

- [2] Букреев И.Н., Венедиктов В.В., Горбатовский М.В., Демина Т.П., Кашинцев М.А., Порядин Ю.Д., Паппэ Г.Е., Фомичев Н.Н., Шимко А.А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 6. С. 1292-1296.
- [3] Баблюмян А.С., Морозов В.Н., Путилин А.Н., Шермергор Т.Д. Волноводные голограммы в системах передачи, хранения и обработки информации. Тр. ФИАН СССР. 1987. Т. 185. С. 164-190.
- [4] Катус Г.П., Кравцов Н.В., Чирков Л.Е., Коновалов С.М. Модуляция и отклонение оптического излучения, М: Наука, 1967. 176 с.
- [5] Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.

Поступило в Редакцию  
24 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

05.2

© 1990

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВИДИМОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

К.Т. Г а б р и е л я н

Среди методов рентгеновской микроскопии одним из самых перспективных является интерференционная регистрация предметной волны с последующим восстановлением изображения источника в видимом свете. Однако получение рентгеновских голограмм по схемам, аналогичных оптическим, сталкивается с трудностями, связанными со слабой когерентностью рентгеновских источников и отсутствием эффективных фокусирующих оптических элементов [1, 2].

Вместе с тем, известны случаи, когда рентгеновские лучи образуют интерференционные картины при брэгговском падении на кристалл. Это возможно, например, при наложении проходящей и дифрагированной волн или двух волн маятникового решения, образующихся как в проходящем, так и в дифрагированном направлениях при динамической дифракции. Такие интерференционные картины, конечно, не являются голограммой источника в обычном смысле этого слова и тем не менее могут рассматриваться в качестве промежуточного интерференционного изображения для получения видимого изображения источника рентгеновских лучей.

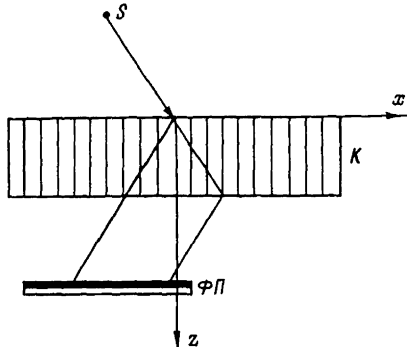


Рис. 1. Схема получения кристалл-дифракционного изображения.  $S$  - источник рентгеновских лучей,  $K$  - монокристалл, ФП - фотопластинка.

В данном сообщении описан способ получения видимого изображения источника сферической рентгеновской волны с помощью дифракции плоской световой волны на топограмме идеального кристалла, представляющей собой интерференционную картину наложения волн, возникших в кристалле вследствие „двойного лучепреломления“ при динамической дифракции.

Рассмотрим одномерную схему дифракции. Предположим, для простоты, что исследуемым объектом является точечный источник рентгеновских лучей, причем излучение линейно поляризовано. Пусть плоскопараллельная монокристаллическая пластинка толщиной  $t$  ориентирована так, что излучение с длиной волны  $\lambda$ , падает под углом Вульфа-Брэгга на определенное семейство атомных плоскостей, перпендикулярных освещаемой поверхности кристалла (симметричная лауэвская геометрия дифракции, рис. 1). В соответствии с известными результатами теории дифракции рентгеновских лучей на кристаллах (см., например, [3]) интенсивность дифрагированного излучения на выходной поверхности кристалла равна

$$I(x) = \exp\left(-\frac{\mu t}{\cos\theta}\right) \left| \mathcal{J}_0 \left[ \frac{\pi}{\Lambda} (t^2 - x^2 \cot^2\theta)^{1/2} \right] \right|^2, \quad (1)$$

где  $\mu$  - коэффициент линейного поглощения рентгеновских лучей,  $\Lambda = \lambda, \cos\theta (X_h X_{-h})^{1/2}$ ,  $|\Lambda|$  - длина экстинкции,  $X_h$ ,  $X_{-h}$  - Фурье-компоненты поляризуемости кристалла,  $\mathcal{J}_0(x)$  - функция Бесселя нулевого порядка.

В случае, когда толщина кристалла достаточна, чтобы дифракция рентгеновских лучей проходила в динамическом режиме и вместе с тем поглощение не очень велико, т.е. когда

$$|\Lambda| \ll t \sim 1/\mu, \quad (2)$$

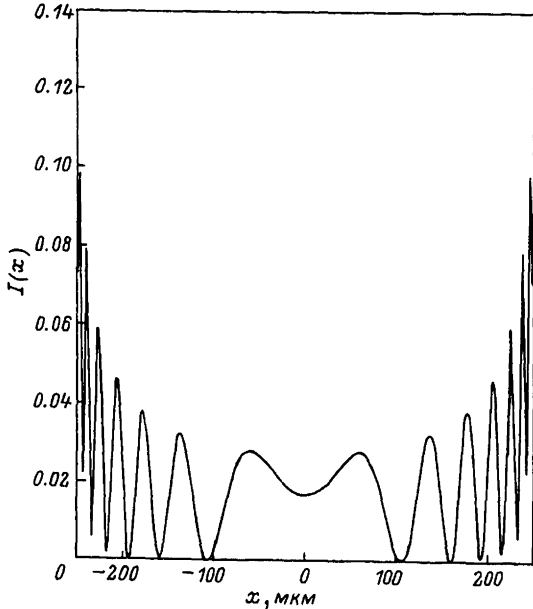


Рис. 2. Интерференционное изображение точечного источника рентгеновских лучей. Кристалл  $Si$  толщиной  $t=500$  мкм ( $\mu t = 0.67$ ), отражение (444),  $|\Delta| = 67$  мкм.

распределение интенсивности дифрагированного излучения имеет вид интерференционной картины, образованной наложением двух волн, соответствующих сопряженным точкам на двух ветвях дисперсионной поверхности в обратном пространстве. Когерентность волн обеспечивается большим увеличением ( $\sim 10^4$ ) углового расхождения рентгеновской волны при динамическом рассеянии в идеальном кристалле для углов падения, близких к точному брэгговскому. Подобные интерференционные картины наблюдаются с помощью обычных источников рентгеновских лучей [3].

Явный вид волн, образующих изображение источника, можно получить из (1) с помощью асимптотики функции Бесселя

$$J_0 \left[ \frac{\pi}{\Lambda} (t^2 - x^2 \text{ctg}^2 \theta)^{1/2} \right] \approx \left( \frac{i\Lambda/2\pi t}{\Lambda} \right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \exp \left[ i \frac{\pi}{\Lambda} (t^2 - x^2 \text{ctg}^2 \theta)^{1/2} \right] + \exp \left[ -i \frac{\pi}{\Lambda} (t^2 - x^2 \text{ctg}^2 \theta)^{1/2} \right] \right\}, \quad (3)$$

справедливой при  $\left| \frac{\pi}{\Lambda} (t^2 - x^2 \text{ctg}^2 \theta)^{1/2} \right| \gg 1$ . На рис. 2 приведен пример топограммы с интерференционным изображением точечного источника рентгеновских лучей с длиной волны  $\lambda_1 = 0.7$  А, рассчитанной по формулам (1), (3).

Видимое изображение источника рентгеновских лучей можно получить с помощью света длиной волны  $\lambda_2$ . Пусть топограмма освещена нормально падающей на нее плоской волной света. Амплитуда светового поля  $W$  после прохождения через фотопластинку с топограммой будет равна

$$W = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda_2} x\right) I(x) = \frac{|\Delta|}{2\pi^2 t} \exp\left(-\frac{\mu t}{\cos\theta} + i \frac{2\pi}{\lambda_2} x\right) \times \left\{ 2 + \exp\left[i \frac{2\pi}{|\Delta|} (t^2 - x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta)^{1/2}\right] + \exp\left[-i \frac{2\pi}{|\Delta|} (t^2 - x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta)^{1/2}\right] \right\}. \quad (4)$$

В формуле (4) первое слагаемое описывает волну, прошедшую фотопластинку без дифракции, второе и третье слагаемые — это расходящаяся и сходящаяся волны, формирующие, соответственно, мнимое и действительное изображение источника, расположенные симметрично относительно фотопластинки на расстоянии  $L$  от нее, равном

$$L = \pm |\Delta| \operatorname{ctg}^2 \theta / \lambda_2.$$

Дифракционное уширение изображения, как показывает непосредственный расчет на основе теории дифракции света [4], равно

$$\delta x_f \sim 2^{-5/2} \pi^{-3/4} t^{1/4} |\Delta|^{3/4}.$$

Нетрудно убедиться, что передача изображения, в данном случае, происходит с сохранением линейного размера источника.

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает принципиальную возможность получения видимого изображения рентгеновского источника с помощью промежуточного кристалл-дифракционного изображения. Использование асимметричной схемы дифракции и точечного источника видимого света позволяет получить увеличенные и внеосевые изображения источника. Для уменьшения аббераций можно регулировать волновой фронт дифрагированного рентгеновского излучения изменением профиля поверхности кристалла и его упругой деформацией. Полученные результаты очевидным образом распространяются на нейтроны и  $\gamma$ -излучение.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Шмаль Г., Рудольф Д. Рентгеновская оптика и микроскопия. М.: Мир, 1987. 463 с.
- [2] Aristov V.V., Ivanova G.A. // J. Appl. Cryst. 1978. V. 12. N 1. P. 19-24.
- [3] Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука,

Ереванский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
18 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

05.2; 06.2

© 1990

## ОБНАРУЖЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПОДВИЖНОСТИ ДЫРОК В МОНОКРИСТАЛЛАХ $CdSiAs_2$

В.Ю. Р у д ь, Ю.В. Р у д ь

Тройные полупроводники  $A_{Pb}^{IV}C_2^Y$  обладают пониженной симметрией кристаллической решетки ( $D_{2d}$ ) относительно своих ближайших кристаллохимических аналогов – кубических кристаллов  $A_{Sb}^{III}V^Y$  ( $T_d$ ), что определяет специфические особенности энергетического спектра в тройных соединениях [1, 2], которые в свою очередь приводят к нехарактерным для  $A_{Sb}^{III}V^Y$  явлениям, как, например, естественный фотоплекроизм, линейная поляризация излучательных переходов и т.п. [3–5]. Теоретические оценки также свидетельствуют, что эффективные массы носителей заряда в кристаллах класса  $A_{Pb}^{IV}C_2^Y$  анизотропны [1, 2, 6, 7], на основании чего можно ожидать выраженную зависимость параметров токопереноса от кристаллографического направления. В настоящей работе сообщается о первом наблюдении анизотропии холловской подвижности дырок в одном из соединений этого класса – диарсениде кадмия и кремния, кристаллическая решетка которого обладает максимальным тетрагональным сжатием среди тройных полупроводников  $A_{Pb}^{IV}C_2^Y$  [1].

Исследования проводились на специально не легированных посторонними примесями электрически однородных кристаллах с концентрацией свободных дырок  $p \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ К}$ . Для измерения анизотропии удельной электропроводности  $\sigma$  и коэффициента Холла  $R$  образцы изготавливали в виде прямоугольных параллелепипедов со средними размерами  $8 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$ . Ориентацию образцов осуществляли с помощью Дифрактометра ДРОН-3 с точностью  $\pm 1^\circ$ . Положение тетрагональной оси  $\vec{c}$  кроме этого контролировалось также по фотоактивному поглощению линейно-поляризованного излучения [8]. Образцы ориентировали так, что ребра параллелепипедов совпадали с главными кристаллографическими