Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 237—247 (1966)

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В УДЛИНЕННЫХ ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ (ВОЛОКНИСТЫХ ВЕЩЕСТВАХ)

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Ю. А. РАПЯН

В работе исследована дифракция рентгеновских лучей в трехмерных волокнистых веществах. Показано, что трехмерная структура не вносит существенного изменения в перераспределение интенсивности дифрагированных линий сетки из двух рядов. А то, что максимумы становятся более резкими, чем в случае сетки из двух рядов, обусловлено появлением в формулах (7) и (9) добавочных членов.

Исследована также дифракция рентгеновских лучей в спиральных волокнистых веществах. Показано, что экспериментальные данные совпадают с теоретическими расчетами, выводится, что молекулы в волокнистых веществах могут иметь спиральную структуру.

В работе [1] была исследована зависимость рентгеновской дифракционной картины волокнистых веществ от направления падения первичного пучка. Там была исследована слишком простая модель волокнистого вещества: сетка из двух параллельных рядов.

Однако, как показали наши экспериментальные исследования, эта модель не соответствует реальным волокнистым веществам.

Действительно, теоретическое исследование этой модели показало, что в случае, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна, интерференционная картина не зависит от азимутального угла. Получается интерференционное кольцо вокруг следа первичного пучка на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, и, в общем случае, это интерференционное кольцо получается не характеристическим излучением, а излучением непрерывного спектра.

Для экспериментального исследования этого вывода была получена дифракционная картина (от растянутого каучука, бамбука и дерева) с излучением рентгеновских трубок, имеющих аноды из различных материалов (медный, железный и хромовый аноды).

Ясно, что если вышеуказанное интерференционное кольцо образуется при непрерывном излучении, то при различных анодах, но при одинаковых условиях съемки, радиусы этих колец не должны были бы зависеть от вещества анода.

Однако эксперимент показал, что радиусы этих колец зависят от анода рентгеновской трубки: в случае излучения легких анодов радиусы колец больше, чем в случае тяжелых анодов и для различных анодов отношение $\frac{\sin 2\theta}{\lambda}$ остается постоянным.

Следовательно, эти кольца формируются характеристическим излучением — происходит отражение от каких-то внутренних плоскостей, не существующих в модели, рассмотренной в работе [1].

Таким образом, экспериментально было доказано, что модель сетки из двух рядов не соответствует реальным волокнистым веществам.

Сначала мы рассмотрим модель, кажущуюся подходящей для реальных волокнистых веществ—дифракцию рентгеновских лучей в удлиненных трехмерных структурах.

Допустим, плоская монохроматическая волна в направлении единичного вектора $\vec{s}_0$ падает на волокно, и мы исследуем интенсивность волн, рассеянных в направлении единичного вектора $\vec{s}$. Тогда, интерференционную функцию можно выразить следующим образом:

$$\Phi = \frac{\sin^2\left[N_1 \frac{k}{2} a(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} a(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]} \cdot \frac{\sin^2\left[N_2 \frac{k}{2} \vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} \vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]} \times$$

$$\times \frac{\sin^2\left[N_3 \frac{k}{2} \vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} \vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)\right]}, \tag{1}$$

где N_1, N_2 и N_3—число рассеивающих мотивов в направлениях трансляции $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно, причем N_3 гораздо больше, чем N_1 и N_2 (вытянутый в направлении $\vec{c}$ трехмерный кристалл).

Исследуем случай, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна, т. е. в направлении трансляции $\vec{c}$. В этом случае выражение (1) примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2\left[N_1 \frac{k}{2} (\vec{a}\vec{s})\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} (\vec{a}\vec{s})\right]} \cdot \frac{\sin^2\left[N_2 \frac{k}{2} (\vec{b}\vec{s})\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} (\vec{b}\vec{s})\right]} \cdot \frac{\sin^2\left[N_3 \frac{k}{2} (\vec{c}\vec{s})\right]}{\sin^2\left[\frac{k}{2} (\vec{c}\vec{s})\right]}, \tag{2}$$

или

$$\Phi = \frac{\sin^2\left(N_1 \frac{k}{2} a\cos\alpha\right)}{\sin^2\left(\frac{k}{2} a\cos\alpha\right)} \cdot \frac{\sin^2\left(N_2 \frac{k}{2} b\cos\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{k}{2} b\cos\beta\right)} \cdot \frac{\sin^2(N_3 kc\sin^2\theta)}{\sin^2(kc\sin^2\theta)}, \tag{2a}$$

где α, β и 2θ — углы между вектором $\vec{s}$ и векторами $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$.

Интерференционная функция (2а) примет максимальное значение при одновременном выполнении следующих трех условий:

$$\begin{aligned} a\cos\alpha &= n_1\lambda,\\ b\cos\beta &= n_2\lambda,\\ 2c\sin^2\theta &= n_3\lambda, \end{aligned} \tag{3}$$

где $n_1;\ n_2;\ n_3 = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\cdots.$

Нетрудно убедиться в том, что эти условия не независимы друг от друга. Действительно, между углами α, β и θ существуют следующие соотношения (см. рис. 1):

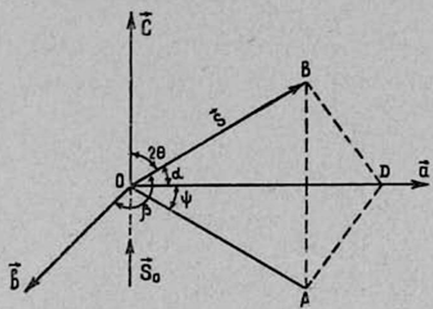


Рис. 1.

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \sin 2\theta\cos\psi,\\ \cos\beta &= \sin 2\theta\sin\psi. \end{aligned} \tag{4}$$

Таким образом, для интерференционной функции окончательно получим

$$\Phi = \frac{\sin^2\left(N_1\dfrac{k}{2}a\sin 2\theta\cos\psi\right)}{\sin^2\left(\dfrac{k}{2}a\sin 2\theta\cos\psi\right)}\cdot\frac{\sin^2\left(N_2\dfrac{k}{2}b\sin 2\theta\sin\psi\right)}{\sin^2\left(\dfrac{k}{2}b\sin 2\theta\sin\psi\right)}\times$$

$$\times\frac{\sin^2(N_3\,kc\sin^2\theta)}{\sin^2(kc\sin^2\theta)}. \tag{5}$$

Теперь если предположить, что в образце содержится очень большое число таких кристаллитов и у всех оси $\vec{c}$ параллельны одному общему направлению, но все ориентировки относительно этой оси $\vec{c}$ равновероятны, то для нахождения среднего распределения интенсивности мы должны Φ усреднить по ψ, т. е.

$$\Phi = \frac{\sin^2(N_3kc\sin^2\theta)}{\sin^2(kc\sin^2\theta)}\times$$

$$\times\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}\frac{\sin^2\left(N_1\dfrac{k}{2}a\sin 2\theta\cos\psi\right)}{\sin^2\left(\dfrac{k}{2}a\sin 2\theta\cos\psi\right)}\cdot\frac{\sin^2\left(N_2\dfrac{k}{2}b\sin 2\theta\sin\psi\right)}{\sin\left(\dfrac{k}{2}b\sin 2\theta\sin\psi\right)}d\psi. \tag{6}$$

Воспользовавшись представлением интерференционной функции в виде ряда Фурье, мы можем (6) переписать в следующем виде:

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2 (N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2 (kc \sin^2 \theta)} \cdot \frac{1}{2\pi} \sum_{p=-(N_1-1)}^{N_1-1} \sum_{q=-(N_2-1)}^{N_2-1} (N_1 - |p|)(N_2 - |q|) \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} \cos [k \sin 2\theta (pa \cos \psi + qb \sin \psi)] \, d\psi. \qquad (7)$$

Мы получили общее выражение для средней интерференционной функции, когда первичный пучок падает в направлении оси волокна.

Теперь мы можем исследовать частные случаи. Если $N_1 = 2$, а $N_1 = 1$, то из (7) получим

$$\Phi = \frac{\sin^2 (N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2 (kc \sin^2 \theta)} \cdot 2[1 + J_0 (ak \sin 2\theta)],$$

что совпадает и со случаем, рассмотренным в [1].

Если $N_1 = N_2 = 2$ и $a = b$, то из (7) получим

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2 (N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2 (kc \sin^2 \theta)} [4 + 8 J_0 (ka \sin 2\theta) + 4 J_0 (\sqrt{2} ka \sin 2\theta)], \qquad (8)$$

а в случае $N_1 = 3$, $N_2 = 2$ и $a = b$ получим

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2 (N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2 (kc \sin^2 \theta)} \cdot [6 + 14 J_0 (ka \sin 2\theta) + 4 J_0 (2ka \sin 2\theta) +$$

$$+ 8 J_0 (\sqrt{2} a \sin 2\theta) + 4 J_0 (\sqrt{s}\, ka \sin 2\theta)]. \qquad (9)$$

Обсуждение результатов и выводы

Из (7—9) видно, что, как и в случае сетки из двух параллельных рядов, в рассматриваемом случае удлиненных трехмерных структур в средней интерференционной функции фигурирует множитель

$$\frac{\sin^2 (N_3 kc \sin^2 \theta)}{\sin^2 (kc \sin^2 \theta)},$$

максимальное значение которого достигается при выполнении следующего условия

$$2c \sin^2 \theta = n\lambda. \qquad (10)$$

Это условие для различных излучений (анодов) можно переписать в виде

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin^2 \theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin^2 \theta_3}{\lambda_3} - . \qquad (11)$$

Однако тщательные экспериментальные исследования показали, что последнее условие на дифракционных линиях не соблюдается.

Действительно, нами были получены снимки медным, железным и хромовым излучениями от образцов растянутого каучука, бамбука и дерева при первичных пучках, падающих в направлении волокон этих образцов. Остальные условия этих съемок были строго одинаковы.

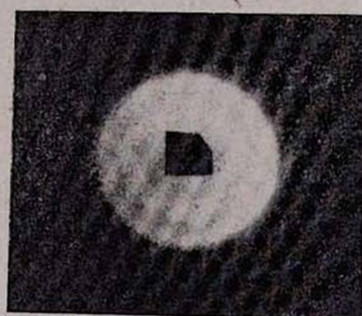
Для каждого образца были составлены отношения (11) для CuK_{α}, FeK_{α} и CrK_{α} излучений, а значения углов θ_1, θ_2 и θ_3 были определены из снимков.

Неоднократные расчеты показали, что условие (11) не удовлетворяется, т. е.

$$\frac{\sin^2\theta_1}{\lambda_1} \neq \frac{\sin^2\theta_2}{\lambda_2} \neq \frac{\sin^2\theta_3}{\lambda_3}. \tag{12}$$

На рис. 2—3 показаны рентгенограммы растянутого каучука, и дерева соответственно. Они получены $Cu\,K_{\alpha}$ излучением, когда первичная волна направлена по осям волокон (направлениям рассеяния). Углы отражения определены с помощью этих рентгенограмм микрофотометрированием.

Фиг. 2.



Фиг. 3.

Далее, как видно из (7—9), для образования дифракционных максимумов должны принимать максимальное значение также функции Бесселя нулевого порядка, входящие в эти выражения. При различных длинах падающих волн последнее требование выражается соотношениями

$$\frac{\sin 2\theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin 2\theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin 2\theta_3}{\lambda_3} = \cdots. \tag{13}$$

Эксперимент показал, что условие (13) удовлетворяется в пределах ошибок опыта.

Так как размеры волокна в направлении его оси гораздо больше, чем в направлениях, перпендикулярных к этой оси ($N_3 \gg N_1$; $N_3 \gg N_2$), то в распределении рассеянной интенсивности в дифракционной картине решающую роль должно играть распределение рассеивающего вещества на оси волокна, т. е. распределение дифрагированного излучения в основном должно определяться условием (10), между тем оно на экспериментально полученных максимумах, как уже было сказано выше, не удовлетворяется [см. (12)].

Таким образом, удлиненная трехмерная структура не вносит существенного перераспределения в интенсивность дифрагированного излучения сетки из двух рядов, рассмотренной в [1]. Роль добавочных членов, появляющихся в (7—9), в том, что максимумы становятся более резкими, чем в случае сетки из двух рядов [2].

Следовательно, удлиненные трехмерные простые структуры, поставленные здесь в основу наших расчетов, в общем случае также не соответствуют реальным волокнистым веществам.

Дифракция на спиральных структурах при первичной волне, падающей в направлении оси волокна

Теперь допустим, что имеем волокнистое вещество, молекулы которого имеют спиральную структуру.

Пусть монохроматическая плоская волна в направлении оси спирали падает на это волокно, а интенсивность рассеяния исследуем в направлении единичного вектора $\vec{s}_1$ (рис. 4).

Тогда выражение амплитуды рассеянных волн примет следующий вид:

$$A = B \sum_{m=0}^{N_1-1} \sum_{n=0}^{N_2-1} \sum_{p=0}^{N_3-1} \exp\{-ikma(\hat{i}\cos\psi + \hat{j}\sin\psi)\vec{s}\} \times$$

$$\times \exp\{-ikmb(-\hat{i}\sin\psi + \hat{j}\cos\psi)\vec{s}\} \exp\{-ik[\vec{s}(\hat{i}r\cos\psi_1 + \hat{j}r\sin\psi_1 + \hat{k}pc_1)]\}, \tag{14}$$

где

$$B = \frac{f}{R}\cdot\frac{e^2}{mc^2}P, \quad \psi = \frac{2\pi pc_1}{c_2} + \psi_2 = \alpha + \psi_2, \quad \psi_1 = \frac{2\pi pc_1}{c_2} + \psi_3 = \alpha + \psi_3,$$

P — фактор поляризации, c_2 — шаг спирали; c_1 — проекция расстояния между соседними мотивами на главной оси спирали (рис. 5).

ψ_2 — угол между a и осью X при $p = 0$ (в начале спирали),

ψ_3 — угол между r и осью X при $p = 0$ (в начале спирали),

где $\vec{s} = \vec{s}_1 - \vec{s}_0$—единичный вектор в направлении падения, $\hat{i}$, $\hat{j}$ и $\hat{k}$-единичные векторы в направлениях координатных осей X, Y и Z соответственно, a и b—периоды повторяемости боковых ветвей, r—радиус спирали.

При выводе (14) предположено, что боковые ветви с ростом координаты Z вращаются относительно главной оси спирали (относительно оси Z) подобно углу ψ_1.

После суммирования по m и n из (14) получим

$$A = B\sum_{p=0}^{N_3-1}\frac{\sin N_1B_2}{\sin B_2}\cdot\frac{\sin N_2B_3}{\sin B_3}\exp\{-ik[\vec{s}\,(\hat{i}r\cos\psi+\hat{j}r\sin\psi+\hat{k}pc_1)]\},$$

откуда для интенсивности получим

$$J = |A|^2 = B_1\sum_{p=0}^{N_3-1}\sum_{p'=0}^{N_3-1}\frac{\sin N_1B_2}{\sin B_2}\cdot\frac{\sin N_1B_2'}{\sin B_2'}\cdot\frac{\sin N_2B_3}{\sin B_3}\times$$

$$\times\frac{\sin N_3B_3'}{\sin B_3'}\exp\{-ik[\vec{s}\,(\hat{i}r[\cos\psi_1-\cos\psi_1']+\hat{j}r[\sin\psi_1-\sin\psi_1']+$$

$$+\hat{k}c_1[p-p'])]\}, \tag{15}$$

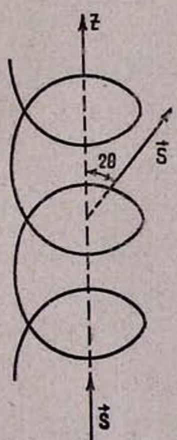
где

$$B_2 = \frac{ka\vec{s}\,(\hat{i}\cos\psi+\hat{j}\sin\psi)}{2},\qquad B_2' = \frac{ka\vec{s}\,(\hat{i}\cos\psi'+\hat{j}\sin\psi')}{2},$$

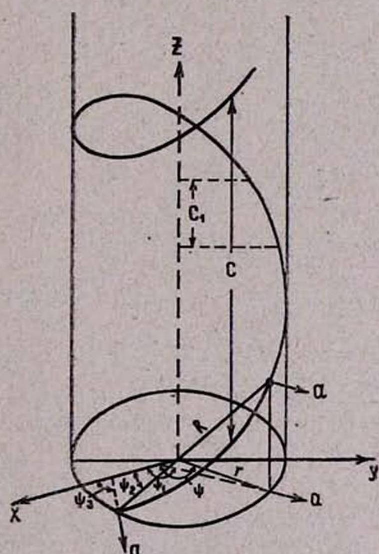
$$B_3 = \frac{kb\vec{s}\,(-\hat{i}\sin\psi+\hat{j}\cos\psi)}{2},\qquad B_3' = \frac{kb\vec{s}\,(-\hat{i}\sin\psi'+\hat{j}\cos\psi')}{2},$$

$$B_1 = \frac{f^2}{R^2}\cdot\frac{1+\cos^2 2\theta}{2}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2, \tag{16}$$

$$\psi' = \frac{2\pi p'c_1}{c_2}+\psi_0 = \alpha'+\psi_2,\qquad \psi_1' = \frac{2\pi p'c_1}{c_2}+\psi_3 = \alpha'+\psi_3.$$



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Для нахождения средней интенсивности мы должны (15) усреднить по ψ_2 и ψ_3. Действительно, если предполагать, что в облучаемом образце содержится большое число таких спиралей и оси у всех параллельны одному общему направлению, но все ориентировки относительно этой оси равновероятны, то для нахождения истинной (наблюдаемой) интенсивности необходимо выражение (15) проинтегрировать по ψ_2 в пределах от нуля до 2π и разделить на 2π, затем проинтегрировать по ψ_3 и разделить на 2π.

$$\bar{J} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} J d\psi_2 d\psi_3. \qquad (17)$$

При нахождении средней интенсивности интегрирование по ψ_2 и ψ_3 объясняется тем, что интенсивности волн, рассеянных от таких ориентированных различных спиралей, отличаются друг от друга только углами ψ_2 и ψ_3, причем предполагается, что эти углы от волокна к волокну меняются независимо.

Теперь мы исследуем частный случай, рассмотренный в работе [2]. Допустим, что

$$N_1 = 2 \text{ и } N_2 = 1.$$

Для этого случая из (17) получим

$$\bar{J} = \frac{4}{(2\pi)^2} B_1 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos B_2 \cos B_2' \times$$

$$\times \exp\{-ik[\vec{s}(\hat{i}r[\cos\psi_1 - \cos\psi_1'] + \hat{j}r[\sin\psi_1 - \sin\psi_1'])\} d\psi_2 d\psi_3, \qquad (18)$$

где

$$B_4 = (\hat{k}\vec{s})\, c_1 (p-p')k.$$

Очевидно, что в рассматриваемом случае (первичная волна падает в направлении оси спирали) средняя интенсивность рассеянных волн будет иметь круговую симметрию вокруг оси Z (направления падения), т. е. во всех направлениях, составляющих одинаковый угол 2θ с направлением падения (осью Z), интенсивность будет иметь одинаковое значение. Если так, то мы можем найти среднюю интенсивность в случае, когда $\vec{s}_1 \perp \vec{\tau}$ и угол между векторами $\vec{s}_1$ и $\hat{j}$ равен 2θ, где 2θ — угол рассеяния. Ясно, что это будет средняя интенсивность во всех направлениях, составляющих угол 2θ с направлением падения.

Тогда (18) примет следующий вид:

$$\bar{J} = \frac{4}{(2\pi)^2} B_1 \sum_p \sum_{p'} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos B_2 \cos B_2' \times$$

$$\times \exp\{-ikr \sin 2\theta (\sin\psi_1 - \sin\psi_1')\} d\psi_2 d\psi_3, \qquad (19)$$

где теперь

$$B_4 = k \sin 2\theta\, (p-p')\, c_1,$$

$$B_2 = \frac{1}{2} k\, a \sin 2\theta \sin \psi; \qquad B_2^1 = \frac{1}{2} ka \sin 2\theta \sin \psi'.$$

После некоторых простых преобразований получим

$$\bar{J} = \frac{2}{(2\pi)^2} B_1 \sum_p \sum_{p'} \exp\{-iB_4\} \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \{\cos [D_1 \sin (\alpha_1 + \psi_0)] +$$

$$+ \cos [D_2 \cos (\alpha_1 + \psi_0)]\} \exp \{-iD_3 \cos [\alpha_1 + \psi_0]\}\, d\psi_2 d\psi_3, \qquad (20)$$

$$D_1 = ka \sin 2\theta \cos \alpha_2, \qquad D_2 = ka \sin 2\theta \sin \alpha_2,$$

$$D_3 = kr \sin 2\theta \sin \alpha_2, \qquad \alpha_1 = \frac{\alpha + \alpha'}{2}, \qquad \alpha_2 = \frac{\alpha - \alpha'}{2}. \qquad (21)$$

Произведя интегрирование в (20), получим

$$\bar{J} = 2B_1 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \exp\{-iB_4\} [J_0(D_1) + J_0(D_2)]\, J_0(D_3), \qquad (22)$$

где $J_0(D_1)$, $J_0(D_2)$ и $J_0(D_3)$ — функции Бесселя.

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из (22), для получения наибольшего максимального значения средней интенсивности необходимо найти наибольшее максимальное значение функции Бесселя $J_0(D_3)$.

Как известно, главный максимум этой функции получается при $D_3 = 0$, т. е. $J_0(0) = 1$, а остальные максимумы быстро уменьшаются с увеличением аргумента D_3. Согласно (21), аргумент D_3 нулевое значение принимает в следующих двух случаях:

либо $\sin 2\theta = 0$, либо $\sin \alpha_2 = 0$.

В первом случае интенсивность рассеяния максимальное значение принимает только в нулевом угле ($\theta = 0$), а во втором случае $\alpha = \frac{\alpha - \alpha'}{2} = 0$, т. е. рассеяние максимальное значение принимает при $p = p'$. Тогда средняя интенсивность в ее нулевых углах рассеяния принимает следующий вид:

$$\bar{J} = 2N_3 B_1 [1 + J_0(ka \sin 2\theta)]. \qquad (23)$$

Последнее выражение показывает, что средняя интенсивность в ненулевых углах пропорциональна первой степени числа частиц по спирали, т. е. эти частицы действуют как оптически независимые рассеиватели.

В нулевом угле рассеяния из (22) для средней интенсивности получим

$$\overline{J} = 4N_3^2 = (2N_3)^2 = N^2,$$

где N — общее число частиц, участвующих в рассеянии.

Следовательно, в нулевом угле в первом приближении интенсивность рассеяния, как обычно, пропорциональна квадрату числа рассеивающих частиц.

Условия дифракционных максимумов в ненулевых углах в рассматриваемом случае будут

$$ka \sin 2\theta = 7;0156;\ 13;\ 3237, \cdots.$$

Для различных длин волн эти условия примут следующий вид:

$$\frac{\sin 2\theta_1}{\lambda_1} = \frac{\sin 2\theta_2}{\lambda_2} = \frac{\sin 2\theta_3}{\lambda_3} = \cdots. \tag{13}$$

Как уже было сказано выше, это условие вполне соответствует экспериментальным даным.

Таким образом, исследовав рассеяние рентгеновских лучей в волокнистых веществах, при первичном пучке, падающем в направлении осей волокон, можно сделать следующие выводы.

1. Предположение о том, что в волокнистых веществах рассеивающие мотивы в направлении осей волокон точно расположены на одной прямой (на оси волокна), экспериментально не оправдывается (хотя бы для тех волокнистых веществ, которые исследованы в данной работе).

2. Предположение о спиральной структуре рассеивающих молекул волокнистых веществ приводит к согласию результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными (хотя бы для волокнистых веществ, исследованных нами).

Ереванский государственный
университет

Поступила 5 января 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян, Ю. А. Рапян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1 вып. 3 (1966).
2. *Р. Джеймс*, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., И-Л., 1950.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԽՌԱՉԱՓ ԵՐԿԱՐԱՁԳՎԱԾ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐՈՒՄ (ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԵՐՈՒՄ)

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ

Հետազոտված է ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան խռաչափ մանրաթելային նյութերի մեջ։ Ցույց է տրված, որ երկարաձգված խռաչափ ստրուկտուրան առանձին փոփոխություն չի մտցնում երկչափանի ցանցի կողմից ստացված դիֆրակցիոն գծերի ինտենսիվությունների բաշխման մեջ։ Այսպիսով (7) և (9) բանաձևերում ստացված հավելյալ անդամների առկայություններով պայմանավորված են միայն ավելի սուր մաքսիմումների առաջացումը երկչափանի ցանցի դեպքի համեմատությամբ։ Հետևաբար՝ երկարաձգված խռաչափ պարզ ստրուկտուրաները չեն համապատասխանում իրական մանրաթելային նյութերին։

Ուսումնասիրված է նաև ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան պտուտակագծային մոլեկուլներով մանրաթելերի մեջ։ Ցույց է տրված, որ մոլեկուլների պտուտակագծային ստրուկտուրաների վերաբերյալ ենթադրությունը համաձայնեցնում է տեսական արդյունքները փորձի տվյալների հետ։

THE X-RAY DIFFRACTION IN LENGTHENED THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE (FIBROUS MATTER)

by P. A. BEZIRGANIAN, J. A. RAPIAN

The x-ray diffraction in fibrous matters is studied. It is shown that the three-demensional structure produce no essential changes in the intensity redistribution of diffraction lines of two row sets. Yet the fact that the maxima become sharper than in the case of two row sets is due to the appearance of additional terms in the formulas (7) and (9).

The x-ray diffraction in spiral fibrous matters is also dealt with. The assumption on the spiral structure of molecules is shown to concur with the theoretical results of the experimental data.