

Рис. 3. Полевая зависимость тока термоэлектронной эмиссии: кривые 1 и 2 соответствуют формуле (22) с учетом и без учета квантовых сил изображения соответственно, кривая 3 рассчитана по формуле (26), 4 — по формуле (26) без учета квантовых сил изображения. Плотность тока выражена в A/cm^2

сическом их описании, остаются справедливыми формулы Фаулера–Нордгейма для автоэлектронной эмиссии и Ричардсона–Шоттки для термоэлектронной эмиссии. Однако в области значений полей, при которых ширина туннельного потенциального барьера сравнима с радиусом электронного полярона ($F \sim 5 \cdot 10^6 \div 5 \cdot 10^7 \text{ В/см}$), отклонение плотности тока от результатов, полученных по точной формуле, составляет 10–20%, что хорошо иллюстрируется на графиках. Можно ожидать, что для случая туннель-

ного контакта металл–диэлектрик–металл (с двумя границами) при толщине диэлектрического слоя, сравнимой с радиусом плазменного полярона, влияние квантовых сил изображения на величину туннельного тока (дифференциальное сопротивление контакта) будет определяющим и может приводить к изменению этих величин на 1–2 порядка.

Литература

1. Murphy E.I., Good A.H. // Phys. Rev. 1956. **162**, No. 6. P. 1464.
2. Harstein A., Weinberg Z.A., Di Maia D.J. // Phys. Rev. B. 1982. **25**, No. 12. P. 7174.
3. Harstein A., Weinberg Z.A. // Phys. Rev. B. 1979. **20**, No. 4. P. 1335.
4. Harstein A., Weinberg Z.A. // J. Phys. C.: Sol. St. Phys. 1978. **11**, No. 11. P. 1469.
5. Берил С.И., Покатилов Е.П. // ФТП. 1978. **12**. P. 2030.
6. Покатилов Е.П., Берил С.И., Фомин В.М. // Поверхность (Физика, химия, механика). 1988. **5**. С. 5.
7. Pokatilov E.P., Beril S.I., Fomin V.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. **147**. P. 163.
8. Beril S.I., Pokatilov E.P., Goriachkovskii E.R., Semenovskaya N.N. // Phys. Stat. Sol. (b). 1993. **176**. P. 347.
9. Toyozawa Y. // Progr. Theor. Phys. 1954. **12**, No. 3. P. 421.
10. Hermanson J. // Phys. Rev. B. 1973. **6**, No. 6. P. 2427.

Поступила в редакцию
30.01.02

УДК 538.958:621.386

РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРАЙНЕ АСИММЕТРИЧНОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ КРИСТАЛЛА

А. В. Андреев, А. А. Коновко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: andreev@srl.phys.msu.su

Показана возможность получения субмикронного разрешения в рентгеновском микроскопе, использующем в качестве оптического элемента кристалл-монокроматор в крайне асимметричной схеме дифракции. Изучена зависимость разрешения от параметров установки. Определена оптимальная геометрия эксперимента и длины волн для осуществления субмикронного разрешения.

Введение

Рентгеновская микроскопия как метод исследования внутренней структуры непрозрачных в видимом диапазоне объектов все больше привлекает внимание исследователей [1]. Интерес этот вызван, например, задачами наблюдения за ходом биологических процессов без разрушения исследуемого образца.

В работах [2, 3] нами была предложена и экспериментально реализована схема получения одномерно-

го увеличения в жестком рентгеновском диапазоне, основанная на использовании асимметричного отражения от кристаллов. Проведенные эксперименты показали перспективность предложенного метода и возможность его обобщения для получения двумерного увеличения.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу схемы рентгеновской микроскопии, основанной на использовании асимметричного отражения от кристаллов-монокроматоров.

Принципиальная схема рентгеновского микроскопа

Если поверхность кристалла находится под углом ψ к отражающей плоскости, говорят об асимметричной схеме дифракции. При этом ширина дифрагированного пучка будет больше ширины падающего в отношении $\beta \approx \sin(\theta_b + \psi)/\sin(\theta_b - \psi)$, где β — коэффициент асимметрии, θ_b — угол Брэгга. На этом и основана идея рентгеновского микроскопа.

Максимальное значение β ограничивается углом полного внешнего отражения. Критический угол полного внешнего отражения для кристалла Si(111) на длине волны Cu- K_α $\theta_c = |\chi_0|^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ рад. Считая угол отражения близким к 90° , получаем, что максимальный коэффициент асимметрии имеет величину 250.

Разрешение такого микроскопа ограничивается дифракцией и экстинкцией. Дифракционная длина излучения с длиной волны λ при дифракции на отверстии диаметра a определяется выражением $L = a^2/\lambda$. При $\lambda = 1$ Å отверстия диаметра $a = 1$ мкм, отстоящие на расстоянии 1 мкм друг от друга, сольются на расстоянии $L = 1$ см. Щели шириной 0.1 мкм сольются на расстоянии 1 мм. Длина экстинкции в совершенном кристалле определяется выражением $l_{\text{ext}} \approx \lambda/|\chi_h|$ (где χ_h — фурье-компонента диэлектрической восприимчивости) и составляет для излучения Cu- K_α 15–20 мкм в кремнии и 5–10 мкм в германии. При угле падения $\theta_0 \approx 10^{-2}$ рад и диаметре отверстия 0.2 мкм проекция щели на поверхность кристалла составляет 20 мкм, что совпадает с длиной экстинкции в кремнии и превышает длину экстинкции в германии в два раза. Следовательно, для осуществления субмикронной микроскопии оптимальным является кристалл германия.

Постановка задачи

Поставим задачу о крайне асимметричной дифракции на полубесконечном кристалле с учетом зеркального отражения.

Пусть на кристалл падает плоская монохроматическая волна с амплитудой E_0 (рис. 1). В силу отличия показателя преломления кристалла от единицы часть излучения (E_r) зеркально отразится от поверхности кристалла.

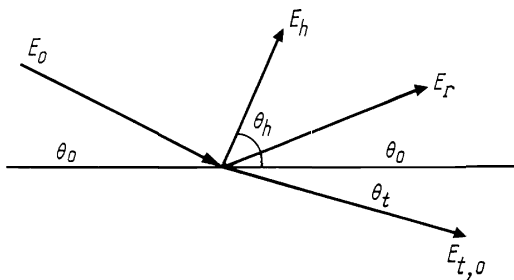


Рис. 1. Дифракция на полубесконечном кристалле

Фундаментальная система уравнений динамической теории дифракции рентгеновских лучей в двухволновом приближении для плоских волн (σ -поляризация) имеет вид [4]

$$\begin{cases} \frac{k_0^2 - \kappa^2}{\kappa^2} E_{t,0} = E_{t,0} \chi_0 + E_{t,h} \chi_h, \\ \frac{k_h^2 - \kappa^2}{\kappa^2} E_{t,h} = E_{t,0} \chi_h + E_{t,h} \chi_0. \end{cases} \quad (1)$$

Отсюда следует

$$E_{t,h} = E_{t,0} \frac{k_h^2 - \kappa^2 (1 + \chi_0)}{\kappa^2 \chi_h}, \quad (2)$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$, $\mathbf{k}_0 = \{\kappa \sin(\theta_t); \kappa \cos(\theta_t)\}$, $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{H}$, \mathbf{H} — вектор обратной решетки; $E_{t,0}$ ($E_{t,h}$) — амплитуда преломленной (дифрагированной) волны в кристалле;

$$\sin(\theta_t) = \sin(\theta_0) - \delta/\kappa, \quad (3)$$

где δ — коэффициент аккомодации.

Дисперсионное уравнение, являющееся условием существования нетривиальных решений системы (1):

$$\left[\left(\frac{k_0}{\kappa} \right)^2 - 1 - \chi_0 \right] \left[\left(\frac{k_h}{\kappa} \right)^2 - 1 - \chi_0 \right] - \chi_h \chi_{\bar{h}} = 0, \quad (4)$$

позволяет определить зависимость величины векторов $\mathbf{k}_{0,h}$ от угла падения.

Граничные условия запишем в виде

$$\begin{aligned} E_0 + E_r &= E_{t,0}, \\ \sin \theta_0 (E_0 - E_r) &= \sin(\theta_t) E_{t,0}, \\ E_h &= E_{t,h}. \end{aligned} \quad (5)$$

Коэффициенты отражения дифрагированной и зеркально отраженной волн определяются выражениями

$$R_h = \left| \frac{E_{t,h}}{E_0} \right|^2 \left| \frac{\sin(\theta_h)}{\sin(\theta_0)} \right|^2, \quad R_r = \left| \frac{E_r}{E_0} \right|^2. \quad (6)$$

Пусть объектом служит экран с функцией пропускания $F(z)$:

$$F(z) = F_1(z) + F_2(z), \quad (7)$$

$$F_1(z) = \text{th} \left(\xi \left(z - z_0 + \frac{b+a}{2} \right) \right) - \text{th} \left(\xi \left(z - z_0 + \frac{b-a}{2} \right) \right),$$

$$F_2(z) = \text{th} \left(\xi \left(z - z_0 - \frac{b-a}{2} \right) \right) - \text{th} \left(\xi \left(z - z_0 - \frac{b+a}{2} \right) \right),$$

где a — ширина одной щели, b — расстояние между щелями, а z_0 — расстояние от центра экрана до поверхности кристалла. Здесь и далее ось z направлена по нормали к входной грани кристалла, а ось x является линией пересечения плоскости падения и входной грани кристалла.

Профиль отраженного пучка определяется выражением

$$E_h = \int E_0 (\nu + H \sin \psi) R_h (\nu + H \sin \psi) \times \exp \left\{ i \left(\nu x + \sqrt{\kappa^2 - \nu^2} z \right) \right\} d\nu, \quad (8)$$

где

$$E_0(k) = \frac{1}{2\pi} \int F(z) \exp \left\{ -i \left(\sqrt{\kappa^2 - k^2} z + kx \right) \right\} dz. \quad (9)$$

Численное решение уравнений (4)–(9) позволяет определить профиль отраженного пучка в плоскости регистрации, произвольно расположенной относительно кристалла.

Результаты расчетов

По результатам численного моделирования асимметричной дифракции на кристаллах Si(111) для характеристического излучения Cu-K α и Ge(111) для Cr-K α были получены следующие результаты (далее левый рисунок соответствует кристаллу кремния, правый — германия).

На рис. 2, а, б показана зависимость угла падения θ_0^{\max} , соответствующего максимуму кривой отражения, от угла разориентации между отражающей плоскостью и входной гранью кристалла ψ . Для удобства по оси абсцисс отложена величина $(\theta_b - \psi)$. Видно, что с уменьшением асимметрии отражения угол θ_0^{\max} асимптотически стремится к значению, определяемому условием Брэгга. Пунктирная линия на этих рисунках показывает зависимость, получающуюся при неучете эффектов полного внешнего отражения.

При стремлении $(\theta_b - \psi)$ к нулю θ_0^{\max} стремится к значению критического угла. Для кремния он составляет 3.9 мрад, для германия — 8 мрад.

Если теперь ввести угол выхода дифрагированного излучения θ_h^{\max} , соответствующий углу θ_0^{\max} , то коэффициент асимметрии β_d определяется соотношением

$$\beta_d = \frac{\sin(\theta_h^{\max})}{\sin(\theta_0^{\max})}.$$

Зависимость коэффициентов асимметрии, рассчитанных в приближении геометрической оптики (β , обозначена пунктиром) и согласно динамической теории дифракции (β_d), от параметра $(\theta_b - \psi)$ в логарифмическом масштабе представлена на рис. 2, в, г.

При приближении к критическому углу волновой вектор преломленного излучения становится параллелен поверхности кристалла, и дальнейшее уменьшение угла скольжения в вакууме не приводит к изменению направления волнового вектора в среде. Предельные значения β_d для кристаллов кремния и германия равны соответственно 120 и 75.

При уменьшении размера объекта ширина его углового спектра увеличивается. Наилучшее качество изображения достигается тогда, когда эта величина

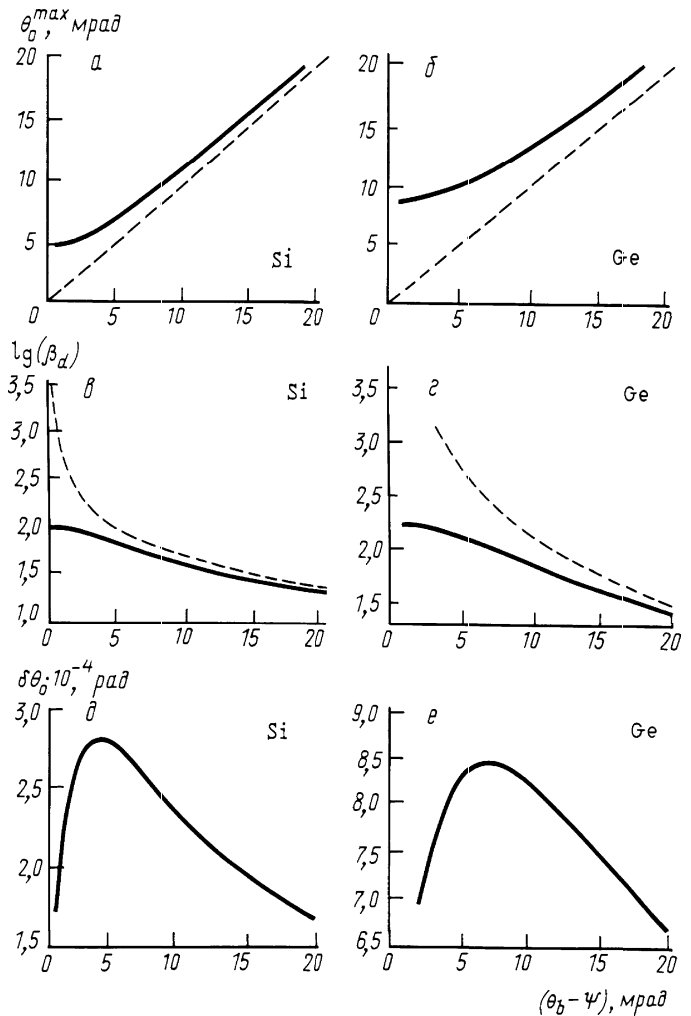


Рис. 2. Зависимость θ_0^{\max} (а, б), логарифма β и β_d (в, г), $\delta\theta$ (д, е) от параметра асимметрии $(\theta_b = \psi)$

не превышает ширины кривой отражения. Зависимость ширины кривой отражения, определяемой на полувысоте, показана на рис. 2, д, е. Как видно из рисунка, по мере приближения разности угла Брэгга и угла разориентации ψ к величине критического угла ширина кривой отражения увеличивается. Это увеличение объясняется тем, что для малых углов большему изменению угла падения волнового вектора соответствует меньшее изменение положения максимума кривой отражения. Уменьшение ширины кривой отражения за критическим углом может быть объяснено тем, что все большая часть излучения уходит в канал полного внешнего отражения, «обрезая» край столика Дарвина.

Пока расстояние от объекта до кристалла не превышает 100 мкм, основное влияние на разрешение оказывает экстинкция. В нуле кривые асимптотически стремятся к конечному значению, определяемому конечной глубиной формирования отраженного пучка. На больших расстояниях разрешение ухудшается за счет дифракции на пути от объекта до кристалла. И чем больше длина волны, тем хуже разрешение на данном расстоянии. Таким образом, чтобы добиться

максимального разрешения, прежде всего следует минимизировать влияние дифракции.

Если влияние дифракции скомпенсировано, дальнейшего улучшения разрешения можно достичь, если отстроиться от угла Брэгга (рис. 3, а, б).

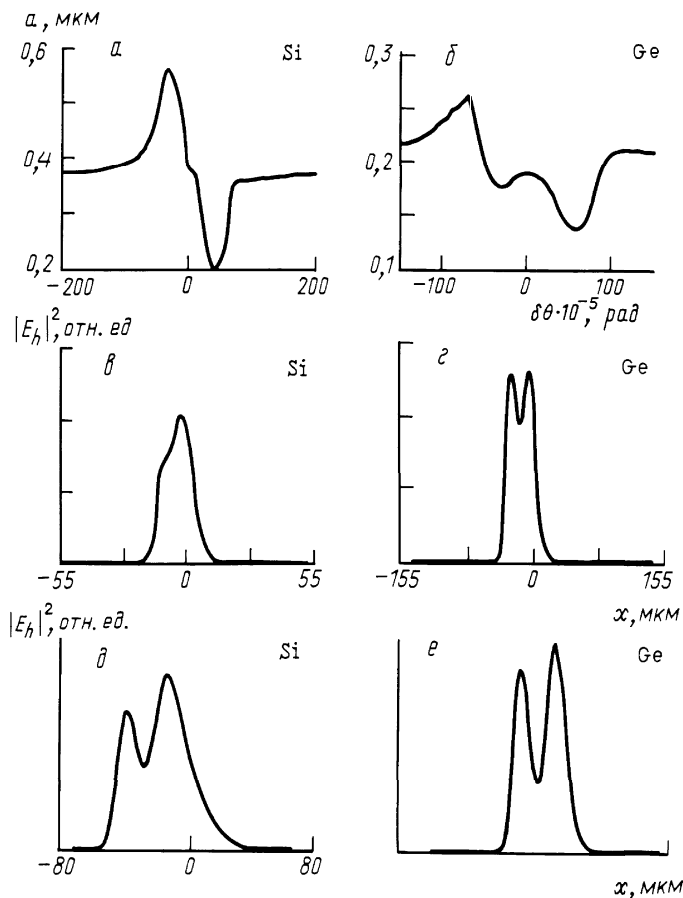


Рис. 3. Зависимость разрешения от отстройки (а, б). Изображение объекта при $a = 0.2$ мкм (в, г). Изображение объекта при $a = 0.15$ мкм (отстройка 0.2 мрад для кремния и 0.45 мрад для германия (д, е))

Вид кривых говорит о наличии эффекта Бормана, состоящего в увеличении глубины проникновения падающего излучения в кристалл вблизи угла Брэгга, что означает ухудшение разрешения. Однако, отстраиваясь от угла Брэгга, можно добиться улучшения. Здесь и далее параметры установки при нулевой отстройке: для кристалла кремния $\beta = 92$, $\beta_d = 70$; для кристалла германия $\beta = 72$, $\beta_d = 54$. Положим, что $a_0 = 50$ мкм (т.е. дифракция скомпенсирована, как если бы в установку был включен дополнительный оптический элемент, переносащий изображение объекта на поверхность кристалла).

Таким образом, теряя 50% в интенсивности (так как при отстройке $\delta\theta$ от угла Брэгга спектр уходит из области максимальной интенсивности диф-

рагированного излучения), можно выиграть в разрешении: для кристалла кремния $a = 0.32$ мкм при $\delta\theta = 1.5 \cdot 10^{-4}$ рад, для кристалла германия $a = 0.19$ мкм при $\delta\theta = 5 \cdot 10^{-4}$ рад (с контрастом 0.5). Реально можно увидеть изображение и меньшего контраста.

Пусть $a = 0.2$ мкм. В этом случае разрешение определяется экстинкцией (рис. 3, в, г). Видно, что щели неразличимы, если в качестве оптического элемента используется кристалл кремния. Длина экстинкции в кристалле кремния (111) для длины волны 1.541 Å составляет 20 мкм, а для кристалла германия (111) на длине волны 2.29 Å составляет 6 мкм. Поэтому при малых расстояниях от объекта до кристалла лучшее разрешение достигается применением кристалла германия.

Улучшить разрешение можно, отстроившись от угла Брэгга в сторону больших углов (рис. 3, д, е). Значения угла отстройки составляют 0.2 мрад для кремния и 0.45 мрад для германия.

Выводы

1. В работе продемонстрирована возможность получения субмикронного разрешения в рентгеновском микроскопе с использованием крайне асимметричного брэгговского отражения от кристалла.

2. Были получены и проанализированы зависимости разрешения рентгеновского микроскопа от расстояния от объекта до кристалла и угла между поверхностью кристалла и отражающими плоскостями.

3. В результате проведенной работы были определены оптимальная геометрия эксперимента и длины волн для осуществления субмикронной рентгеновской микроскопии.

Литература

1. Artioukov A., Asadchikov V.E., Gulimova V.I. et al. // Proceedings of the Sixth International Conference in X-ray Microscopy. Berkley, 1999. P. 529.
2. Андреев А.В., Асадчиков В.Е., Мчедlishvili Б.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2001. **73**. С. 205.
3. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Коновко А.А. и др. // Тр. Третьей нац. конф. по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов. 2001. С. 404.
4. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию
24.04.02