

ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

Том (A) XVIII

СОЕДИНЕНИЯ

№ 8

1976

УДК 541.64 : 539.26

МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ НА ИДЕАЛЬНЫХ «НАДМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПАРАКРИСТАЛЛАХ»

Б. А. Ашеров, Б. М. Гинзбург, С. Я. Френкель

Проведен расчет интенсивности $I(S)$ малоуглового рассеяния рентгеновых лучей от идеального «надмолекулярного паракристалла», характеризуемого по определению следующими условиями: 1) все ребра его параллельны координатным линиям некой трехмерной криволинейной системы координат; 2) все ограничивающие его поверхности параллельны координатным поверхностям той же системы координат; 3) распределение плотности внутри него описывается произведением трех функций, каждая из которых зависит только от одной криволинейной координаты, причем это распределение является усредненным в элементах объема, достаточно больших, чтобы в результате усреднения можно было совершить переход от дискретного распределения электронной плотности (с максимумами в местах расположения атомов) к непрерывному распределению. Частными случаями «надмолекулярного паракристалла» являются идеальный паракристалл, паракристаллическая слоевая решетка, фибрилла с перекошенными кристаллитами, а также макрорешетка Хоземанна. Общие формулы для расчета $I(S)$ получены в виде, удобном для перехода к различным конкретным моделям.

Для кристаллических решеток полимеров характерны паракристаллические искажения второго рода [1, 2]. При рассмотрении малоуглового рассеяния рентгеновых лучей на полимерных системах обычно принимают, что для большой периодичности, характеризующей их надмолекулярную организацию (НМО), также присущи паракристаллические искажения [1, 3–10].

Искажения периодичности приводят к тому, что слоевые линии на рентгенограммах расплываются в слоевые пояса [1, 2]. Тогда при вариации формы кристаллических и аморфных участков в моделях НМО ориентированных полимеров можно получить большое разнообразие расчетных малоугловых рентгенограмм (МР) [11], реальность которых подтверждается экспериментально.

До сих пор в наиболее общем виде влияние формы кристаллических и аморфных участков или слоев на интенсивность рассеяния $I(S)$ было рассмотрено в работе Бонарта [12]. Им был проведен расчет $I(S)$ от паракристаллической слоевой решетки, в которой слои ограничивались поверхностями $x_3 = q(x_1, x_2)$ одинаковой (но произвольной) формы, где x_1, x_2, x_3 – координаты декартовой системы координат; при этом вводили два условия: 1) слои образуются путем трансляции поверхностей, параллельных q , только вдоль направления x_3 ; 2) распределение плотности вдоль любой поверхности, параллельной q , постоянно, но изменяется по закону паракристаллической периодичности вдоль направления x_3 .

В расчетах Бонарта форму поверхности q задавали только в общем виде, что требовало при переходе к более конкретным моделям проведения дополнительных расчетов или проведения расчетов заново, что и было сделано, например, для модели фибриллы с косоугольными кристаллитами в работе [11].

В данной работе мы провели расчет $I(S)$ от идеального «надмолекулярного паракристалла», частным случаем которого является паракристаллическая слоевая решетка Бонарта (а также идеальный паракристалл [1], фибрilla с перекошенными кристаллитами [11, 13], фибрilla типа «шеврона» [14] и макрорешетка Хоземанна [1]); при этом мы не вводили условия Бонарта, считая, что распределение плотности вдоль поверхностей, параллельных q , может быть произвольным, но с точностью до нормирующего множителя одинаковым для всех поверхностей.

Конечные формулы получены нами в виде, удобном для перехода к различным конкретным моделям, описанным в литературе.

Определение идеального «надмолекулярного паракристалла». Пусть имеется тело, для которого характерно следующее (рис. 1): 1) все ребра параллельны координатным линиям некой трехмерной криволинейной системы координат; 2) все поверхности, ограничивающие тело, параллельны координатным поверхностям той же системы координат; 3) распределение плотности описывается произведением трех функций, каждая из которых зависит только от одной криволинейной координаты, причем это распределение является усредненным в элементах объема, достаточно больших, чтобы в результате усреднения можно было совершить переход от дискретного распределения электронной плотности (с максимумами в местах расположения атомов) к непрерывному распределению. Такое тело мы будем называть идеальным «надмолекулярным паракристаллом». Элементы объема, по которым проводится усреднение, должны быть, по крайней мере, больше самой большой элементарной ячейки (молекулярной, ионной или атомной) точечной паракристаллической решетки [1, 2] или (в случае аморфных тел) больше размеров первого координционного слоя.

Основное сходство «надмолекулярного паракристалла» с точечной паракристаллической решеткой заключается в том, что внутри каждого из них распределения плотности одинаковы (с точностью до нормирующих множителей) вдоль «согласованно изогнутых» линий [1, 2], т. е. линий, переходящих друг в друга при параллельном переносе.

Расчет интенсивности рассеяния от идеального «надмолекулярного паракристалла». Если не учитывать не зависящих от распределения плотности корректирующих факторов — фактора Томпсона, фактора поляризации и др., то интенсивность рассеяния от любого тела с распределением плотности $\rho(x)$ выражается следующим образом:

$$I(S) = |F(S)|^2 = \left| \int \int \int \rho(x) \exp[2\pi i x \cdot S] dx_1 dx_2 dx_3 \right|^2, \quad (1)$$

где $F(S)$ — амплитуда рассеяния; $S(X_1, X_2, X_3)$ — радиус-вектор в обратном пространстве; $S = (k - k_0)/2\pi$, k и k_0 — волновые вектора рассеянной и падающей волн, $|S| = 2 \sin \theta / \lambda$ (λ — длина волны, 2θ — угол рассеяния); $x(x_1, x_2, x_3)$ — вектор в физическом прямом пространстве, соединяющий начало координат с элементом рассеивающего объема.

Проведем расчет $I(S)$ от идеального надмолекулярного паракристалла. Поместим одну из его вершин (вершину O) в начало декартовой системы координат x_1, x_2, x_3 . Уравнения ребер паракристалла, исходящих из вер-

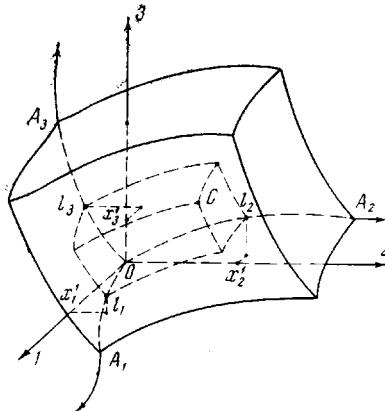


Рис. 1. Модель идеального «надмолекулярного паракристалла»

шины O , в параметрическом виде выглядят следующим образом:

$$OA_i \{x_j = \alpha_{ji}(x_i), \quad (2)$$

где $i, j \in 1, 2, 3$ и $\alpha_{ji}(x_i) = x_j$

Уравнения $x_j = \alpha_{ji}(x_i)$ при $i \neq j$ являются уравнениями проекций ребер OA_i на плоскости $x_i x_j$.

Для удобства последующих расчетов введем новые переменные x_i^1 следующим образом. Пусть произвольная точка C имеет декартовы координаты (x_1, x_2, x_3) , а в криволинейной системе координат, построенной на ребрах OA_i , имеет координаты (l_1, l_2, l_3) (рис. 1); тогда декартову абсциссу точки $(l_1, 0, 0)$, лежащей на оси OA_1 , обозначим x_1^1 , ординату точки $(0, l_2, 0)$, лежащей на оси $OA_2 - x_2^1$, апликату точки $(0, 0, l_3)$, лежащей на оси $OA_3 - x_3^1$.

Математическая связь между переменными x_i и x_i^1 выражается как

$$x_i = \sum_{j=1}^3 \alpha_{ij}(x_j^1), \quad (3)$$

где $i \in 1, 2, 3$; $\alpha_{ii}(x_i^1) = x_i^1$.

По определению плотность идеального надмолекулярного паракристалла может быть описана произведением трех независимых функций от l_1 , l_2 и l_3 . Поскольку каждой точке на оси l_i соответствует только одно значение координаты x_i^1 , можно записать распределение плотности в виде произведения трех независимых функций от координат x_i^1 :

$$\rho(x) = \prod_{i=1}^3 u_i(x_i^1) \quad (4)$$

Введем нормированные функции $r_i(x_i^1)$

$$r_i(x_i^1) = u_i(x_i^1) / \int_0^{a_i} u_i(x_i^1) dx_i^1, \quad (5)$$

где a_i — декартова координата проекции вершины A_i на ось x_i . В тех случаях, когда якобиан перехода от координат x_i к координатам x_i^1 равен единице, функции r_i приобретают ясный физический смысл (см. ниже).

Подставляя уравнение (4) в выражение для амплитуды рассеяния $F(S)$ (см. уравнение (1)) и используя формулу (5), легко получить выражение для величины $F_n(S) = F(S)/M_n$, которую мы будем называть нормированной амплитудой рассеяния

$$F_n(S) = \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \int_0^{a_3} r_1(x_1^1) \cdot r_2(x_2^1) \cdot r_3(x_3^1) \exp \left\{ 2\pi i \left[X_1 \sum_{j=1}^3 \alpha_{1j}(x_j^1) + \right. \right. \\ \left. \left. + X_2 \cdot \sum_{j=1}^3 \alpha_{2j}(x_j^1) + X_3 \cdot \sum_{j=1}^3 \alpha_{3j}(x_j^1) \right] \right\} |\Delta_1| dx_1^1 dx_2^1 dx_3^1, \quad (6)$$

где Δ_1 — якобиан перехода от переменных x_j к переменным x_j^1 ; а величина M_n равна

$$M_n = \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \int_0^{a_3} u_1(x_1^1) \cdot u_2(x_2^1) \cdot u_3(x_3^1) dx_1^1 dx_2^1 dx_3^1 \quad (7)$$

Преобразуем полученное выражение (6) к более удобному виду. Если ввести обозначение производной: $d[\alpha_{ij}(x_i^1)]/dx_i^1 = \alpha'_{ij}$, то легко показать, что якобиан перехода равен определителю третьего порядка

$$\Delta_1 = \det[\alpha'_{ij}] \quad i, j \in 1, 2, 3 \quad (8)$$

Введем функции $\varphi_i(x_i^1)$, которые имеют тот же смысл, что и функции $r_i(x_i^1)$ по формуле (5), но заданы только вдоль соответствующего ребра OA_i ; так как по определению координат x_i^1 для точек на кривой OA_i переменные x_i и x_i^1 равны, то можно записать

$$\begin{aligned}\varphi_1(x_1) &= r_1(x_1) \cdot \delta[x_2 - \alpha_{12}(x_1)] \cdot \delta[x_3 - \alpha_{31}(x_1)] \\ \varphi_2(x_2) &= r_2(x_2) \cdot \delta[x_1 - \alpha_{12}(x_2)] \cdot \delta[x_3 - \alpha_{32}(x_2)] \\ \varphi_3(x_3) &= r_3(x_3) \cdot \delta[x_1 - \alpha_{13}(x_3)] \cdot \delta[x_2 - \alpha_{23}(x_3)],\end{aligned} \quad (9)$$

где $\delta(x)$ есть дельта-функция Дирака

Сравнивая выражения (6) и (9), можно получить

$$F_n(S) = \pm \det[F_{ij}], \quad (10)$$

где $F_{ij} = \mathfrak{F}[\alpha'_{ij}(x_j) \cdot \varphi_i]$; $i, j \in 1, 2, 3$, а символ \mathfrak{F} означает операцию преобразования Фурье. Интенсивность рассеяния равна

$$I(S) = M_n^2 |\det[F_{ij}]|^2 \quad (11)$$

Формула (11) является наиболее общей для расчета $I(S)$ от идеально-го «надмолекулярного паракристалла».

Случай, когда якобиан равен единице. Если $\Delta_1 = 1$, то величина M_n , определяемая по формуле (7), равна массе M паракристалла, а функции $r_i(x_i)$ приобретают смысл линейных плотностей, нормированных к массе тела

$$r_i = \rho_i(x_i^1)/M, \quad (5a)$$

где функции $\rho_i(x_i^1)$ определяются так:

$$\rho_i(x_i^1) = \lim_{\Delta x_i^1 \rightarrow 0} \frac{\Delta M_{\text{сл}}}{\Delta x_i^1}$$

где Δx_i^1 — приращение аргумента x_i^1 ; $\Delta M_{\text{сл}}$ — масса слоя, образованного координатными поверхностями, параллельными ребрам OA_i и OA_k ($j, k \in 1, 2, 3$ и $i \neq j \neq k$), причем проекция толщины слоя на ось x_i равна Δx_i^1 (рис. 2).

При $\Delta_1 = 1$ из выражения (6) получим

$$F_n(S) = \mathfrak{F}[\varphi_1] \cdot \mathfrak{F}[\varphi_2] \cdot \mathfrak{F}[\varphi_3] \quad (10a)$$

или

$$F_n(S) = \prod_{i=1}^3 \mathfrak{F}[\varphi_i] = \prod_{i=1}^3 F_{ii}$$

Отсюда для интенсивности рассеяния получим

$$I(S)/M^2 = I_1 I_2 I_3, \quad (11a)$$

где

$$I_i = |\mathfrak{F}[\varphi_i]|^2; \quad i \in 1, 2, 3$$

Таким образом, мы получаем, что при $\Delta_1 = 1$ интенсивность рассеяния, отнесенная к квадрату массы паракристалла, равна произведению «интенсивностей» рассеяния от функций φ_i — нормированных линейных плотностей, заданных вдоль ребер паракристалла OA_i .

Отметим, что нормировка функций r_i и φ_i приводит к тому, что $I_i(0) = 1$, и это значение является максимальным.

Из выражения (10a) также следует, что при $\Delta_1=1$ плотность $\rho(x)$, отнесенная к массе паракристалла, выражается через свертку функций φ :

$$\rho/M = \varphi_1 * \varphi_2 * \varphi_3 \quad (12a)$$

В общем случае, когда $\Delta_1 \neq 1$, можно доказать, что формула (12a) остается справедливой, однако из нее уже нельзя путем трансформации Фурье получить выражение (10a), и величина $F_n(S)$ определяется формулой (10).

Каждая из функций I_i , входящих в выражение (11a), зависит в общем случае (даже когда $\Delta_1=1$) от всех координат X_1, X_2, X_3 . Однако, если одно из ребер OA_i лежит вдоль декартовой оси x_i , то соответствующая функция I_i зависит только от X_i .

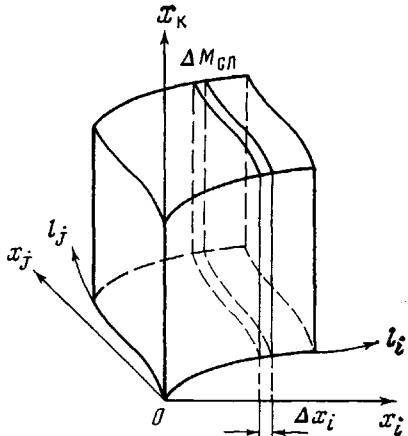


Рис. 2

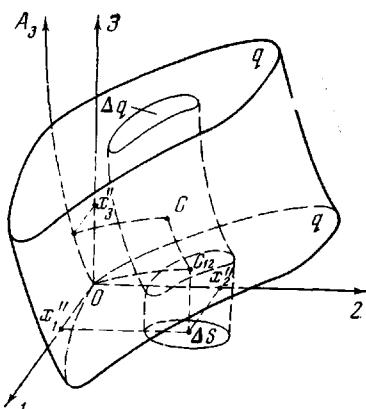


Рис. 3

Рис. 2. Модель идеального «надмолекулярного паракристалла» при $\Delta_1=1$

Рис. 3. Модель «вырожденного» надмолекулярного паракристалла

Это справедливо и при $\Delta_1 \neq 1$. Пусть, например, ребро OA_3 совпадает по направлению с x_3 . Тогда, учитывая формулы (2), (3) из (10), получим

$$F_n(S) = \pm F_{33} \cdot \det[F_{ij}], \quad (13a)$$

где $i, j \in 1, 2$ и $F_{33} = \mathfrak{F}[\varphi_3]$, а интенсивность равна

$$I(S)/M_n^2 = I_3(X_3) \cdot |\det[F_{ij}]|^2; \quad i, j \in 1, 2 \quad (14a)$$

Для высокоориентированных полимерных систем, например, в качестве такого ребра можно часто принять направление одномерной периодичности. Тогда выражения, полученные в работах [1–10] для одномерного распределения $I(S)$, можно использовать в качестве простого сомножителя (с некоторым коэффициентом) в выражениях (11a) или (14a).

Если ребро OA_i лежит в плоскости $x_i x_k$, то соответствующая функция I_i зависит только от двух координат X_i и X_k .

Отметим, что если одно из ребер OA_i лежит вдоль оси x_i , а из двух оставшихся ребер OA_j ($i \neq j$) хотя бы одно лежит в координатной плоскости $x_i x_k$, то якобиан всегда равен единице.

Если Q -самосвертку [2] функций φ_i обозначить через Q_i , т. е. $Q_i = \tilde{\mathfrak{F}}[\varphi_i]$, то

$$I_i = \mathfrak{F}[Q_i] \quad (15a)$$

и

$$Q_i = \mathfrak{F}^{-1}[I_i] \quad (16a)$$

При этом Q -самосвертку плотности можно представить в виде

$$\tilde{\rho}(x)/M^2 = Q_1 * Q_2 * Q_3 \quad (17a)$$

Случай «вырожденного» паракристалла. Пусть координатная поверхность, построенная на ребрах OA_1 и OA_2 , «выродилась» в поверхность, описываемую уравнением $x_3 = q(x_1, x_2)$. По-прежнему распределения плотности вдоль поверхностей, параллельных q , одинаковы с точностью до нормирующего множителя, а распределение плотности во всем паракристалле можно описать произведением двух независимых функций, одна из которых зависит только от координаты l_3 , а вторая от l_{12} на поверхности q .

Для удобства последующих расчетов введем, как и прежде, новые переменные следующим образом. Пусть произвольная точка C (рис. 3) имеет декартовы координаты (x_1, x_2, x_3) , а в криволинейной системе координат $-l_{12}, l_3$; тогда абсциссу точки l_{12} обозначим x_i'' , ее ординату $-x_2''$, апликату точки $l_3 - x_3''$. Связь между координатами x_i и x_i'' выражается аналогично выражению (3)

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1'' + \alpha_{13}(x_3'') \\ x_2 &= x_2'' + \alpha_{23}(x_3'') \\ x_3 &= q(x_1'', x_2'') + x_3'' \end{aligned} \quad (36)$$

Тогда распределение плотности по аналогии с выражением (4) можно записать

$$\rho(x) = u_{12}(x_1'', x_2'') \cdot u_3(x_3''), \quad (46)$$

а нормированную функцию r_{12} следующим образом:

$$r_{12} = u_{12}(x_1'', x_2'') / \iint_s u_{12}(x_1'', x_2'') dx_1'' dx_2'', \quad (56)$$

где s — проекция поверхности q на плоскость x_1x_2 . Функция r_{12} имеет раз мерность (длина) $^{-2}$. Нормированная функция r_3 определяется, как и ранее, по выражению (5).

Нормированная амплитуда рассеяния равна

$$\begin{aligned} F(S)/M_n &= \iint_s \int_0^{a_3} r_{12}(x_1'', x_2'') \cdot r_3(x_3'') \exp\{2\pi i[X_1 \cdot \langle x_1'' + \alpha_{13}(x_3'') \rangle + \\ &+ X_2 \cdot \langle x_2'' + \alpha_{23}(x_3'') \rangle + X_3 \cdot \langle q(x_1'', x_2'') + x_3'' \rangle]\} |\Delta_2| dx_1'' dx_2'' dx_3'', \end{aligned} \quad (66)$$

где

$$M_n = \iint_s \int_0^{a_3} u_{12}(x_1'', x_2'') \cdot u_3(x_3'') \cdot dx_1'' dx_2'' dx_3 \quad (76)$$

Якобиан перехода от переменных x_i к переменным x_i'' равен

$$\Delta_2 = 1 - \alpha_{13}'(x_3'') \cdot \beta_1 - \alpha_{23}'(x_3'') \cdot \beta_2, \quad (86)$$

где

$$\alpha_{ij}' = \frac{d[\alpha_{ij}(x_j'')]}{dx_j''}, \quad \beta_i = \frac{\partial[q(x_1'', x_2'')]}{\partial x_i''}$$

Введем функцию φ_{12} , которая имеет смысл нормированной плотности r_{12} , заданной только вдоль поверхности q . Так как для поверхности q имеем $x_1 = x_1''$ и $x_2 = x_2''$, то можно записать

$$\varphi_{12}(x_1, x_2) = r_{12}(x_1, x_2) \cdot \delta[x_3 - q(x_1, x_2)] \quad (96)$$

Если поверхность q находится в плоскости x_1x_2 или если ребро OA_3 лежит вдоль оси x_3 , то $\Delta_2 = 1$. В этом случае величина M_n равна массе M па-

кристалла, а функция $r_{12}(x_1'', x_2'')$ приобретает смысл поверхностной плотности, нормированной к массе тела: $r_{12}(x_1'', x_2'') = \rho(x_1'', x_2'')/M$, где функция $\rho_{12}(x_1'', x_2'')$ определяется как: $\rho_{12}(x_1'', x_2'') = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta M_{ct}}{\Delta s}$, где ΔM_{ct} —

масса цилиндрического столбца (рис. 3), основанием которого является элемент Δq поверхности q , а образующие параллельны ребру OA_3 ; Δs — проекция Δq на плоскость x_1x_2 . При $\Delta_2=1$ для нормированной амплитуды рассеяния получим

$$F_n(S) = \mathfrak{F}[\varphi_{12}] \mathfrak{F}[\varphi_3] \quad (106)$$

а интенсивность рассеяния равна

$$I(S)/M^2 = I_{12}I_3, \quad (116)$$

где $I_{12} = |\mathfrak{F}[\varphi_{12}]|^2$

Таким образом, при $\Delta_2=1$. в случае «вырожденного» паракристалла интенсивность рассеяния, отнесенная к квадрату массы паракристалла, равна произведению «интенсивности» рассеяния от нормированной поверхностной плотности φ_{12} , заданной на поверхности q , и «интенсивности» рассеяния от нормированной линейной плотности φ_3 , заданной вдоль ребра OA_3 .

Если нормированная плотность равна единице на поверхности q и ребро OA_3 лежит вдоль оси x_3 , то получим еще более частный случай, рассмотренный Бонартом [12].

В заключение этого раздела отметим, что из выражения (106) следует

$$\rho(x)/M = \varphi_{12} * \varphi_3 \quad (126)$$

Если Q -самосвертку функции φ_{12} обозначить Q_{12} , то имеем

$$Q_{12} = \mathfrak{F}^{-1}[I_{12}] \quad (156)$$

Случай идеального «точечного» паракристалла. Пусть распределение плотности описывается набором δ -функций, характерным для идеальной паракристаллической решетки, рассмотренной Хоземанном [1]. Тогда в общей формуле (11) нужно приравнять нулю все недиагональные члены, т. е. вне зависимости от значений якобиана справедлива формула

$$I(S)/M^2 = I_1 I_2 I_3 \quad (11a)$$

Если масса одного рассеивающего центра равна единице, то M равно числу рассеивающих центров в паракристалле N , а I_i — интенсивность рассеяния от точек, расположенных на ребре OA_i , деленная на n_i^2 (n_i — число точек, лежащих на OA_i), или, что то же самое, $I_i = z_i/n_i$, где z_i — одномерная интерференционная функция [1, 2].

Тогда получим

$$I(S) = N \cdot z_1 \cdot z_2 \cdot z_3, \quad (11b)$$

что совпадает с формулой Хоземанна для интенсивности рассеяния от идеального паракристалла [1, 2].

Таким образом, введенная нами модель «надмолекулярного паракристалла» охватывает довольно широкий класс моделей, описывающих распределение плотности внутри твердых и жидкокристаллических тел. В частности, под определение надмолекулярного паракристалла попадают модели ориентированных смектических жидких кристаллов, кристаллов полимеров и все имевшиеся до сих пор в литературе [1–14] модели надмолекулярной организации ориентированных полимеров; в последнем случае до сих пор не для всех моделей проведен расчет $I(S)$ [13, 14]. Кроме того, не исключено, что будут появляться новые экспериментальные данные, уточняющие предложенные ранее модели строения указанных конденсированных тел. Могут появиться также новые типы веществ, такие, как, например,

образцы из блок-сополимеров, обладающие регулярной суперкристаллической структурой [15], которые также являются надмолекулярными паракристаллами.

Полученные нами формулы позволяют достаточно просто переходить к описанию распределений интенсивности от любых конкретных моделей, удовлетворяющих определению надмолекулярного паракристалла, без проведения полностью всех расчетов заново.

Институт высокомолекулярных
соединений АН СССР

Поступила в редакцию
14 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hosemann, S. N. Bagchi, Direct Analysis of Diffraction by Matter, Amsterdam, 1962.
 2. Б. К. Вайнштейн, Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах, Изд-во АН СССР, 1963.
 3. J. J. Hermans, Recueil trav. chim., 63, 211, 1944.
 4. Д. Я. Цванкин, Высокомолек. соед., 6, 2078, 1964.
 5. Д. Я. Цванкин, Высокомолек. соед., 6, 2083, 1964.
 6. R. Bonart, Kolloid-Z. und Z. für Polymere, 211, 14, 1966.
 7. Д. Я. Цванкин, Кристаллография, 12, 555, 1967.
 8. Д. Я. Цванкин, Кристаллография, 14, 437, 1969.
 9. D. J. Blundell, Acta crystallogr., 26, 472, 1970.
 10. D. J. Blundell, Acta crystallogr., 26, 476, 1970.
 11. В. И. Герасимов, Д. Я. Цванкин, Высокомолек. соед., A11, 2659, 1969.
 12. R. Bonart, Kolloid-Z. und Z. für Polymere, 194, 97, 1964.
 13. T. Seto, T. Hara, Report on Progress in Polymer Physics IX, Japan, 1969.
 14. Б. М. Гинзбург, Р. Б. Курбанов, Б. А. Ашеров, Высокомолек. соед., A16, 558, 1974.
 15. A. Douy, B. Gallot, Makromolek. Chem., 165, 297, 1973.
-