

УДК 548.732

**ИЗУЧЕНИЕ УГЛОВОЙ ШИРИНЫ ПУЧКА  
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ, ПОЛНОСТЬЮ  
ПЕРЕБРАСЫВАЕМОГО МОНОКРИСТАЛЛОМ КВАРЦА,  
ПРИ НАЛИЧИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА**

К.Т. АЙРАПЕТЯН<sup>1</sup>, С.Н. НОРЕЯН<sup>1</sup>, В.В. МАРГАРЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>X-Ray Pungs Laboratory, Ереван, Армения

<sup>2</sup>Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 1 февраля 2010 г.)

Исследовано поперечное сечение проходящего рентгеновского пучка при дифракции от отражающих атомных плоскостей (10–11) монокристалла кварца в геометрии Лауэ при различных значениях температурного градиента, приложенного к монокристаллу. Показано, что угловая ширина полностью перебрасываемого рентгеновского пучка зависит от расстояния источник–исследуемый образец и с увеличением этого расстояния уменьшается.

### **1. Введение**

Как известно, при наличии внешних воздействий (температурный градиент, ультразвуковые колебания) в результате отражения рентгеновских лучей от семейства атомных плоскостей (10–11) монокристалла  $\text{SiO}_2$  в геометрии Лауэ при определенных значениях этих воздействий наблюдается полная переброска интенсивности первичного пучка от направления прохождения в направление отражения [1]. Для изучения и выявления особенностей данного явления проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Исследованы угловая и энергетическая дисперсии полностью перебрасываемых рентгеновских пучков [2-4]. В частности, в работе [5] показано, что угловая ширина полностью перебрасываемого пучка сильно зависит от толщины перебрасывающего монокристалла.

Настоящая работа посвящена изучению зависимости угловой ширины полностью перебрасываемого монохроматического рентгеновского излучения от расстояния источник излучения–перебрасывающий монокристалл (исследуемый образец).

### **2. Эксперимент**

Измерения проводились на рентгеновском дифрактометре ИРИС-2М. В качестве источника излучения использовалась рентгеновская трубка МоБСВ22, размеры фокусного пятна которой равны 0.2 мм и 8 мм. Исследования проводились по двухкристальной дифракционной схеме Брэгга–Лауэ. В качестве

монохроматора рентгеновского излучения и исследуемого образца использовались монокристаллические пластинки кварца, большие поверхности которых имели ориентации [10-11] и [11-20]. В обоих случаях осуществлялось симметричное отражение от семейства атомных плоскостей (10-11) с той лишь разницей, что монохроматор находился в состоянии брэгговского отражения, а исследуемый образец – лауэвского отражения. Исследуемые монокристаллические пластинки располагались на специальной гониометрической головке, которая позволяла с любого участка образца наблюдать лауэвскую дифракцию монохроматических пучков  $\text{MoK}_{\alpha 1}$  и  $\text{MoK}_{\alpha 2}$ , а также создавать соответствующий температурный градиент в направлении нормали к семейству отражающих плоскостей. Регистрация дифрагированных проходящих и отраженных пучков проводилась как фотографическим методом, так и при помощи сцинтилляционного детектора (БДС). Рентгенооптическая схема установки представлена на рис.1.

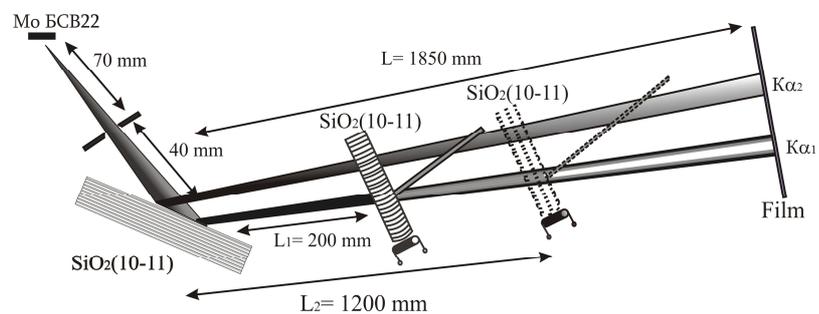


Рис.1. Рентгенооптическая схема исследований.

Для исследования зависимости угловой ширины полностью перебрасываемого рентгеновского излучения от расстояния источник–исследуемый образец на расстоянии  $L_1 = 20$  см от монохроматора устанавливался исследуемый образец по схеме (n,n) в режиме дифракционного отражения от пучка  $\text{MoK}_{\alpha 1}$  в геометрии Лауэ. При различных значениях температурного градиента, приложенного к исследуемому образцу, на расстоянии  $L = 185$  см от монохроматора снимались секционные топограммы проходящих пучков  $\text{MoK}_{\alpha 1}$  и  $\text{MoK}_{\alpha 2}$  рентгеновского излучения. Затем исследуемый образец устанавливается на расстоянии  $L_2 = 120$  см от монохроматора таким образом, чтобы область падения первичного пучка от нагреваемой грани монокристалла была такой же, как и в случае расстояния  $L_1 = 20$  см. На фиксированном расстоянии от монохроматора ( $L = 185$  см) снимались соответствующие секционные топограммы для одних и тех же значений температурного градиента. На рис.2 представлены секционные топограммы проходящих пучков, когда исследуемый образец установлен на расстояниях  $L_1$  и  $L_2$  от монохроматора в режиме полной переборки. Как видно,

на топограммах четко выражено изменение угловой ширины полной переборки в зависимости от расстояния источник–исследуемый образец.

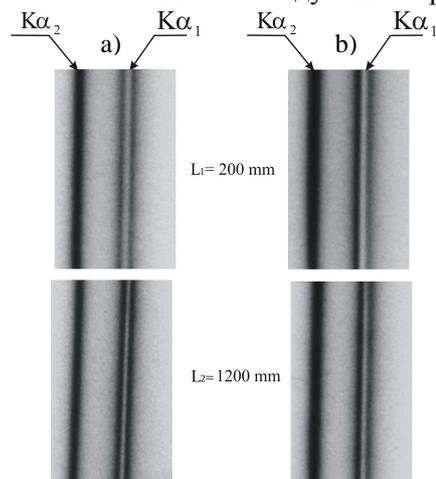


Рис.2. Секционные топограммы проходящих пучков, когда исследуемый образец установлен на расстояниях  $L_1$  и  $L_2$  от монохроматора в режиме полной переборки. Толщина кристаллов  $t = 0.61$  мм (а) и  $t = 1.43$  мм (б).

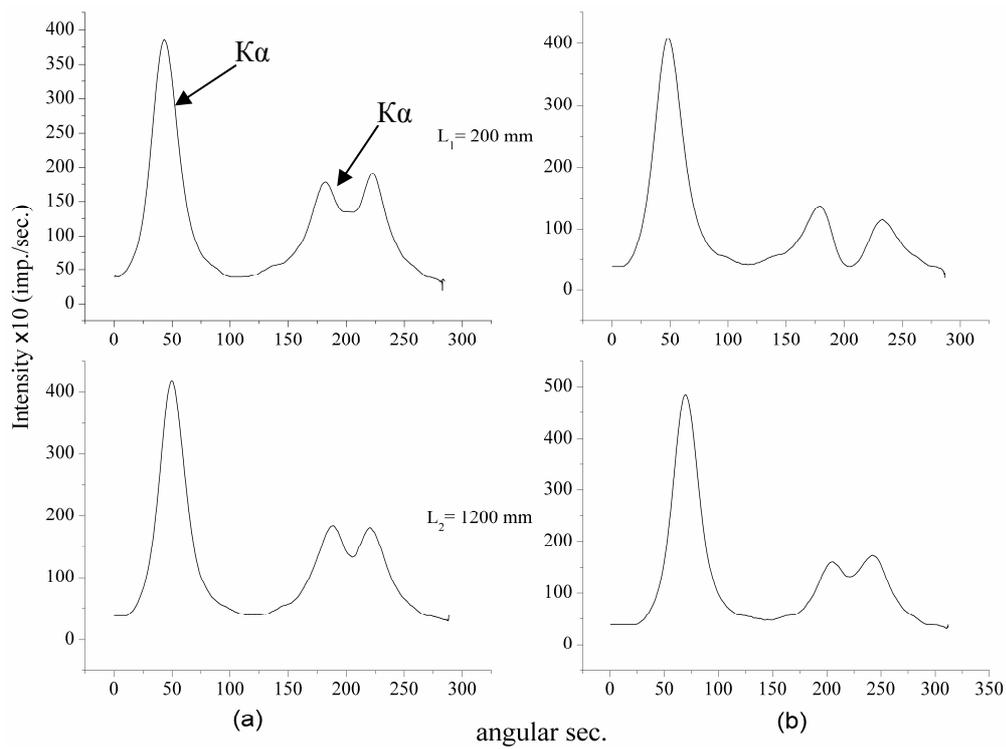


Рис.3. Кривые углового распределения интенсивности излучения внутри дифрагированного проходящего первичного пучка от монокристаллов, расположенных на расстояниях  $L_1$  и  $L_2$  в режиме

полной переборки. Толщина кристаллов  $t = 0.61$  мм (а) и  $t = 1.43$  мм (б).

Затем для исследования углового распределения интенсивности первичного пучка рентгеновского излучения у входа детектора была установлена вертикальная щель размером 50 мкм, строго параллельная проходящему пучку, и были сняты кривые зависимости углового распределения первичного пучка для различных значений температурного градиента путем качания детектора в горизонтальной плоскости. На рис.3 представлены кривые углового распределения интенсивности рентгеновского излучения внутри проходящего первичного пучка, когда исследуемый образец находится в режиме полной переборки и расположен на расстояниях  $L_1$  и  $L_2$  от монохроматора.

### 3. Обсуждение результатов

Из представленных секционных топограмм (рис.2) и кривых углового распределения интенсивности излучения внутри дифрагированного проходящего первичного пучка (рис.3) четко видно, что угловая ширина рентгеновского пучка, полностью перебрасываемого из первичного направления в направление отражения, зависит от расстояния источник–исследуемый образец, и с увеличением этого расстояния она уменьшается.

Как известно, наличие температурного градиента в монокристалле приводит к установлению стационарного теплового поля, которое, в свою очередь, индуцирует в монокристалле определенное деформационное поле. Это поле в монокристалле описывается изменением межплоскостного расстояния  $\Delta d(z, x)$  и нормалью к этим плоскостям  $\mathbf{n}(z, x)$ . В зависимости от распределения параметров  $\Delta d(z, x)$  и  $\mathbf{n}(z, x)$  деформационного поля изменяются как размеры областей динамической дифракции внутри треугольника Бормана для каждого углового участка в апертуре падающего первичного пучка, так и их пространственное взаиморасположение в монокристалле.

Распределение параметров деформационного поля внутри треугольника Бормана определяет возможность брэгговского условия дифракции в монокристалле для распространяющихся в различных направлениях лучей внутри угловой ширины падающего пучка. Следовательно, с изменением (увеличением) расстояния источник–монокристалл изменяется (увеличивается) также соответствующая данной угловой апертуре область освещения излучения. В этой области распределение деформационного поля уже не соответствует обеспечению условия одновременной брэгговской дифракции лучей, распространяющихся в разных направлениях в данной угловой апертуре. Этим и обусловлено изменение области полной переборки в зависимости от расстояния источник–образец. Для выражения зависимости угловой апертуры рентгеновского пучка, полностью перебрасываемого из первичного направления в направление отражения, от расстояния источник–образец воспользуемся схемой, показанной на рис.4.

Угол  $\theta(x, z)$ , образованный лучом, идущим из точки  $S$  в произвольную точку  $M(x, z)$  внутри кристалла, и касательной изогнутых атомных плоскостей кристалла, проведенной в точке  $M(x, z)$ , можно выразить следующим образом:

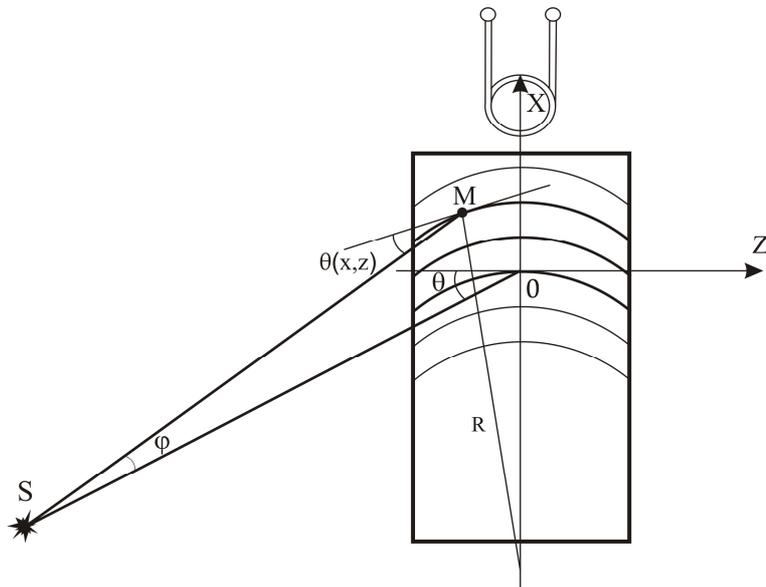


Рис.4. Схематическое описание задачи.

$$\theta(x, z) = \theta + \varphi + z/R, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол Брэгга в точке  $O$ ,  $R$  – радиус кривизны атомных плоскостей,  $\varphi$  – угол, образованный данным направлением (к точке  $M(x, z)$ ) и лучами, идущими к начальной ( $O$ ) точке. Проходящий через данную точку  $M(x, z)$  луч будет находиться в условии дифракционного отражения, если  $\theta(x, z)$  будет удовлетворять условию Брэгга

$$2d_0(1 + \alpha \text{grad}(T)x) \sin[\theta(x, z)] = m\lambda, \quad (2)$$

где  $d_0$  – межплоскостное расстояние,  $\text{grad}T$  – установленный в кристалле температурный градиент,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения вдоль координаты  $x$ . Из выражений (1) и (2) для координаты  $x$  получим

$$x = -\frac{\varphi + z/R}{\alpha \text{grad}(T) \tan \theta}. \quad (3)$$

С другой стороны, эту координату можно записать в виде

$$x = L_0 \cos(\theta) \tan(\theta + \varphi) - L_0 \sin \theta + z \tan \theta, \quad (4)$$

где  $L_0$  – расстояние источник–образец. Приравняв последние два выражения и проделав определенные математические преобразования, получим:

$$\varphi = -\frac{\alpha z \operatorname{grad}(T) \tan^2 \theta + z/R}{L_0 \alpha \operatorname{grad}(T) \sin \theta + 1}. \quad (5)$$

Если учесть, что  $\alpha \Delta T = \Delta d_x / d_0$  или  $\alpha \operatorname{grad} T = \Delta d / d_0$  где  $\Delta d_x$  – изменение межплоскостного расстояния в координате  $x$ , а  $\Delta d$  – мера среднего изменения межплоскостного расстояния на единичном расстоянии, то получим:

$$\varphi = -\frac{t \frac{\Delta d}{d_0} \tan^2 \theta + \frac{t}{R}}{L_0 \frac{\Delta d}{d_0} \sin \theta + 1}, \quad (6)$$

где  $t$  – толщина кристалла. Здесь координата  $z$  изменяется в пределах от  $-t/2$  до  $+t/2$ . Как видно из полученного выражения, параллельно с увеличением  $L_0$  величина  $\varphi$  уменьшается.

#### 4. Заключение

Таким образом, нами показано, что угловая ширина рентгеновского пучка, который полностью перебрасывается из первичного направления в направление отражения, зависит от расстояния источник–исследуемый образец, и по мере увеличения этого расстояния она уменьшается.

Авторы выражают признательность академику А.Р. Мкртчяну за постановку задачи и ценные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **A.R.Mkrтчyan, M.A.Navasardian, R.G.Gabrielyan, L.A.Kocharian, R.N.Kuzmin.** Sol. St. Commun., **59**, 147 (1986).
2. **А.Р.Мкртчян, Р.Г.Габриелян, А.А.Асланян и др.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **21**, 297 (1986).
3. **М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян, К.Т.Айрапетян и др.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **21**, 217 (1986).
4. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **21**, 340 (1986).
5. **С.Н.Норейан, В.К.Мирзоян, В.Р.Кочарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 124 (2004).

#### STUDY OF ANGULAR WIDTH OF X-RAYS FULL PUMPED FROM A QUARTZ SINGLE CRYSTAL AT THE PRESENCE OF TEMPERATURE GRADIENT

K.T. HAYRAPETYAN, S.N. NOREYAN, V.V. MARGARYAN

The cross-section of a diffracted transmitted X-ray beam at the reflection from the (10–11) plane sets of SiO<sub>2</sub> single crystal in Laue geometry at different values of the temperature gradient has

been investigated. It is shown that the angular width of the full pumped X-ray beam depends on the source–studied sample distance and it decreases while the distance increases.