Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 217-221 (1988)

УДК 548.732

ХОД ПОТОКА ВОЛНОВОЙ ЭНЕРГИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ ПРИ ПОЛНОЙ ПЕРЕБРОСКЕ

М.А. НАВАСАРДЯН, В. К. МИРЗОЯН, К. Т. АЙРАПЕТЯН, А. Р. АГУМЯН, Ж. С. ГОРЦАКАЛЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 июля 1987 г.)

Экспериментально показано, что при больших искажениях кристалла, вызванных температурным градиентом, поток волновой энергии рентгеновского пучка внутри кристалла (внутри треугольника Бормана) концентрируется в определенную узкую область либо вблизи одного, либо вблязя другого края треугольника Бормана, или, оставаясь в узкой области, преломляется в разных точках вдоль падающего пучка в зависимости от величины отклонения первичного пучка от точного брагговского угла. Геометрическое место точек преломления находится на прямой линии вдоль направления падающего пучка. При этом фронт выходящего пучка в плоскости отражения сжимается в несколько раз.

Авторами работ [1, 2] экспериментально было показано, что при наличии температурного градиента определенной величины, направленного перпендикулярно отражающим атомным плоскостям, на совершенном монокристалле кварца с $\mu t \approx 1$, установленном в отражающее положение по Лауэ для атомных плоскостей (1011), происходит «полная переброска» (ПП) рентгеновского излучения из направления прохождения в направление дифракции (μ — линейный коэффициент поглощения кристалла для данной длины волны, t — толщина образца). Аналогичные результаты получаются и при возбуждении кристалла УЗ колебаниями [1, 3, 4].

С целью изучения угловых характеристик отраженного пучка при наличии температурного градиента в работах [5—7] исследовалось поведение этих пучков вне кристалла и было показано, что отраженный пучок вне кристалла фокусируется, а в работе [8] теоретически была рассчитана возможность фокусировки пучка внутри кристалла. Фокус может находиться на разных расстояниях от кристалла в зависимости от величины $(\Delta T/\Delta x)$ и направления температурного градиента. В указанных работах [1—8] не рассматривался вопрос об экспериментальном наблюдении за потоком волновой энергии внутри самого кристалла.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование хода потока волновой энергии внутри кристалла в зависимости от величины и направления температурного градиента при условии полной переброски ($\mu t \sim 1$, $\Delta T/\Delta x = 160$ град/см) и вблизи этого условия.

Работа выполнялась по однокристальной и двухкристальной схемам в геометрии Лаув. Параметры эксперимента при отражении пучка от плоскостей (1011) были следующими: размеры фокального пятна рентгеновской трубки — $0,1 \times 0,1$ мм², длина коллиматора в однокристальной схеме — 77 см, размер щели у выхода коллиматора со стороны образца — 0,1 мм, расстояние кристалл-пленка изменялось от 1 см до 4 м.

На рис. 1 представлен фронт дифрагированного пучка на расстоянин 2 см от кристалла при отсутствии температурного градиента (a) и при максимальной величине градиента температуры (б) при отражении K_{a_1} -линии молибдена. Как видно на рис. 1, геометрическая ширина дифрагированного пучка (a) в три раза превышает ширину пучка (б). Если предположить, что основание треутольника Бормана осталось неизменным





Рис. 2.

Рис. 1. Фронт дифрагированного пучка на расстоянии 2 см без градиента температуры (a) (экспозиция — 35 мин) и с граднентом температуры 160 град/см на образце (б) (экспозиция — 5 мин); соответствующие (a) (б) кривые качания для этого же образца — (в) и (г); фронт пучка при градиенте температуры 80 град/см для разных величин угла падения вблизи точного угла Брэгга: справа (а) ($\Theta_{\rm D} - \Delta\Theta$) и слева (с) ($\Theta_{\rm D} + \Delta\Theta$); увеличение всех рефлексов — семикратное.

Рис. 2. Распределение энергии по направлениям прохождения и отражения для неискаженного кристалла (а) и область заполнения волновой энергия при наличии граднента внутри и вне кристалла при данном угле падения (б) и при различных значениях угла падения (в).

и произошло обычное сужение пучка после его выхода из кристалла, то угловая ширина пучка должна была бы составить более 10 угловых минут, т. е. больше, чем угол между K_{a_1} - и K_{a_2} -пучками, и, таким образом, начальная угловая ширина дифрагированного пучка увеличилась бы десятикратно, в то время как K_{a_1} - и K_{a_2} -пучки выявляются в виде отдельных линий [5—7]. Кроме того, как показывают прямые измерения ширин кривых качания по двухкристальной схеме, угловая ширина дифрагированных пучков существенно не изменяется (см. рис. 18, г. где представлены кри-

вые качания кристалла соответственно без градиента и с градиентом на образце, полученные по двухкристальной схеме Брэгга—Лауэ).

Таким образом, сечение фронта пучка при выходе из кристалла при наличии на последнем температурного градиента уже имеет малую геометрическую ширину. Такое сужение говорит о том, что поток волновой энергии концентрируется в определенном локальном объеме в кристалле (рис. 26). Кроме того, если иметь в виду, что при градиенте $\Delta T/\Delta x =$ = 160 град/см происходит и ПП, то становится ясным, что сильное уплотнение потока происходит также и по этой причине, и практически полная волновая энергия протекает по узкому каналу АВ'С' (рис. 26) и после выхода из кристалла фокусируется на определенном расстоянии, зависящем от величины градиента. На рис. 1д, е представлены картины рефлексов (потока энергии) при меньших градиентах температуры ($\Delta T/\Delta x =$ = 80 град/см). Они получены при малом повороте кристалла вблизи брэгговского угла ($\Theta_{\rm b} \pm \Delta \Theta$). На рис. 1, е видно, что поток приближается либо к одному краю треугольника Бормана, либо (при малом повороте ~ 15") к другому краю (при средней величине отклонения пучок заполняет центральную малую часть основания треугольника), т. е. при вращении кристалла на 10-15" (2ΔΘ) пучок внутри кристалла постепенно передвигается вдоль основания треугольника Бормана, как это показано на рис. 28, перекрывая весь объем треугольника. Это означает, что углы отражения в разных точках внутри кристалла несколько различаются.

При больших величинах градиента один из краев начального рефлекса (рис. 1а) исчезает. Это происходит из-за того, что весь пучок отражается (преломляется) либо на поверхности входа и излучение не доходит до выходной поверхности по направлению падающего пучка, и, естественно, не выявляется изображение поверхности выхода, либо, при малом повороте, проникает в глубь кристалла и отражается только на поверхности выхода, и тогда, естественно, исчезает изображение поверхности входа. Кроме того, изображение края рефлекса, имеющего до приложения градиента пятнистый характер, выявляется в виде однородно зачерненной полосы. Это происходит из-за того, что нарушение кристаллической матрицы, обусловленное большим градиентом температуры, превосходит локальные и неоднородные искажения, образующиеся на поверхности образца и обусловленные их начальной обработкой.

Энергия волнового поля до приложения внешнего воздействия протекает по всему «вееру» ABC, имея наибольшую плотность вблизи направления внешнего края пучка (O) (рис. 2a) [9].

При условии ПП энергия протекает исключительно по направлению (H), заполняя другой малый объем кристалла, отличный от объема «веера» (треугольника Бормана) (см. рис. 26, в и 16). Поэтому понятно, что при ПП сильно меняется как траектория, так и плотность потока энергии в объеме кристалла, и все восемь пучков, сответствующих четырем ветвям дисперсионной поверхности как для σ-, так и для л-поляризаций, протекают по одной локальной области.

Волновая энергия в кристалле без внешнего воздействия распространяется по разным траекториям внутри треугольшика Бормана, и для этих траекторий при высоких градиентах, естественно, не может одновременновыполняться условие, приведенное в работах Като [9], так как все лучи концентрируются в одной локальной области у поверхности выхода (см. рис. 26 и 16, д, е). Поэтому следует считать, что в рассмотренном нами случае поток волновой энергии внутри кристалла перемещается по узкой области вблизи линии AB или AC (см. рис. 26) или же, оставаясь в узкой области, преломляется (отклоняется) в разных точках вдоль линии AB в зависимости от величины отклонения первичного пучка от центра столика Дарвина (линия AB является геометрическим местом точек преломления), т. е. все гиперболические траектории сжимаются в определенную узкую область, причем траектория пучка в кристалле является не гиперболой, а ломанной линией с кривизной в точке перегиба, зависящей от угла Брэгга данного отражения. Образование каустик (точек пересечения лучей), предсказанное в работе [10], происходит, по-видимому, уже на разных глубинах в кристалле вдоль линии AB направления (O) (см. рис. 2a).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирзоян В. К. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).

- Навасардян М. А., Мирзоян В. К., Шагинян Л. А. Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по методам и аппаратуре для исследований когерентного взаимодействия излучения с веществом, Москва, 1982.
- Мкртчян А. Р. и др. Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по методам и аппаратуре для исследования когерентного взаимодействия излучения с веществом, Москва, 1982.
- 4. Мкртчян А. Р. н др. Письма в ЖТФ, 9, 1182 (1983).
- 5. Мкотчян А. Р. н др. Тезисы докладов III Всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом, Москва, 1985.
- 6. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Габриелян Р. Г. Письма в ЖТФ, 11, 1354 (1985); Phys. Lett., A116, 444 (1986).
- 7. Mkrtchyan A. R. et al. Solid State Com, 59, 147 (1986).

8. Мкртчян А. Р. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 297 (1986).

9. Kato N. J. Phys. Soc. Japan, 18, 1785 (1963); 19, 67 (1964); 19, 97/1 (1964))

10. Петрашень П. В., Чуховский Ф. Н. ЖЭТФ, 69, 477 (1975).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ԱԼԻՔԱՑԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ ՀՈՍՔԻ ԸՆԹԱՑՔԸ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԼՐԻՎ ՎԵՐԱՄՂՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Վ. Ղ. ՄԻՐԶՈՑԱՆ, Կ. Տ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՑԱՆ, Ս. Ռ. ԱՂՈՒՄՑԱՆ, Ժ. Ս. ԳՈՐԾԱԿԱԼՅԱՆ

Φαράδωկωն նղանակով ցույց է տրված, αρ ջնրմաստիճանային գրադիննտի պատճառով թյուրնդում առաջացած մեծ խախտումների դեպրում ռենտգենյան ճառագայիման ալիքային կներգիայի հոսթը բյուրնդի ներսում (Բորմանի հռանկյան ներսում) խտանում է որոշակի նեղ տիրույիում Բորմանի հռանկյան կամ մեկ կամ մյուս կողի մոտ կամ թե մնալով նեղ տիրույթում բեկվում է տարբեր կետերում ընկնող ճառագայթի ուղղությամբ, կախված առաջնային փնջի ճշգրիտ բրեգյան անկյունից ունեցած շնղման մեծությունից։ Բեկման կետերի երկրաչափական տեղը գտնվում է ուղիղ գծի վրա, ընկնող ճառագայթի ուղղությամբ, Այդ գեպցում դուրս եկող անդրադարձված փնջի ճակատային հատույթը սեղմվում է մի ջանի անգամ անդրադարձման հարթության մեջ։

把

THE TRAJECTORY OF X RADIATION ENERGY FLUX IN CRYSTALS IN CASE OF COMPLETE POMPING

M. A. NAVASARDYAN, V. K. MIRZOYAN, K. T. HAJRAPETYAN, H. R. AGHUMYAN, ZH. S. GORTSAKALYAN

It was shown experimentally, that at considerable distortions of a crystal due to the temperature grandient, the X radiation energy flux in the crystal (within the Borman triangle) concentrated either into a definite narrow range near this or that edge of the Borman triangle, or, remaining in the same narrow range, refracted at different points along the incident beam depending on the deviation of initial beam from the exact Bragg angle. The locus of refraction points was a straight line along the direction of incident beam, the front of the emergent beam in the refraction plane being contracted by several times.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 221-225 (1988)

УДК 621.383.8;681.518.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО ФОТОХРОНОГРАФА С УЧЕТОМ ИНТЕРВАЛА ЛИНЕЙНОСТИ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Б. О. КАРАПЕТЯН, А. В. ЯСКОРСКИЙ Ереванский филиал ВНИИОФИ

Г. А. БАГДАСАРЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 июля 1987 г.)

Описывается метод измерения зонной характеристики электронно-оптического фотохронографа, работающего в режиме регистрации ультракоротких световых импульсов. Определяется интервал линейности передаточной характеристики, с учетом которого измеряются зонные характеристики. Метод основан на вычислении отношений величин сигналов по выходной фотохронограмме и не требует измерения значений интенсивности входных импульсов. Метод реализован в виде пакета программ для цифровой обработки фотохронограмм.

Электронно-оптические фотохронографы (ЭОФ), благодаря предельно высокой чувствительности к оптическому излучению и наивысшему достигнутому временному разрешению, относятся к важнейшим средствам исследования быстропротекающих процессов [1—4]. Одной из основных метрологических характеристик ЭОФ является зонная характеристика, описывающая неравномерность коэффициента пресбразования по рабочему полю [3, 5].

Энание зонной характеристики позволяет повысить точность количественных измерений параметров быстропротекающих процессов путем введения корректирующих поправок при фотометрической сбработке фото-