

УДК 678.01 : 53

РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА
ОТ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ СФЕРОЛИТЫ*В. Г. Баранов*

Введение

При интерпретации дифрактограмм рассеяния поляризованного света от полимерных систем, содержащих сферолиты, мы будем рассматривать две оптических модели, соответствующие двум крайним случаям: росту сферолитов в толстых и в весьма тонких пленках. В первом случае сферолит моделируется оптически анизотропным шаром с различными, радиальной (α_R) и тангенциальной (α_t), поляризуемостями. Во втором — оптически анизотропным диском; при этом, кроме α_R и α_t , необходимо также ввести поляризуемость по направляющей диска (α_μ). И в том, и в другом случае оптические модели размещены в среде с поляризуемостью α_0 . Возможны и промежуточные, эллипсоидальные модели, но они в данной работе рассматриваться не будут.

Рассеяние поляризованного света на некогерентных, оптически анизотропных шарах было рассмотрено Штейном и Родс [1]. Ими были получены следующие соотношения для распределения интенсивности рассеяния по двум углам θ и μ (рис. 1) при H_v^* и V_v^* поляризации:

$$I_{H_v} = KV_0^2 I_0 (\alpha_t - \alpha_R)^2 \cos^4 \theta / 2 \sin^2 \mu \cos^2 \mu \times \\ \times \left[\frac{3(4 \sin U - U \cos U - 3 \sin U)}{U^3} \right]^2, \quad (1)$$

$$I_{V_v} = KV_0^2 I_0 \left[(\alpha_t - \alpha_0) \frac{3(2 \sin U - U \cos U - \sin U)}{U^3} + \right. \\ \left. + (\alpha_R - \alpha_0) \frac{3(\sin U - \sin U)}{U^3} + (\alpha_t - \alpha_R) \cos^2 \theta / 2 \cos^2 \mu \times \right. \\ \left. \times \frac{3(4 \sin U - U \cos U - 3 \sin U)}{U^3} \right]^2 \quad (2)$$

где K — константа, не представляющая в дальнейшем интереса, I_0 — интенсивность падающего луча, V_0 — объем шара, θ и μ — углы рассеяния, а $U = (4\pi R/\lambda) \sin \theta / 2$; λ — длина волны в среде, R — радиус шара, $\sin U$ — интегральный синус. Из этих соотношений следует: а) при H_v поляризации интенсивность рассеяния максимальна при $\mu = 45^\circ$, а распределение ее по θ определено функцией от U , заключенной в квадратные скобки; б) при V_v поляризации и ($\alpha_t > \alpha_R$), как полагают авторы, интенсивность рассеяния максимальна в направлении $\mu = 0$; зависимость

* Большая буква определяет плоскость поляризации (V — вертикальную, H — горизонтальную) падающего луча, малая (v и h) — рассеянного.

ее от θ более сложна и задается по-прежнему через U . Анализ выражений (1) и (2), проведенный авторами, показал, что при H_v поляризации интенсивность рассеяния максимальна при $\mu = 45^\circ$ и $U \cong 4.0$. Что касается распределения интенсивности рассеяния по θ при V_v поляризации, то в цитируемой работе и ряде других работ [2, 3] был рассмотрен только тот частный случай, когда сферолит имеет кольцевую внутреннюю структуру. Для этого случая найдено следующее соотношение:

$$\lambda = d \sin \theta / 2, \quad (3)$$

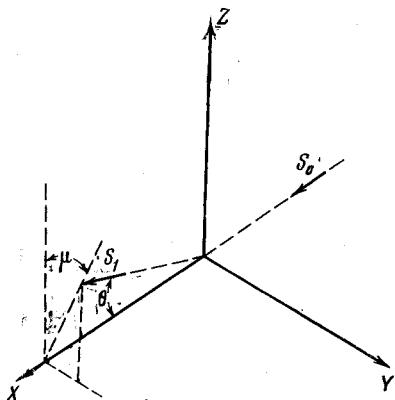


Рис. 1. Лабораторная система координат

где d — расстояние между кольцами в сферолите. Справедливость такого соотношения весьма убедительно доказана опытами по рассеянию света на двумерных оптических моделях [2]. Возможность появления дискретных максимумов интенсивности рассеяния часто оптической природы при V_v поляризации в упомянутых работах не рассматривалась.

Теория

В случае тонких пленок, обычно применяемых при микроскопических исследованиях, форма сферолита отлична от шаровой и приближается к дисковидной. Нами [4] был проведен расчет рассеяния поляризованного света от некогерентных, оптически анизотропных дисков радиуса R и толщины H , расположенных в среде с поляризуемостью a_0 . Соотношения, определяющие распределение интенсивности, в этом случае могут быть записаны в следующем виде:

$$I_{H_v} = K' V_0^2 I_0 (a_t - a_R)^2 \sin^2 \mu \cos^2 \mu \left[\frac{I_1(Z)}{Z} - 2 \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right]^2. \quad (4)$$

$$I_{V_v} = K' V_0^2 I_0^2 (a_t - a_0)^2 \left\{ \left[\frac{I_1(Z)}{Z} + \sigma \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right] + \right. \\ \left. + \cos^2 \mu \sigma \left[\frac{I_1(Z)}{Z} - 2 \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right] \right\}^2 \frac{\sin^2 W}{W^2} \quad (5)$$

где K' , V_0 и I_0 имеют тот же смысл, что и в соотношениях (1) и (2); $I_0(Z)$ и $I_1(Z)$ — бесселевы функции соответствующего порядка

$$Z = \frac{2\pi R}{\lambda} \sin \theta \text{ и } W = \frac{2\pi H}{\lambda} \sin^2 \theta / 2, \quad \sigma = \frac{a_R - a_0}{a_t - a_0} - 1.$$

Из соотношения (4) следует, что при H_v поляризации интенсивность рассеяния, как и для шара, будет максимальной в направлении $\mu = 45^\circ$. Распределение интенсивности рассеяния по θ в этом случае будет задаваться функцией

$$[I_1(Z) / Z - 2(1 - I_0(Z)) / Z^2]^2 \sin^2 W / W^2.$$

Что касается распределения по θ и μ при V_v поляризации, то соотношение (5) показывает, что оно определяется величиной и знаком функций

$$\left[\frac{I_1(Z)}{Z} + \sigma \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right] \frac{\sin^2 W}{W^2} \text{ и } \left[\frac{I_1(Z)}{Z} - 2 \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right] \frac{\sin^2 W}{W^2}$$

так как, если эти функции имеют одинаковые знаки, то рассеяние будет максимальным при $\mu = 0^\circ$, а если знаки их различны, то при $\mu = 90^\circ$ или $\mu = 0^\circ$, в зависимости от абсолютных величин указанных функций. При анализе этих функций для простоты рассмотрения будем полагать, что мы имеем дело с достаточно толстыми дисками и наблюдение ведется под не очень большими углами ($\theta < 10 \div 15^\circ$); при этом можно считать $\sin^2 W / W^2 \approx 1$. Укажем, однако, что при невыполнении этого условия поправки, вносимые этой функцией в распределение интенсивностей, лег-

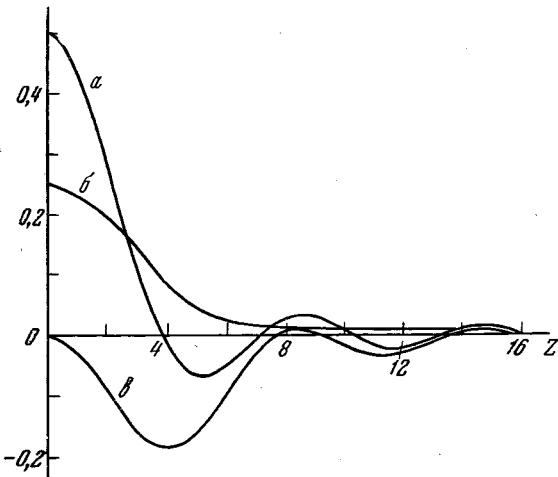


Рис. 2. Функции, определяющие рассеяние от дисков:
а — функция $I_1(Z)/Z$, б — функция $(1 - I_0(Z))/Z^2$, в — функция $[I_1(Z)/Z - 2(1 - I_0(Z))/Z^2]$

ко учесть, пользуясь любым математическим справочником (например, [5]), и что из условия равенства $\sin^2 W / W^2$, а следовательно и I , нулю при любом μ можно определить толщину диска ($\sin^2 W / W^2 = 0$ при $W = \pi$, т. е. $H = \lambda / 2\sin^2 \theta / 2$).

Итак, полагая $\sin^2 W / W^2 \approx 1$, анализируемые функции можно записать следующим образом

$$\left[\frac{I_1(Z)}{Z} + \sigma \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right] \text{ и } \left[\frac{I_1(Z)}{Z} - 2 \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right].$$

Как было указано выше, по определению, $\sigma = [(a_R - a_0) / (a_t - a_0)] - 1$. Таким образом, σ определяется оптическими свойствами среды и рассеивающего элемента и $\sigma > 0$ при $a_R > a_t$ и $\sigma < 0$ при $a_R < a_t$, т. е. σ больше нуля для положительно двоящих [6] и меньше нуля для отрицательно двоящих сферолитов.

Теперь, зная, каким образом определяется знак σ , проведем дальнейший анализ функции $[I_1(Z)/Z + \sigma(1 - I_0(Z))/Z^2]$, вторую можно рассматривать как ее частный случай при $\sigma = -2$. Одно из слагаемых ее, функция $I_1(Z)/Z$, хорошо известна в оптике, протабулирована (например, [7]) и определяет дифракцию электромагнитных волн на круглых отверстиях или экранах. Графическое изображение ее приведено на рис. 2, а. Функция $(1 - I_0(Z))/Z^2$, входящая в исследуемую функцию, изображена на рис. 2, б.

О виде функции $[I_1(Z)/Z + \sigma(1 - I_0(Z))/Z^2]$ можно судить, строя ее при различных σ . В качестве примера такого построения можно рассматривать рис. 2, в, где дано значение этой функции при $\sigma = -2$, определяющее распределение интенсивности рассеяния при H_v поляризации;

кстати, функция $I_1(Z) / Z$ является также частным случаем при $\sigma = 0$. Во всех случаях $[I_1(Z) / Z + \sigma(1 - I_0(Z)) / Z^2]$ представляет собой знакопеременную функцию, положение нулей, величина и положение экстремумов которой определяется коэффициентом σ . Из знакопеременности функции $[I_1(Z) / Z + \sigma(1 - I_0(Z)) / Z^2]$ и из зависимости положения нулей от σ следует, что интенсивность рассеяния при V_v поляризации может быть максимальной как в направлении $\mu = 0$, так и в направлении $\mu = \pi/2$ одновременно при различных Z (или, что то же, θ). Но так как величина экстремумов функции $[I_1(Z) / Z + \sigma(1 - I_0(Z)) / Z^2]$ значительно уменьшается с увеличением Z , то экспериментальное наблюде-

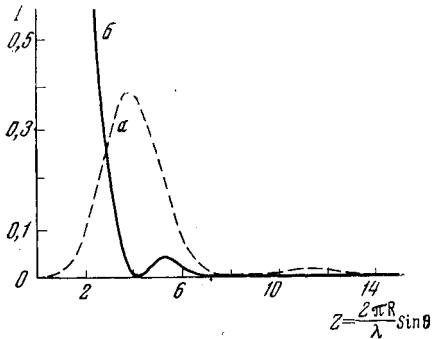


Рис. 3

Рис. 3. Распределение интенсивности рассеяния для дисков:

a — H_v поляризация, $\mu = 45^\circ$; *б* — V_v поляризация, $\mu = 90^\circ$,
 $\sigma = 1/5$

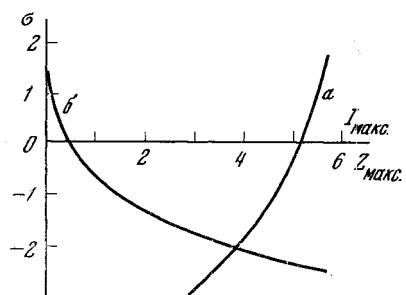


Рис. 4

Рис. 4. Номограмма для определения оптических свойств дисков:

a — зависимость положения второго максимума V_v дифрактограммы от A ; *б* — зависимость его интенсивности от A

ние этих максимумов возможно при не очень больших θ . Для двух упомянутых выше частных случаев ($\mu = 0$ и $\mu = \pi/2$) соотношение (5) перепишется в виде следующих двух:

$$I_{V_v} |_{\mu=\pi/2} = K' V_0^2 I_0 (a_t - a_0)^2 \left[\frac{I_1(Z)}{Z} + \sigma \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right]^2, \quad (5a)$$

$$I_{V_v} |_{\mu=0} = K' V_0^2 I_0 (a_R - a_0)^2 \left[\frac{I_1(Z)}{Z} + \frac{-\sigma}{1+\sigma} \frac{1 - I_0(Z)}{Z^2} \right]^2. \quad (5b)$$

Подытоживая проведенное рассмотрение, можно сказать, что при рассеянии поляризованного света от оптически анизотропных дисков распределение интенсивности рассеяния по θ во всех случаях задается квадратом суммы двух функций: $I_1(Z) / Z$ и $A(1 - I_0(Z)) / Z^2$, где A при H_v поляризации равно -2 , при V_v поляризации и $\mu = \pi/2$ равно σ и при V_v поляризации и $\mu = 0$ равно $-\sigma / (1 + \sigma)$. На рис. 3, *a* и *б* приведены соответственно распределения интенсивности рассеяния по θ в направлении $\mu = 45^\circ$ при H_v поляризации и распределение интенсивности рассеяния при V_v поляризации, $\mu = \pi/2$ и $\sigma = 1/5$.

Из рис. 3, *a* и формулы (4) следует, что при H_v поляризации рассеяние максимально при $\mu = 45^\circ$ и распределение его интенсивности по θ имеет ряд максимумов. Наибольшим является максимум при $Z_1 = 3.9$; последующие максимумы, за исключением максимума при $Z_2 = 11.2$, на два-три порядка меньше наибольшего и рассматриваться в данной работе не будут.

В случае V_v поляризации распределение интенсивности рассеяния по Θ , как это следует из (5а) и (5б), как при $\mu = 0$, так и при $\mu = \pi/2$ задается функцией $[I_1(Z)/Z + A(1 - I_0(Z))/Z^2]^2$. Легко показать, что и положение, и величина максимумов этого распределения определенным способом зависят от величины A (коэффициента при $(1 - I_0(Z))/Z^2$). Нами были построены функции $[I_1(Z)/Z + A(1 - I_0(Z))/Z^2]$ при различных A , что позволило найти зависимость положения и величины максимума, следующего за максимумом при $Z = 0$. Эта зависимость приведена на рис. 4.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов и сопоставлению их с экспериментом, проведем более тщательный анализ соотношений (1)

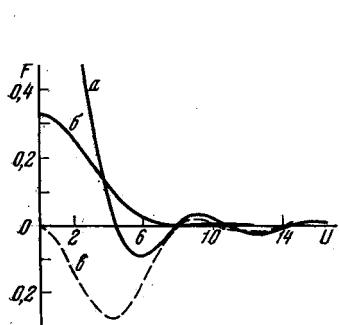


Рис. 5.

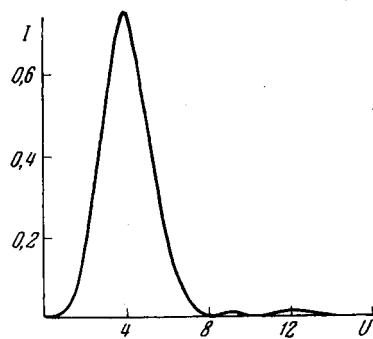


Рис. 6.

Рис. 5. Функции, определяющие рассеяние от шаров:

а — функция F_1 , *б* — функция F_2 , *в* — функция $[F_1 - 3F_2]$ (пунктирная линия)

Рис. 6. Распределение интенсивности рассеяния для шара. H_v поляризация, $\mu = 45^\circ$

и (2), определяющих распределение интенсивности рассеяния поляризованного света на оптически анизотропных шарах. Для этого перепишем их следующим образом:

$$I_{H_v} = KV_0^2 I_0 (a_t - a_R)^2 \sin^2 \mu \cos^2 \mu \cos^4 \theta / 2[F_1 - 3F_2]^2, \quad (6)$$

$$I_{V_v} = KV_0^2 I_0 (a_t - a_0)^2 \{[F_1 + \sigma F_2]\sigma - \cos^2 \mu \cos^2 \theta / 2[F_1 - 3F_2]\}^2, \quad (7)$$

где $F_1 = 3(\sin U - U \cos U) / U^3$, так же, как и изображенная на рис. 2, *а*, хорошо известная в оптике функция, определяющая рассеяние электромагнитных волн на изотропных шарах. Таблицы этой функции можно найти, например, в [8], а ее геометрическое изображение дано на рис. 5, *а*. На рис. 5, *б* приведена функция $F_2 = [3(\sin U - \sin U)] / U^3$; видно, что она имеет определенное сходство с $(1 - I_0(Z)) / Z$, так же как F_1 с $I_1(Z) / Z$. Сравнение соотношений (6), (7) с соотношениями (4), (5) показывает, что они весьма сходны и что анализ их мало отличается от анализа выражений (4), (5). В этой связи мы приведем только результаты их анализа, не останавливаясь на его деталях.

Распределение интенсивности рассеяния по θ при $\mu = 45^\circ$ для H_v поляризации приведено на рис. 6. Положение и величина максимумов интенсивности несколько иные, чем в случае дисков. Наибольший максимум расположен при $U_1 = 4,2$ (для диска $Z_1 = 3,9$). В отличие от распределения интенсивности рассеяния для дисков, где имеется сравнимый по величине с первым ($Z_1 = 3,9$) максимум рассеяния при $Z_2 = 11,2$, распределение для шаров имеет два очень слабых максимума при $U_2 = 9,0$ и $U_3 = 12,2$. Наибольший из них примерно в 100 раз, а наименьший примерно в 200 раз слабее первого. Очевидно, на экспериментальных дифрактограммах оба эти максимума неразрешимы. Из знакопеременности

$[F_1 + \sigma F_2]$ следует, что при V_v поляризации так же, как и для дисков, интенсивность рассеяния может быть максимальной как в направлении $\mu = 0$, так и в направлении $\mu = \pi/2$. Для этих двух частных случаев ($\cos^2 \theta / 2 \cong 1$ даже при $\theta \cong 15^\circ$) соотношение (7) перепишется так:

$$I_{V_v}|_{\mu=\pi/2} = KV_0^2 I_0 (a_t - a_0)^2 [F_1 + \sigma F_2]^2, \quad (7a)$$

$$I_{V_v}|_{\mu=0} = KV_0^2 I_0 (1 - \sigma)^2 (a_t - a_0)^2 \left[F_1 + \frac{4\sigma}{\sigma-1} F_2 \right]^2. \quad (7b)$$

Положение и величина максимумов распределения интенсивности рассеяния в этом случае будет определяться величиной и знаком коэффициента при F_2 . На рис. 7 приведена определенная тем же способом, что и для дисков, зависимость величины и положения максимума, следующего за максимумом при $U = 0$, от A (коэффициента при F_2).

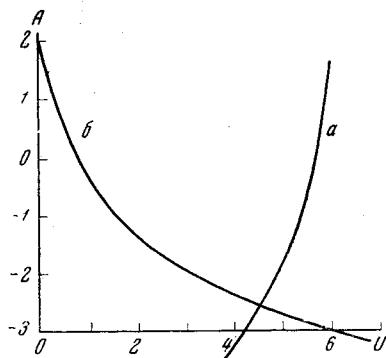


Рис. 7. Номограмма для определения оптических свойств шаров: *a* — зависимость положения второго максимума V дифрактограммы от A , *b* — зависимость его интенсивности от A

выполняется равенство $U \cong Z$. Сравнение распределений интенсивности рассеяния на шарах и дисках показывает, что при H_v поляризации положение первого максимума определяется условием $U \cong Z \cong 4,0$. Из этого условия легко находится соотношение, используемое для определения размеров сферолитов из экспериментальной дифрактограммы:

$$R = \frac{2\lambda}{\pi \sin \theta}. \quad (8)$$

Следует помнить, что это равенство выполняется независимо от формы сферолита лишь в первом приближении и при больших углах рассеяния надо применять более точные соотношения.

Положение второго максимума интенсивности рассеяния для диска равно $Z_2 = 11,2$; по интенсивности он в $20 \div 30$ раз слабее первого. Экспериментально эти максимумы наблюдаются редко и обычно сливаются с первым максимумом из-за полидисперсности рассеивающих элементов. При фотографической регистрации с завышенными экспозициями это может привести к неточному определению положения первого максимума, а следовательно, и размера сферолита. На рис. 8 (см. вклейку к стр. 2105) приведена дифрактограмма рассеяния от тонкой полипропиленовой пленки с разрешенными максимумами. Второй максимум расположен при $Z = 9,5 \div 12$, что удовлетворительно совпадает с положением, предсказанным теоретически.

В случае шара максимумы рассеяния при 9 и 12,2 малы и сравнимы по величине друг с другом. Очевидно, в связи с их относительной малостью они практически неопределимы. При повышенных экспозициях они долж-

Заключение

При H_v поляризации для двух крайних моделей полимерных систем, содержащих сферолиты, распределение интенсивности рассеяния по μ и θ задается соотношениями (4) и (6), из которых следует, что рассеяние максимально в направлении $\mu = 45^\circ$, и распределение его интенсивности по θ задается некоторыми функциями от Z или U . Для не очень больших углов с достаточной степенью точности выполняется равенство $U \cong Z$.

Сравнение распределений интенсивности рассеяния на шарах и дисках показывает, что при H_v поляризации положение первого максимума определяется условием $U \cong Z \cong 4,0$. Из этого условия легко находится соотношение, используемое для определения размеров сферолитов из экспериментальной дифрактограммы:

$$R = \frac{2\lambda}{\pi \sin \theta}. \quad (8)$$

К статье В. Г. Баранова к стр. 2122

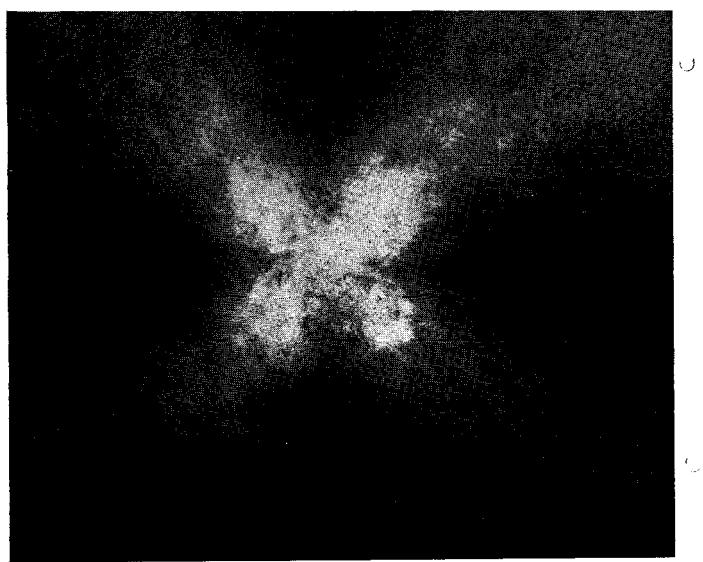


Рис. 8. H_v дифрактограмма тонкой полипропиленовой пленки толщиной $\sim 20 \mu$

ны сливаться не только с первым максимумом, но прежде всего друг с другом (так как они близки по положению и величине), создавая фон за наибольшим максимумом. Экспериментально появление такого фона наблюдалось неоднократно. Таким образом, из дифрактограммы рассеяния при H_v поляризации можно определить радиус рассеивающего элемента как в толстых, так и в весьма тонких пленках и, в принципе, по второму максимуму оценить его форму (шар или диск).

Из анализа свойств функций $[I_1(Z) / Z + A(1 - I_0(Z)) / Z^2]$ и $[F_1 + AF_2]$ следует, что при V_v поляризации как в направлении $\mu = 0$, так и $\mu = \pi / 2$ распределение интенсивности по θ определенным образом связано с величиной A , которая в свою очередь определяется оптическими свойствами системы. Дифрактограммы такого типа с максимумами одновременно в направлении $\mu = 0$ и $\mu = \pi / 2$ неоднократно наблюдались

Сравнение распределений интенсивности рассеяния для моделей шара и диска

Поляризация	Шар				Диск			
	μ_{\max} , град.	U_1	U_2	A	μ_{\max} , град.	Z_1	Z_2	A
H_v	45	4,2	—	-3	45	3,9	11,2	-2
	0	0	$f(A)^{**}$	$\frac{4\sigma}{1-\sigma}$	0	0	$f(A)^*$	$\frac{-\sigma}{1+\sigma}$
V_v	90	0	$f(A)^{**}$	$\frac{\sigma}{\sigma}$	90	0	$f(A)^*$	$\frac{\sigma}{\sigma}$

* Функция изображена на рис. 4. ** Функция изображена на рис. 7.

экспериментально (см., например, [9]). Определяя по эмпирическим дифрактограммам при H_v поляризации размеры сферолита, а при V_v — поляризации положения максимумов рассеяния, можно по номограммам (рис. 4 и 7) найти величину A .

В таблице сведены данные по распределениям интенсивности рассеяния поляризованного света на двух крайних оптических моделях; показано, в частности, каким образом величина A связана с $[(a_R - a_0) / (a_t - a_0)] - 1$ в зависимости от μ и формы рассеивающего элемента. Таким образом, из экспериментальной дифрактограммы можно найти $(a_R - a_0) / (a_t - a_0)$, величину, однозначно описывающую оптические свойства системы.

Как известно [2, 3], при наличии в сферолите кольцевой периодической структуры при V_v поляризации также наблюдаются максимумы рассеяния в распределении по θ , не связанные непосредственно с оптическими свойствами, и их положение определяется соотношением (3). В связи с этим при использовании описываемого метода определения оптических свойств системы необходимо учитывать возможность появления таких максимумов.

Следует помнить, что все приведенные выше соотношения справедливы при условии «мягкости» рассеяния. Для этого необходимо выполнение следующего неравенства [8]: $(2\pi R / \lambda)(m - 1) \ll 1$, где R — по-прежнему размер рассеивающего элемента, λ — длина волны в среде, m — относительный показатель преломления. В случае твердых полимерных систем (пленок) величина $(m - 1)$ имеет порядок $10^{-2} - 10^{-3}$, что соответствует выполнению теоретических соотношений для рассеивающих элементов размером до 100μ . При изучении жидких полимерных систем (растворов) этот максимальный размер может значительно уменьшиться.

Автор благодарен С. Я. Френкелю и К. С. Шифрину за ряд ценных советов при выполнении и обсуждении данной работы.

Выводы

1. Приведены результаты расчетов рассеяния поляризованного света на тонких полимерных пленках, в которых сферолиты могут быть смоделированы оптически анизотропными дисками. Анализ этих результатов показывает, что при небольших углах рассеяния дифрактограммы рассеяния на дисках практически совпадают с соответствующими дифрактограммами рассеяния на шарах.

2. Более тщательный анализ результатов расчета рассеяния на шарах при H_v поляризации, полученных ранее Штейном и Родс, и анализ рассеяния при этой же поляризации на дисках позволили предсказать существование следующих за первым максимумом в распределении интенсивности рассеяния по θ и наблюдать их экспериментально. В связи с различием в распределении интенсивности рассеяния для шара (отсутствие сравнимого по величине с первым максимумом при $Z_1 = 4,2$) и диска (наличие второго максимума в 2,9 раза дальше первого) дифрактограмму при H_v поляризации, очевидно, можно использовать для оценки формы рассеивающего элемента (шар или диск). При фотографической регистрации наложение второго максимума на первый из-за полидисперсности сферолитов может привести к значительным ошибкам в определении их размеров.

3. Аналогичный анализ рассеяния при V_v поляризации не исключает, в отличие от работ Штейна с сотрудниками, возможности появления максимумов интенсивности рассеяния чисто оптической природы в направлении $\mu = \pi / 2$ при $a_t > a_R$ и объясняет наблюдение их одновременно в двух направлениях.

4. Предложен метод, обеспечивающий быстрое количественное определение оптических свойств системы по дифрактограммам рассеяния при V_v поляризации. Построены соответствующие nomogramмы, дающие возможность непосредственно по положению или по интенсивности максимумов интенсивности рассеяния находить величину $(a_R - a_0) / (a_t - a_0)$.

Институт высокомолекулярных
соединений АН СССР

Поступила в редакцию
29 IX 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Stein, M. B. Rhodes, J. Appl. Phys., 31, 1873, 1960.
2. P. R. Wilson, S. Krimm, R. S. Stein, J. Phys. Chem., 65, 1749, 1961.
3. R. S. Stein, A. Plaza, J. Polymer Sci., 45, 519, 1960.
4. В. Г. Баранов, Оптика и спектроскопия, 21, 610, 1966.
5. Е. Янке, Ф. Эмде, Таблицы функций, ГИФМЛ, 1959, стр. 49.
6. W. Brenschede, Kolloid-Z., 114, 35, 1949.
7. А. Марешаль, Ф. Франсон, Структура оптического изображения. Изд. Мир, М., 1965.
8. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, ГИТТЛ, М.—Л., 1951.
9. M. B. Rhodes, R. S. Stein, J. Polymer Sci., 62, 84, 1962.

LIGHT SCATTERING BY POLYMERIC SYSTEMS CONTAINING SPHERULITES

V. G. Baranov

Summary

It has been calculated scattering of polarized light with thin polymer films where spherulites are modelled with optically anisotropic discs. At low angles scattering pattern on discs practically coincides with that of spheres. It has been predicted and observed the existence of the second maximum in intensity distribution on θ at H_v of polarization at scattering with thin films. Difference in relative position of this maximum for sphere and disc could be used for evaluation of the shape of scattering elements. Similar analysis of scattering at V_v of polarization does not exclude the appearance of intensity maxima of pure optical nature as in direction $\mu = 0$ as in direction $\mu = \pi / 2$ at $a_t > a_R$ that explains their rising simultaneously in two directions. It has been proposed the method to determine optical properties of the system on V_v diffraction pattern. Corresponding nomogramms permitting to find $(a_R - a_0) / (a_t - a_0)$ directly on positions and intensities of scattering maxima are proposed.