

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-240(33)-77

Л.И.ДАШЕНКО^{*)}, В.Г.БАГДАСАРЯН, Д.Л.ЕГИКЯН,
И.П.КАРАБЕКОВ, Р.А.МИКАЭЛЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ
МАЯТНИКОВЫХ ПОЛОС КЛИНОВИДНОГО КРИСТАЛЛА
КРЕМНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ДЛИН ВОЛН 0,33-0,80 Å
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Препринт ЕФИ-240(33)-77

Л.И.ДАЩЕНКО^{*)}, В.Г.БАГДАСАРЯН, Д.ЛЕГИКЯН,
И.П.КАРАБЕКОВ, Р.А.МИКАЭЛЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ
МАЯТНИКОВЫХ ПОЛОС КЛИНОВИДНОГО КРИСТАЛЛА
КРЕМНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ДЛИН ВОЛН $0,33-0,80 \text{ \AA}$
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*) Институт полупроводников АН УССР

Ереван 1977

Одним из наиболее точных и широко применяемых методов измерения фундаментальных констант кристаллического вещества является метод тонких клиновидных кристаллов, разработанный Лангом и Като [1,2,3].

Важность экспериментального измерения таких констант, как χ_n и F , заключается в следующем. В рамках динамической теории эти константы рассчитываются с использованием атомных факторов рассеяния f_a . Последние определяются на основании многоэлектронных волновых функций атомов, которые в настоящее время не известны и соответствующие точные расчеты пока не выполнимы [4]. В данном методе основную информацию об измеряемых константах несет распределение интерференционных поверхностей волнового поля внутри "палатки" Бормана [4], возникающего при падении на кристалл узкоколлимированного пучка рентгеновских лучей. Особый интерес в данном вопросе приобретает исследование распределения интерференционных максимумов на участках погасания интенсивности в отраженном пучке, которое наблюдается в экспериментах с неполяризованным падающим пучком. Как известно, (см. например [5]) интенсивность интерференционных максимумов почти полностью погасает, когда выполняется условие:

$$(1 - \cos 2\theta_B) \rho / \Lambda \approx \frac{2n+1}{2}, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, ρ - текущая координата

глубине "палатки" Бормана и

$$\Lambda = \frac{1}{2} \cdot (\Lambda_{\perp} + \Lambda_{\parallel}) \quad (2)$$

Интерференционная картина в этих областях до настоящего времени не получена. Кроме того, нет теоретических оценок ширины области погасания в зависимости от n и отношения J_{\perp}/J_{\parallel} , где J_{\perp} и J_{\parallel} - интенсивность потока фотонов в падающем пучке соответствующих поляризаций. С этой точки зрения синхротронное излучение в рентгеновском интервале длин волн, которое практически полностью поляризовано [6], является уникальным инструментом исследования, так как погасание интерференционных максимумов не должно наблюдаться.

В настоящей работе приведены результаты исследований интерференционных маятниковых полос клиновидного кристалла кремния в интервале длин волн от $0,33 \text{ \AA}$ до $0,80 \text{ \AA}$ в поляризованном пучке. Результаты измерений сравниваются с соответствующими расчетами по динамической теории рассеяния рентгеновских лучей идеальными кристаллами.

В качестве образца был использован клиновидный кристалл кремния, входная поверхность которого была отрезана параллельно кристаллографической плоскости (111). На рис.1а показан чертеж профиля клина, параллельного отражающим плоскостям (110). Угол при вершине клина равен $6,85 \cdot 10^{-2}$ рад. Ширина дифракционного максимума,

ϵ , использованного кристалла для плоскости (110) не превышала нескольких секунд. Схема экспериментальной установки показана на рис.1(б). Пучок синхротронного излучения (1) предварительно коллимируется вертикальной щелью (2), равной 2 мм на расстоянии 17,54 м от места возникновения излучения в вакуумной камере ускорителя электронов ЕрФИ на энергию 6 Гэв [7] и с помощью вакуумного пучкопровода (3) общей длиной, равной 25,8 м, выводится на ось гониометра ГУР-5 (5). На

оси гониометра была установлена гониометрическая приставка ГП-3 (6), позволяющая осуществлять юстировку в Лауэ геометрии. На оси ГП-3 был укреплен клиновидный кристалл (7). Отраженный от плоскостей (110) клиновидного кристалла пучок направлялся на вход сцинтилляционного детектора БДС-1 (9), установленного под углом $2\theta_B$, в горизонтальной плоскости, совпадающей с плоскостью поляризации пучка синхротронного излучения. Перед детектором устанавливалась вертикальная шель, равная 0,25 мм и горизонтальная, равная 10 мм. С помощью гониометра ГУР-5 и ГП-3 кристалл устанавливался в положение максимума частоты счета детектора БДС-1. Это положение соответствовало точной установке угла падения, равного θ_B для выбранной длины волны λ_B и параллельности отражающих плоскостей вертикальной оси симметрии Z (см.рис.2). На пути падающего пучка СИ устанавливался коллиматор (4) на рис.1 (б), с шириной щели равной 30 мкм, равной по порядку величины экстинционной длине для кремния. Расходимость падающего пучка фотонов $\Delta\varphi$ была предварительно измерена с помощью $(n+n)$ спектрометра и при указанном на рис.1(б) расположении и размерах коллиматоров, была равной $0,86'$.

Диаграмма расположения отражающих плоскостей клина относительно векторов \vec{E} и \vec{K} для случая σ и π поляризаций показана на рис.2. После осуществления юстировки в месте расположения детектора перпендикулярно к направлению \vec{K}_h устанавливалась рентгеновская фотопластинка (8), на которой фиксировалась картина распределения интерференционных максимумов волнового поля. Съёмка интерференционных топограмм производилась на длинах волн: $\lambda_1 = 0,3314 \text{ \AA}$ ($\theta_B = 5^\circ$); $\lambda_2 = 0,463 \text{ \AA}$ ($\theta_B = 7^\circ$); $\lambda_3 = 0,66 \text{ \AA}$ ($\theta_B = 10^\circ$) и $\lambda_4 = 0,80 \text{ \AA}$ ($\theta_B = 12^\circ$). Соответствующие изображения клина приведены на рис.3 а,б,в,г.

Кроме этого была сделана также съёмка для σ поляризации, при угле Брегга, равном 10° , показанном на

рис.3д. Как видно из этих снимков зоны погасания интенсивности отсутствуют. Во всяком случае погасание отсутствует для $n = 0 \div 4$ (см. выражение (1)).

Другим результатом проведенного эксперимента является тот факт, что расстояние между интерференционными максимумами в начале клина (в той части, которая при съёмках на неполяризованном пучке рентгеновских трубок находится в области погасания) существенно изменяется. На рис.3е для сравнения показана картина распределения интерференционных максимумов, полученная с того же клиновидного кристалла при облучении $M_o K_{\alpha 1}$. Измерение расстояний между интерференционными максимумами производилось с помощью компаратора МИР-12, имеющего абсолютную точность $\pm 2,5$ мкм. Каждое расстояние измерялось многократно и результаты измерений усреднялись. В таблице 1 приведены значения Δy и значения среднеквадратичных ошибок измерений в зависимости от номера максимумов $i, i+1$ между которыми эти расстояния измерялись. Эти же результаты графически показаны на рис.4.

Здесь стрелками показаны места центров погасания при $n = 0, 1, 2, 3$ и 4. Пунктирная линия на графике, проведенная через точки пересечения параллелей $\Delta y(\theta) = const$ и вертикалей, задающих значения ρ , определенных из (1) при $n = 0$, разделяет квадрант плоскости $\Delta y - N$ на две области. Возможность получения экспериментальной информации в области выше пунктирной линии с использованием неполяризованного излучения принципиально может быть решена только после исследований, которые определяют ширину области погасания, M , в зависимости от n .

Для того, чтобы убедиться в правильности полученных экспериментальных результатов, были проведены соответствующие расчеты.

Как известно [3], для случая приближения падающей сферической волны ($\Delta \psi \gg \epsilon$) интенсивность и положение максимумов волнового поля в плоскости от-

ражения в ρ - направлении (см.рис.5) определяется выражением:

$$J_g = A(\bar{\beta})^2 \left\{ J_0(\beta \sqrt{X X'}) \right\}^2, \quad (3)$$

где A - коэффициент пропорциональности, описывающий плотность падающего излучения, J_0 - функция Бесселя нулевого порядка X и X' - расстояние выбранной точки поля относительно границ "палатки" Бормана (см.рис.6). Параметр $\bar{\beta}$ определяется формулой:

$$\bar{\beta} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{c X_h}{\sin 2\theta_B}, \quad (4)$$

Здесь λ - выбранная длина волны, соответствующая углу падения θ_B ; c - фактор поляризации, равный 1 при ϵ поляризации и $\cos 2\theta_B$, при π поляризации; X_h - фурье-компонента поляризуемости кристалла, определяемая как:

$$X_h = \frac{\lambda^2}{\pi v} \cdot \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) |F_h|, \quad (5)$$

где (e^2/mc^2) - классический радиус электрона; v - объём элементарной ячейки; F_h - структурный фактор рассеяния.

Как известно, расчет по (3) дает линии равной интенсивности, представляющие собой гиперболы. Используя асимптотический вид функции Бесселя для значений параметра $\bar{\beta} \sqrt{X X'} \geq 25$, выражение (3) можно представить следующим образом:

$$J_g = \frac{2A}{\pi \sin \theta_B} \cdot \bar{\beta} \cdot \frac{1}{\rho} \cos^2 \left(\bar{\beta} \rho \sin \theta_B - \frac{\pi}{4} \right), \quad (6)$$

Тогда, для случая поляризованного излучения для всех значений ρ точки равной интенсивности располагаются с периодом, Λ , который может быть рассчитан формулой:

$$\Lambda = \frac{\pi}{\beta \sin \theta_B} = \frac{\lambda \cos \theta_B}{c |X_H|} \quad (7)$$

Согласно (3) изменение $\Lambda_{1, II}$ наблюдается только при вершине клина, которая физически не существует. Для случая использованного кристалла при $\rho_{min} = 0,25 \text{ мм}$, параметр $\beta \sqrt{xx'} > 25$, при котором $\Lambda = \text{const}$. Весьма примечательно, что экспериментально измеренные значения $\Lambda_{эксп}$ для всех длин волн использованного диапазона на участках клина, где кривые $\lambda(\rho)$ входят в область "насыщения", с хорошей точностью совпадают с расчетами по формулам (6), (7). Это совпадение продемонстрировано в таблице II. Приведенные значения $\Lambda_{эксп}$ здесь представляют собой усреднение всех значений Λ в области ρ , где аппроксимирующая кривая на рис.4 (сплошные линии) параллельна оси абсцисс.

Полученный результат может быть объяснен отклонением клиновидной формы кристалла от идеальной условиями выращивания слитка и требует тщательного теоретического осмысливания и дальнейших экспериментальных исследований, которые позволят раскрыть закономерности распределения максимумов волнового поля на топограмме. Пока можно утверждать, что полученная картина не может быть объяснена наличием высоких гармонических составляющих в спектре синхротронного излучения. Во-первых, интенсивность гармоник для выбранных длин волн (особенно для $\lambda = 0,33 \text{ \AA}$) весьма мала по сравнению с интенсивностью основной гармоники. Во-вторых, в силу большей жесткости излучения на гармониках эффект модуляции $\Lambda(\varphi)$ должен был быть более заметным при больших значениях φ , что в эксперименте не было замечено.

Кроме исследованного образца были проведены съёмки топограмм и для других аналогично изготовленных клиновидных кристаллов. Картина распределения максимумов в этих снимках повторяет представленные на рис.3. Проведена также съёмка топограмм в монохроматизированном пучке синхротронного излучения, в которой также наблюдается модуляция расстояния между интерференционными максимумами.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Ц.Аматуни и С.Г.Матияну за постоянный интерес к работе и ряд дискуссий, Кисловскому Е.Н. за изготовление клиновидного кристалла.

Таблица I

N	i+i+1	$\theta = 5^{\circ}$ ($\lambda = 0,33 \text{ \AA}$)	$\theta = 7^{\circ}$ ($\lambda = 0,46 \text{ \AA}$)	$\theta = 10^{\circ}$ ($\lambda = 0,66 \text{ \AA}$)	$\theta = 12^{\circ}$ ($\lambda = 0,80 \text{ \AA}$)
		Δy (мкм)	Δy (мкм)	Δy (мкм)	Δy (мкм)
I	I + 2	405 ± 5	397 ± 9,0	90 ± 2,4	87 ± 2,5
2	2 + 3	757 ± 8,3	592 ± 8,4	151 ± 3,2	156 ± 7,4
3	3 + 4	1000 ± 4,5	690 ± 15,8	271 ± 8,2	251 ± 6,7
4	4 + 5	1084 ± 9,2	805 ± 7,4	392 ± 6,1	356 ± 4,1
5	5 + 6	1203 ± 4,4	815 ± 13,2	455 ± 12,2	413 ± 2,9
6	6 + 7	1100 ± 2,5	933 ± 13,8	497 ± 5,3	418 ± 8,0
7	7 + 8	1200 ± 2,5	907 ± 14,8	586 ± 8,2	527 ± 8,3
8	8 + 9		830 ± 20,5	588 ± 11,7	517 ± 14,8
9	9 + 10		920 ± 12,9	598 ± 6,1	547 ± 8,3
10	10 + 11		810 ± 8,2	636 ± 15,3	630 ± 14,1
11	11 + 12		900 ± 8,2	626 ± 13,5	547 ± 12,1
12	12 + 13			640 ± 10,1	562 ± 8,3
13	13 + 14			632 ± 8,7	547 ± 8,3
14	14 + 15			578 ± 6,4	555 ± 5,1
15	15 + 16			637 ± 13,5	557 ± 8,3
16	16 + 17			587 ± 6,3	522 ± 6,4
17	17 + 18			608 ± 7,4	

Таблица 2

$\theta = 5^{\circ}$		$\theta = 7^{\circ}$		$\theta = 10^{\circ}$		$\theta = 12^{\circ}$	
(мкм)		(мкм)		(мкм)		(мкм)	
$\Lambda_{\text{эксп}}$	$\Lambda_{\text{теор}}$	$\Lambda_{\text{эксп}}$	$\Lambda_{\text{теор}}$	$\Lambda_{\text{эксп}}$	$\Lambda_{\text{теор}}$	$\Lambda_{\text{эксп}}$	$\Lambda_{\text{теор}}$
80,7	79,7	54,2	57,7	40,9	41,5	36,8	35,1

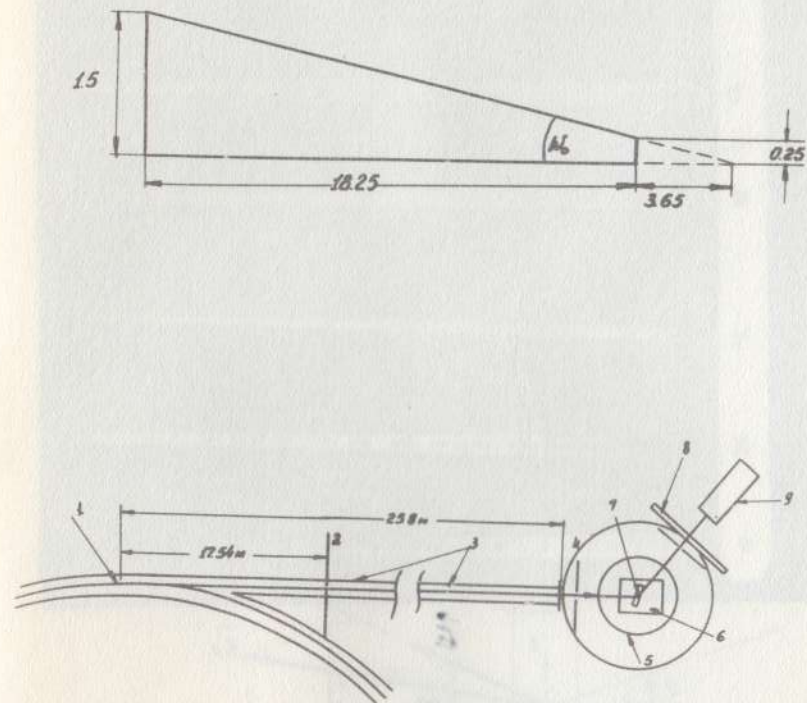


Рис. I.

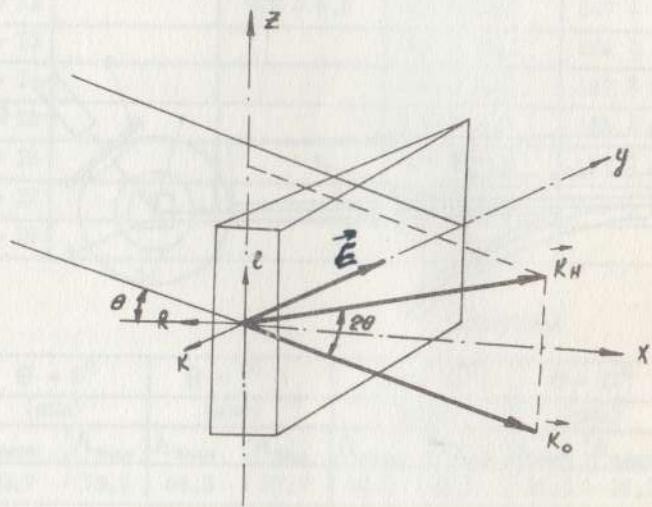
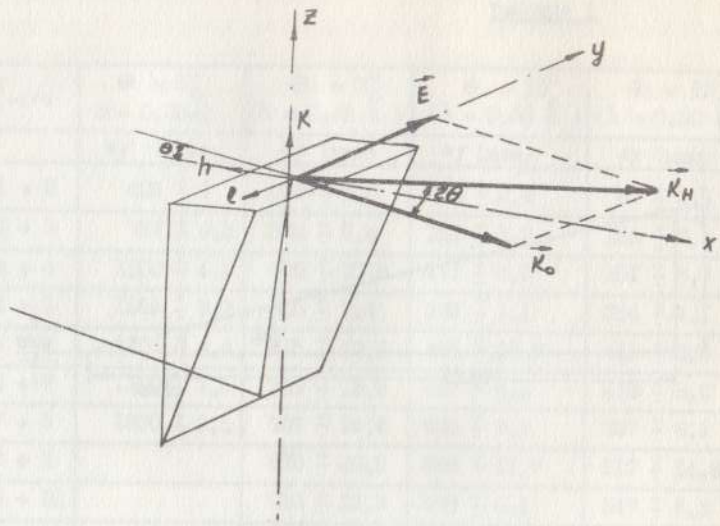


Рис. 2.

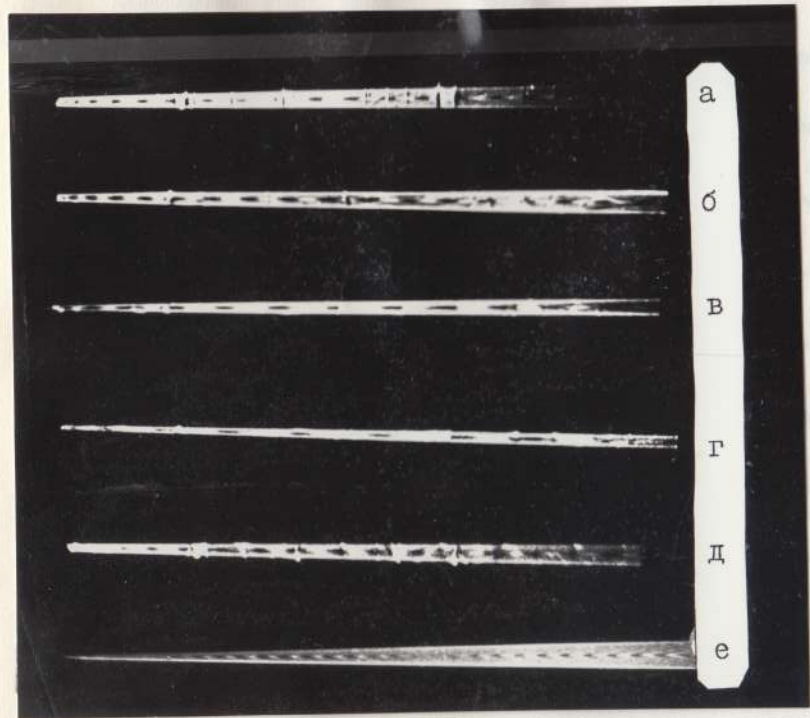


Рис. 3

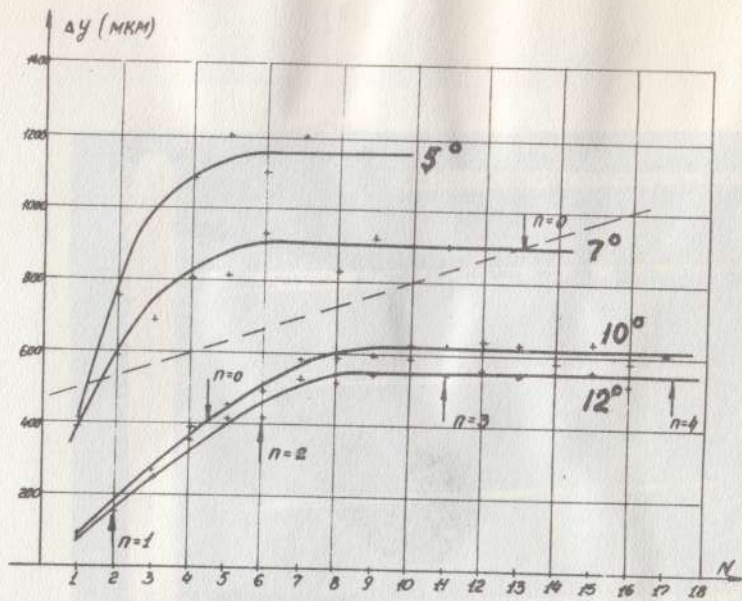


Рис. 4

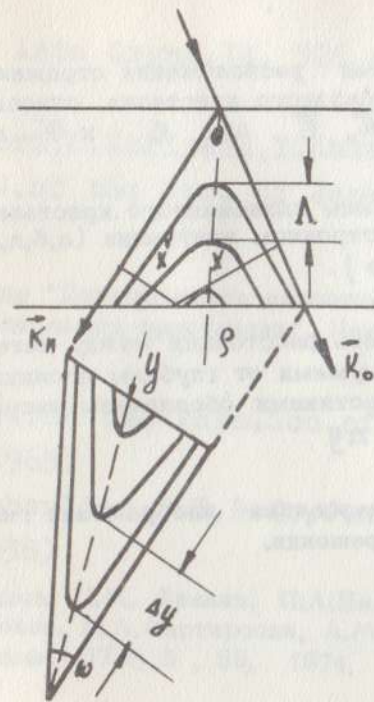


Рис. 5

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Профиль клиновидного кристалла и схема экспериментальной установки.
- Рис.2 Диаграмма расположения отражающих плоскостей клиновидного кристалла относительно векторов $\vec{K}_o, \vec{K}_n, \vec{E}$ для σ и π поляризаций.
- Рис.3 Топограммы клиновидного кристалла, полученные на синхротронном излучении (а,б,в,г,д) и на $M_o K_{\alpha}(\theta)$.
- Рис.4 Зависимость расстояний между интерференционными максимумами от глубины проникновения излучения. Крестиками обозначены экспериментальные значения Δy
- Рис.5 Схема образования изображения гипербол маятникового решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Kato and A.R.Lang. Acta Cryst. 12, 787 (1959)
2. N.Kato. Acta Cryst, 14, 526 (1961)
3. H.Hattori, H.Kuriyama, T.Katagawa and N. Kato, J. of the Soc. of Japan 20, 6 (1966)
4. З.Г.Пинскер "Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах", Наука, Москва, 1974.
5. N.Kato, J. of the Phys. Soc. of Japan 20, 1047 (1965)
6. P.H.Tombouliau, P.E.Vedo, J. Appl. Phys. 29, 804 (1958)
7. А.И.Алиханян, Ц.М. Авакян, П.А.Безирганян, И.П.Карабеков, М.А.Мартirosян, А.М.Коцинян, С.С.Овакимян. ПТЭ, 3, 39, 1974.

Рукопись поступила 15-го июня 1977 г.