновесным [6]. Этот же фактор определяет фрактальность структуры полимеров, подтвержденную экспериментально. Как и для каждого реального (физического) фрактала, фрактальные свойства структуры полимеров ограничены определенными масштабами: от нескольких ангстрем снизу до нескольких десятков ангстрем сверху [7, 8].

Однако не следует забывать, что фрактальный анализ дает только математическое описание полимеров, т. е. он не идентифицирует те структурные единицы (элементы), из которых строится структура всякого реального полимера. Физическое описание термодинамической неравновесности структуры полимера в рамках понятия локального порядка дает кластерная модель структуры аморфного состояния полимера [9, 10], которая количественно идентифицирует ее элементы. Говоря о структуре аморфных полимеров, следует отметить, что большинство исследователей считают доказанным наличие в них структурных образований сегментального масштаба, хотя конкретный тип упаковки в этих образованиях остается дискуссионным [11—13]. Следует подчеркнуть, что представления об аморфной структуре как об абсолютно-неупорядоченной — некорректно. Согласно доказанной в теории чисел теореме Рамсея [14],

любое достаточно большое количество $i > R(i, j)$ чисел, точек или объектов (в рассматриваемом случае — элементов структуры) обязательно содержит высокопорядоченную подсистему из $N_j < R(i, j)$ элементов. Поэтому абсолютная неупорядоченность больших систем (структур) невозможна. Аналогично может быть доказано, что любая структура, состоящая из N элементов, при $N > B_n(j)$ представляет собой совокупность конечного числа вложенных друг в друга самоподобных структур, хаусдорфова размерность которых в общем случае может быть разной, т. е. любая структура независимо от физической природы, состоящая из достаточно большого числа элементов, является мультифракталом (в частном случае — фракталом) и характеризуется спектром размерностей Реньи $d_q, q = 0, 1, 2, \dots$ [15]. Показано [6], что стремление конденсированных систем к самоорганизации в масштабно-инвариантных, мультифрактальных формах является следствием фундаментальных принципов термодинамики открытых систем, а d_q определяется конкуренцией близко- и дальнедействующих межатомных корреляций, определяющих соответственно объемную сжимаемость и сдвиговую жесткость твердых тел. Поскольку кластерная и фрактальная модели рассматривают полимер как бы с двух сторон, то они дополняют друг друга [15]. Так, между фрактальной размерностью структуры полимеров df и долей областей локального порядка (кластеров) $f_{кл}$ получено простое соотношение [16]:

$$df = 3 - 5,98 \cdot 10^{-10} (f_{кл} / C_\infty S)^{1/2}, \quad (1)$$

где C_∞ — характеристическое отношение, которое является показателем статистической жесткости цепи [4];

S — площадь поперечного сечения макромолекулы.

Следовательно, стеклообразный полимер в масштабе размеров $\sim 3-70 \text{ \AA}$ [9] является фракталом и в этом же масштабе существует кластерная структура полимеров [16]. При масштабах, превышающих $\sim 70 \text{ \AA}$, эти полимеры могут рассматриваться как трехмерные евклидовы объекты ($d = 3$), что типично для механики сплошных сред. Однако, для указанных выше масштабов $df < d$ и это делает закономерности, полученные для евклидова пространства, неприменимыми к стеклообразным полимерам. Типичным примером такой ситуации является хорошо известный факт. Полученные в приближении евклидова пространства и превосходно работающие для каучуков уравнения неприменимы для стеклообразного состояния этих же полимеров. Существует ряд эмпирических объяснений этому факту [17], но фундаментальным объяснением является различие размерности структуры стеклообразного полимера и евклидовой размерности [18]. Размерность структуры каучука близка к 3 и это предопределяет применимость упомянутых уравнений. Однако простой учет истинной (фрактальной) размерности элементов структуры полимеров дает возможность применения таких уравнений и для стеклообразного состояния полимеров. Примером могут послужить два уравнения, введенных в предположении евклидова пространства:

$$a^2 = C_\infty M_c l_0^2 / m \quad (2)$$

и

$$\lambda = n_{ст}^{1/2}, \quad (3)$$

где a — расстояние между молекулярными зацеплениями (диаметр “трубки” в скейлинговых моделях); M_c — молекулярная масса участка цепи между этими зацеплениями; l_0 и m — длина и молекулярная масса реальной связи основной цепи макромолекулы; λ — предельная степень вытяжки; $n_{ст}$ — число статистических сегментов на участке цепи между зацеплениями.

Показатели с цифрой 2 в уравнениях (2) и (3) предопределяются предполагаемой размерностью цепи, равной 2. Учет реальной размерности участка цепи между зацеплениями в стеклообразном состоянии D ($1 < D < 2$), т. е., учет его фрактальности дает следующие соотношения [16, 19]:

$$a^D = C_\infty^{D-1} (M_c / m) l_0^D; \quad (4)$$

и

$$\lambda = (a / l_{ст})^{D-1}, \quad l_{ст} = C_\infty l_0, \quad (5)$$

где $l_{ст}$ — длина статистического сегмента, которые превосходно описывают поведение полимеров и в каучукоподобном (при $D = 2$), и в стеклообразном состоянии, что следует из приведенных ниже табл. 1 и рис. 1.

Таблица 1

Сравнение экспериментальных [46] и рассчитанных величин характеристического отношения C_∞ как функции соотношения отвердитель: олигомер ($K_{ст}$) для эпоксиполимеров отвержденных аминами (ЭП-1) и ангидридами (ЭП-2) [16]

Полимер	$K_{ст}$	D	C_∞		
			из [46]	по (2)	по (4)
ЭП-1	0,50	2,06	5,23	4,83	5,28
	0,75	1,60	4,32	6,97	3,50
	1,0	1,25	3,38	9,94	3,68
	1,25	1,35	3,75	8,89	3,19
	1,50	1,50	4,05	7,68	3,34
ЭП-2	0,50	1,85	5,27	6,54	5,35
	0,75	1,43	3,98	8,89	4,69
	1,0	1,32	3,40	9,24	3,37
	1,25	1,35	3,70	9,24	3,90
	1,50	1,55	4,10	7,96	4,29

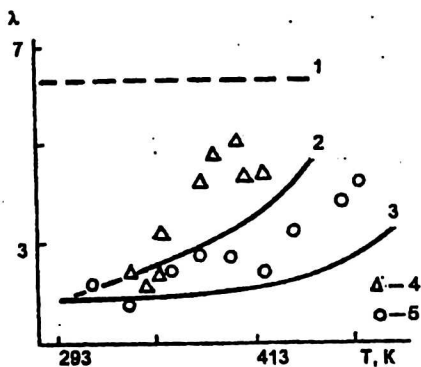


Рис. 1. Зависимости предельной степени вытяжки λ от температуры испытаний T для поликарбоната (1, 2, 4) и полиакрилата (1, 3, 5):
1 — расчет по уравнению (3); 2, 3 — расчет по уравнению (5);
4, 5 — экспериментальные данные [19]

Все большее распространение получают методы компьютерного прогнозирования (моделирования) структуры и свойств полимеров и полимерных композитов. В связи с этим необходимо физически строгое определение числа независимых параметров, с использованием которых возможна реализация этих методов. В этом аспекте фрактальные объекты принципиально отличаются от евклидовых.

Если последние обладают трансляционной симметрией и для описания требуется только один параметр (евклидова размерность d), то фрактальные объекты для своего описания требуют, как минимум, трех размерностей — хаусдорфовой df , спектральной ds и евклидовой d . Даже при фиксации последней ($d = 3$) необходимо, как минимум, использование двух размерностей: df и ds [20]. Это положение соответствует известному правилу неравновесной термодинамики: стеклообразные полимеры не подчиняются тождеству Пригожина-Дефая и поэтому для их описания требуются, как минимум, два параметра порядка [21, 22]. Таким образом, однопараметрическое описание, соответствующее евклидовым объектам, некорректно при описании фрактальных объектов.

Различия термодинамического состояния полимеров и металлов (кристаллические металлы являются термодинамически равновесными телами) позволяют установить различия в направленности разного рода процессов для этих классов твердых тел. Так, процесс деформирования металлов определяется формированием диссипативных структур, а для полимеров — их ангиляцией [23]. В обоих случаях эти процессы описываются изменением величины df .

Использование фрактальной концепции дало возможность установить фундаментальные принципы формирования надмолекулярных структур полимеров [24].

Было показано, что коэффициентом автомодельности этих структур служит величина C_∞ , что позволило получить соотношение между молекулярными характеристиками полимеров и величиной df [16]:

$$C_\infty = [df / 3(3 - df)] + 4 / 3. \quad (6)$$

Уравнение (6) получено для трехмерного объемлющего пространства ($d = 3$) и, как следует из рис. 2, рассчитанные по нему данные хорошо соответствуют экспериментальным результатам.

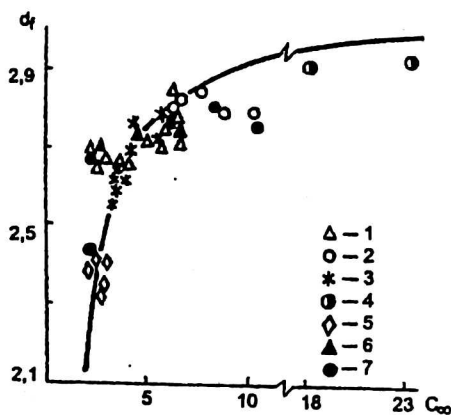


Рис. 2. Зависимость фрактальной размерности df структуры полимеров от характеристического отношения C_∞ . Сплошная линия — расчет по уравнению (6):

Экспериментальные данные: 1 — линейные полимеры, ударные испытания; 2 — линейные полимеры, расчет df по данным [47]; 3 — эпоксиполимеры; 4 — сверхвысокомолекулярный полиэтилен, полученный твердофазной экструзией; 5 — полиарилат, полученный твердофазной экструзией при $T > T_c$; 6 — линейные полимеры, испытания на растяжение; 7 — линейные полимеры, расчет по данным малоугловой рентгенографии [16]

Необходимо отметить еще одну важную особенность применения фрактального анализа для определения размерности участка цепи D между зацеплениями и/или химическими сшивками. Если представить этот участок как ломанную линию, состоящую из статистических сегментов длиной $l_{ст}$, то можно записать следующее соотношение [25]:

$$(L / l_{ст}) = (a / l_{ст})^D, \quad (7)$$

где L — длина участка цепи между зацеплениями и/или химическими сшивками.

Уравнение (7) представляет собой общее соотношение для произвольной фрактальной ломанной линии, где в качестве масштаба измерения выбран параметр $l_{ст}$, хотя в общем случае этот масштаб — величина переменная. Величина $l_{ст}$ характеризует истинную жесткость цепи [26] или то свойство, которое назвали “tortuosity” [27] — “способность ломаться” на участки длиной $l_{ст}$. Этот важнейший параметр определяет топологическую структуру полимера и, как следствие, его свойства. Поэтому мы называем $l_{ст}$ “естественным” масштабом цепи, отражающим влияние ее жесткости на величину D . Отметим, что другие способы оценки D дают значения, согласующиеся с величиной D , определенной из уравнения (7) при условии выбора “естественного” масштаба.

Было показано [28], что кластерная структура является перколяционной системой, а это означает ее фрактальность [29]. Этот факт вместе с указанным выше совпадением линейных масштабов существования в полимерах однородных фракталов и кластерной структуры подтверждает высказанную точку зрения, что фрактальный анализ представляет собой математическую идентификацию последней.

Наряду с продолжающимися фундаментальными работами [30], применение фрактального анализа для описания структуры и свойств полимеров имеет ряд практических достоинств. Так, фрактальные размерности любого объекта имеют четко определенные границы, в частности, фрактальная размерность объекта не может превышать размерности того евклидова пространства, в которое погружен этот объект. Это положение определяет пределы вариации того или иного параметра, определяемого в рамках фрактального анализа.

В физике полимеров известно много соотношений между разными структурными уровнями, а также между структурой и свойствами. Однако все эти соотношения существуют на чисто качественном уровне. Известно также, что увеличение плотности сшивки снижает молекулярную подвижность в сетчатых полимерах [3]. Однако, поскольку эти явления характеризуются разнородными параметрами, то получить между ними теоретические соотношения весьма затруднительно. Если же разные структурные уровни представлены как фрактальные объекты, то они характеризуются однородными показателями (фрактальными размерностями), что в корне меняет ситуацию. Так, было получено аналитическое соотношение между молекулярной подвижностью цепей, характеризуемой величиной D , и степенью локального порядка надмолекулярной структуры, характеризуемой величиной df [16]:

$$D = \ln n_{ст} / [\ln (4 - df) - \ln (3 - df)]. \quad (8)$$

Приведенное на рис. 3 сравнение величин D , рассчитанных по уравнениям (7) и (8), для эпоксиполимеров, сшитых аминами и ангидридами, показало их хорошее соответствие при условии выбора в уравнении (7) “естественного” масштаба $l_{ст}$.

Термофлуктуационная природа локального порядка в полимерах означает, что величина $f_{кл}$ (уравнение (1)) является функцией и температуры испытаний, и скорости деформации. Это положение справедливо и для df , что легко и просто описывает температурные и скоростные зависимости тех или иных свойств в рамках фрактального анализа. Особенно наглядно это проявляется в случае аморфно-кристаллических полимеров с расстеклованной аморфной фазой, где процесс механического стеклования описывается изменением величины df .

Необходимо отметить еще одну важную особенность применения фрактального анализа для определения размерности участка цепи D между зацеплениями и/или химическими сшивками. Если представить этот участок как ломанную линию, состоящую из статистических сегментов длиной $l_{ст}$, то можно записать следующее соотношение [25]:

$$(L / l_{ст}) = (a / l_{ст})^D, \quad (7)$$

где L — длина участка цепи между зацеплениями и/или химическими сшивками.

Уравнение (7) представляет собой общее соотношение для произвольной фрактальной ломанной линии, где в качестве масштаба измерения выбран параметр $l_{ст}$, хотя в общем случае этот масштаб — величина переменная. Величина $l_{ст}$ характеризует истинную жесткость цепи [26] или то свойство, которое назвали "tortuosity" [27] — "способность ломаться" на участки длиной $l_{ст}$. Этот важнейший параметр определяет топологическую структуру полимера и, как следствие, его свойства. Поэтому мы называем $l_{ст}$ "естественным" масштабом цепи, отражающим влияние ее жесткости на величину D . Отметим, что другие способы оценки D дают значения, согласующиеся с величиной D , определенной из уравнения (7) при условии выбора "естественного" масштаба.

Было показано [28], что кластерная структура является перколяционной системой, а это означает ее фрактальность [29]. Этот факт вместе с указанным выше совпадением линейных масштабов существования в полимерах однородных фракталов и кластерной структуры подтверждает высказанную точку зрения, что фрактальный анализ представляет собой математическую идентификацию последней.

Наряду с продолжающимися фундаментальными работами [30], применение фрактального анализа для описания структуры и свойств полимеров имеет ряд практических достоинств. Так, фрактальные размерности любого объекта имеют четко определенные границы, в частности, фрактальная размерность объекта не может превышать размерности того евклидова пространства, в которое погружен этот объект. Это положение определяет пределы вариации того или иного параметра, определяемого в рамках фрактального анализа.

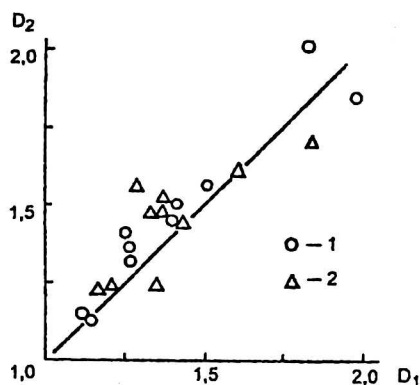
В физике полимеров известно много соотношений между разными структурными уровнями, а также между структурой и свойствами. Однако все эти соотношения существуют на чисто качественном уровне. Известно также, что увеличение плотности сшивки снижает молекулярную подвижность в сетчатых полимерах [3]. Однако, поскольку эти явления характеризуются разнородными параметрами, то получить между ними теоретические соотношения весьма затруднительно. Если же разные структурные уровни представлены как фрактальные объекты, то они характеризуются однородными показателями (фрактальными размерностями), что в корне меняет ситуацию. Так, было получено аналитическое соотношение между молекулярной подвижностью цепей, характеризуемой величиной D , и степенью локального порядка надмолекулярной структуры, характеризуемой величиной df [16]:

$$D = \ln n_{ст} / [\ln(4 - df) - \ln(3 - df)]. \quad (8)$$

Приведенное на рис. 3 сравнение величин D , рассчитанных по уравнениям (7) и (8), для эпоксиполимеров, сшитых аминами и ангидридами, показало их хорошее соответствие при условии выбора в уравнении (7) "естественного" масштаба $l_{ст}$.

Термофлуктуационная природа локального порядка в полимерах означает, что величина $f_{кл}$ (уравнение (1)) является функцией и температуры испытаний, и скорости деформации. Это положение справедливо и для df , что легко и просто описывает температурные и скоростные зависимости тех или иных свойств в рамках фрактального анализа. Особенно наглядно это проявляется в случае аморфно-кристаллических полимеров с расстеклованной аморфной фазой, где процесс механического стеклования описывается изменением величины df .

Рис. 3. Соотношение между фрактальными размерностями участка цепи между узлами химической шивки, определенной по уравнению (7) — D_1 и по уравнению (8) — D_2 для эпоксиполимеров, сшитых аминами (1) и ангидридами (2) [16]



Применение фрактальной концепции пластичности полимеров [31] позволило впервые теоретически продемонстрировать необходимость частичного плавления (разупорядочения) кристаллитов в процессе текучести аморфно-кристаллических полимеров [32].

Дилатонная концепция разрушения [33] предполагает образование отрицательных флуктуаций плотности — дилатонов, чья длина определяется длиной свободного пробега фононов Y . В этом случае коэффициент механической перегрузки на разрываемых связях X определяется так [34]:

$$X = Y / a_m, \tag{9}$$

где a_m — межатомное расстояние.

Соотношение (9) было проверено для ряда ориентированных полимеров [34]. Однако в случае неориентированных полимеров было обнаружено, что $X < 1$, т.е., механические перенапряжения на разрываемых связях отсутствуют [35]. Возбужденные состояния (фононы) в рамках фрактальной концепции Alexander S. и Orbach R. [36] локализуются на фракталах, что означает отсутствие у них свободного пробега. Таким фракталом является участок цепи между зацеплениями, и по мере ориентации полимера его фрактальная размерность D должна снижаться согласно уравнению (7) [37]. При полной вытяжке этого участка $L = a$ и согласно тому же уравнению (7) $D = 1$, т.е. цепь перестает быть фракталом в силу совпадения фрактальной и топологической размерностей. Это означает делокализацию фононов, появление у них свободного пробега и появление механических перенапряжений на разрываемых связях.

Существующие концепции предполагают неизменность плотности сетки молекулярных зацеплений (n , следовательно, величины L) для линейных полимеров выше и ниже температуры стеклования T_c [27], а фактическое увеличение числа точек топологической фиксации цепей в стеклообразном состоянии по сравнению с каучукоподобным некоторые авторы пытались учесть эмпирически [17].

Фрактальная концепция позволяет учесть этот эффект прямым способом. Так, если в уравнении (8) использовать типичные для каучуков $df = 2,90$ и $D = 1,95$ [16], то получим величины n (или $L = n l_{ст}$), хорошо согласующиеся с литературными данными [38] (табл. 2). При $T < T_c$ наблюдается уменьшение коэффициента Пуассона μ по мере снижения T [39]. Поскольку μ и df связаны соотношением [6]

$$df = (d - 1)(1 + \mu), \tag{10}$$

то снижение T определяет уменьшение df и, следовательно, уменьшение n_c даже при постоянной величине D . В свою очередь уменьшение $n_{ст}$ означает увеличение числа точек топологической фиксации цепей в стеклообразном полимере.

Таблица 2

Величины характеристического отношения C_∞ , длины реальной связи основной цепи l_0 , экспериментальной L_2 и рассчитанной по (8) L_T длин участка цепи между молекулярными "захлестами" для некоторых полимеров

Полимер	C_∞ [26, 27]	l_0 , Å [26]	L_2 , нм [38]	L_T , нм
Поли- <i>l</i> -додецилметакрилат	13,4	1,54	226	208
Поли- <i>l</i> -октилметакрилат	10	1,54	177	149
Полистирол	10	1,54	10,4	149
Поливинилацетат	9,4	1,54	88	136
Поли- <i>l</i> -бутилметакрилат	9,1	1,54	130	131
Полиметилметакрилат	8,6	1,54	97	92
Полиэтилен	6,8	1,54	56	88
Поливинилхлорид	6,7	1,54	32	87
Политетрафторэтилен	6,3	1,54	41	80
Полиамид-6	5,3	1,49	46	61
Полипропиленоксид	5,1	1,49	60	58
Полиэтиленоксид	4,2	1,49	45	43
Полиэтилентерефталат	4,2	1,25	21	36
Полиэфиртерефталат	3,3	1,25	28	30
Поликарбонат	2,4	1,25	29	17

Очень важным моментом изложенного выше является то, что полученные ранее соотношения для евклидовых пространств, например, уравнения (2), (3), (9), входят в неевклидову физику полимеров как частные случаи, характеризующие ситуации предельных размерностей (в случае каучуков, ориентированных полимеров и т. д.). Это и позволяет нам предложить наименование концепции — "неевклидова физика полимеров", поскольку общую корректность имеют уравнения именно для неевклидовых (фрактальных) размерностей, а уравнения для евклидовых размерностей представляют собой частные случаи, тогда как обратное не верно.

Рассмотренный подход основан на выборе в качестве основной структурной единицы участка цепи между точками ее топологической фиксации, будь то узлы химической сшивки, кластеры или макромолекулярные "захлесты". Этот выбор определен хорошо известным правилом — собственно полимерные свойства реализуются только для полимеров с молекулярной массой, достаточно высокой, чтобы был образован каркас из точек такой фиксации [40]. Однако, существует и другой подход, рассматривающий фрактальные свойства полимерного макромолекулярного клубка — так называемого полимерного фрактала [41—44]. Мы полагаем, что оба подхода, дополняя друг друга, имеют право на существование, хотя предлагаемая нами трактовка более подходит именно для стеклообразного состояния полимеров [45—46].

Таким образом, в работе кратко показаны фундаментальные предпосылки применения фрактального анализа для описания структуры и свойств полимеров, а также наиболее важные из полученных результатов. Естественно, этим развитие указанного подхода далеко не ограничено.

Л и т е р а т у р а

1. Stauffer, D., Stanley H. E. From Newton to Mandelbrot. Academic Press, 1996.
2. Massopust P. R. Fractal Function, Fractal Surfaces, and Wavelets. Academic Press, 1996.
3. Бартенев Г. М., Френкель С. Я. Физика полимеров. — Л.: Химия, 1990.
4. Будтов В. П. Физическая химия растворов полимеров. — С.-Петербург: Химия, 1992.
5. Hornbogen E// Int. Mater. Rev. 1989. V. 34. P. 277—296.

6. Иванова В. С. и др. Синергетика и фракталы в материаловедении. — М.: Наука, 1994.
7. Vessendorf M. H. // Int. J. Engng. Sci. 1987. V. 25. P. 667—672.
8. Багрянский В. А. и др. // Физика твердого тела. 1988. Т. 30. С. 23—2366.
9. Землянов М. Г. и др. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1992. Т. 101. С. 284—293.
10. Белоусов В. Н. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 313. С. 630—633.
11. Sanditov D. S. и др. // Ukrain. polymer J. 1992. V. 1. P. 241—258.
12. Баланкин А. С. и др. // Докл. РАН. 1992. Т. 326. С. 463—466.
13. Лебедев В. П. // Успехи химии. 1978. Т. 47. С. 127—151.
14. Boyer R. F. // J. Macromol. Sci.: Phys. 1976. V. 12B. P. 253—301.
15. Fischer T. W. // J. Non-Cryst. Solids. 1978. V. 31. P. 181—205.
16. Козлов Г. В., Новиков В. У. Синергетика и фрактальный анализ сетчатых полимеров. — М.: Наука, 1996.
17. Edwards S. F., Villgis T. // Polymer. 1978. V. 28. P. 375—378.
18. Козлов Г. В. и др. // Физика и техника высоких давлений. 1995. Т. 56. С. 74—80.
19. Новиков В. У., Козлов Г. В. Фрактальный анализ процесса разрушения полимеров и полимерных композитов. — М.: Наука, 1996.
20. Ramnair R., Toulouse, G. L. // Phys.-Letters. 1983. V. 44. P. 13—22.
21. Song H. H., Roe, R. J. // Macromolecules. 1987. V. 20. P. 2723—2732.
22. Bunde A., Havlin S. Fractals and Disordered Systems. Academic Press, edited 2nd, 1966.
23. Козлов Г. В. и др. // Физика и техника высоких давлений. 1995. Т. 5. С. 59—64.
24. Новиков В. У. и др. Proc. 2nd Symp. "Advances in Structured and Heterogeneous Continua" Aug. 14—16, 1995. — Moscow, Russia (Moscow, 45—46, 1995).
25. Смирнов Б. М. // Успехи физических наук. 1986. Т. 149. С. 177—219.
26. Wu S. // J. Appl. Polymer Sci. 1992. V. 46. P. 619—624.
27. Wu S. J. // Polymer Sci: Part B: Polymer Phys. 1989. V. 27. P. 723—741.
28. Козлов Г. В. и др. // Письма в журнал технической физики. 1996. Т. 22. С. 31—38.
29. Соколов И. М. // Успехи физических наук. 1987. Т. 150. С. 221—256.
30. Зосимов В. В., Лямшев Л. М. // Там же. 1995. Т. 165. С. 361—401.
31. Баланкин А. С., Бугримов А. Л. // Высокомолекулярные соединения. 1992. Т. 34A. С. 135—139.
32. Белошенко В. А., Козлов Г. В. // Механика композитных материалов. 1994. Т. 30. С. 451—454.
33. Журков С. Н. // Физика твердого тела. 1993. Т. 25. С. 3119—3123.
34. Веттерген В. И. // Там же. 1984. Т. 25. С. 1699—1704.
35. Козлов Г. В., Сандитов Д. С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. — Новосибирск: Наука, 1994.
36. Alexander S., Orbach R. // J. Phys. Letters. 1982. V. 43. P. 625—631.
37. Козлов Г. В. и др. // Украинский физический журнал. 1995. Т. 40L. С. 883—886.
38. Ahagoni S. M. // Macromolecules. 1985. V. 18. P. 2624—2630.
39. Козлов Г. В. и др. // Изв. вузов. Естественные науки. 1994. № 1—2 (86). С. 54—59.
40. Flory P. J. // Polymer J. 1985. V. 7. P. 1—12.
41. Lhuillies D. // J. Phys. France. 1988. V. 49. P. 705—710.
42. Vilgis T. A. // J. Phys. France. 1988. V. 49. P. 1481—1483.
43. Vilgis T. A. // Physica A. 1988. V. 153. P. 341—354.
44. Vilgis T. A. // J. Phys. 11, France. 1994. V. 4. P. 2187—2196.
45. Hess V. et al. // Macromolecules. 1998. V. 21. P. 2536—2541.
46. Козлов Г. В. и др. // Докл. НАН Украины. 1994. № 12. С. 126—128.
47. Калинин Э. Л., Соковцева М. Б. Свойства и переработка термопластов. — Л.: Химия, 1983.

FRACTAL ANALYSIS OF POLYMERS. UNEUKLIDEAN PHYSIC

V. U. Novicov, G. V. Kozlov

Moscow state open university, Moscow, Russia

Is shown, that correlation. received for glassy state polymers, as for eukleides objects, are not absolutely correct, as with their help special cases of a situation are desc-ribed extreme dimensions. Representation of structure on polymers, as of fractallic objects, opens an opportunity for their characteristics by homogeneous parameters — fractallic time by regularities, that results to more common fundamental correlation between different structural levels and properties of polymers. It and has allowed to offer the name of the new concept both physicts of polymers is uneuklidean.