

ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 548.73

Посвящается памяти Н.В. Белова

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ В ЖЕСТКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ ДЛЯ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО ИЗОБРАЖЕНИЯ МИКРОТРУБОК В МОНОКРИСТАЛЛЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

© 2011 г. В. Г. Кон, М. А. Орлов*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, Москва

E-mail: kohnvict@yandex.ru

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 16.05.2011 г.

Методом численного моделирования анализируются возможности использования фазового контраста Цернике в жестком рентгеновском излучении для визуализации микротрубок в монокристалле карбида кремния. Расчеты выполнены для условий эксперимента, характерных для источников синхротронного излучения третьего поколения. Рассмотрена схема, в которой фокусирующим элементом является параболическая преломляющая линза, а фазосдвигающий элемент установлен в точке изображения источника. Показано, что сечения микротрубки пучком с продольным диаметром до 10 мкм изображаются линзой без искажений. При этом линза позволяет увеличивать изображение в десятки раз. Сильно вытянутые вдоль пучка сечения изображаются с артефактами, однако их структура также может быть восстановлена. Показано, что некогерентность излучения не оказывает существенного влияния на изображение объектов.

ВВЕДЕНИЕ

Карбид кремния (SiC) является перспективным материалом полупроводниковой электроники, по многим показателям (теплопроводность, напряжение пробоя и др.) превосходящим кремний. В процессе роста кристаллов SiC в нем образуются специфические дефекты кристаллической решетки, называемые микротрубками, которые представляют собой сильно вытянутые цилиндрические поры переменного сечения, с диаметром от долей микрона до нескольких микрон. Микротрубки можно рассматривать как винтовые дислокации с очень большими значениями вектора Бюргерса [1].

Возникновение в образце SiC микротрубок приводит к серьезным искажениям в работе приборов, созданных на его основе. Чтобы понизить плотность микротрубок, необходимо неразрушающими методами изучить их структуру и свойства. Микротрубки исследуются теми же методами, что и дислокации, т.е. методом сканирующей электронной микроскопии ямок травления на поверхности, а также методами рентгеновской топографии [2] и оптической микроскопии. Наиболее прямым и неразрушающим методом исследования структуры микротрубок непосредственно в толще образца является метод рентгеновско-

го *in-line* фазового контраста [3–7]. Однако этот метод не является эффективным при изучении микротрубок с диаметром поперечного сечения около 1 мкм и меньше [8].

В настоящей работе проведено компьютерное моделирование экспериментов по визуализации микротрубок в монокристалле SiC с использованием метода фазового контраста Цернике. В качестве объектива использовалась параболическая преломляющая линза, фазосдвигающий элемент помещался в области изображения источника. Рассмотрены цилиндрические микротрубки с постоянным диаметром на некотором участке своей длины. В этом случае сечение микротрубки рентгеновским пучком, распространяющимся вдоль оси z , имеет форму эллипса, и расчет достаточно проводить лишь для направления x , перпендикулярного оси микротрубки на ее реальном двумерном изображении. Для краткости охарактеризуем микротрубку ее эллиптическим сечением в плоскости (x, z) , в которой выполняется расчет.

Для сечения микротрубки малых размеров, во-первых, становится малым сдвиг фазы, вносимый ею в падающий пучок, а во-вторых, выполняются условия дифракции Фраунгофера, когда поперечный диаметр микротрубки меньше диаметра первой зоны Френеля. В случае дифракции *in-line*

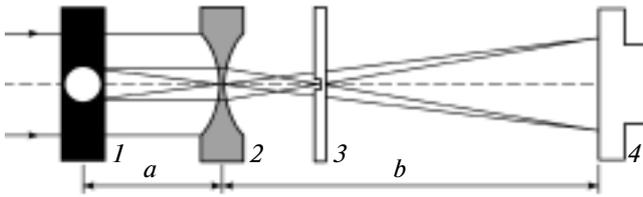


Рис. 1. Схема фазового контраста Цернике для исследования микротрубок в карбиде кремния. Почти параллельный пучок СИ падает слева: 1 – объект (кристалл SiC с порой в центре), 2 – преломляющая линза, 3 – фазосдвигающий элемент (отверстие), 4 – координатный детектор. Расстояния a и b связаны между собой по формуле линзы: $a^{-1} + b^{-1} = F^{-1}$. В результате изображение получается перевернутым и увеличенным в M раз, где $M = b/a$.

схеме (стандартный фазовый контраст) изображение имеет вид зон Френеля, размеры которых зависят от расстояния образец–детектор, и информацию о размерах сечения микротрубки можно извлечь лишь из контрастности изображения. При этом можно определить только площадь сечения, но не его радиусы вдоль и поперек пучка по отдельности.

Решить проблему полного определения диаметров сечения можно путем переноса в рентгеновский диапазон известного метода фазового контраста Цернике для видимого света [9]. Этот метод был открыт в 1934 г. и в настоящее время широко используется в оптических исследованиях структуры слабопоглощающих образцов микронных размеров (биологических клеток и др.). Идея метода состоит в том, что прозрачный объект, практически не изменяющий интенсивность падающего на него излучения, визуализируется путем помещения в фокусе объектива четверть-волновой фазосдвигающей пластинки. Контраст в этом случае оказывается равен удвоенному сдвигу фазы, вносимому объектом.

Если в оптических исследованиях метод фазового контраста Цернике используется относительно часто, то в рентгеновской области на данный момент было поставлено лишь несколько экспериментов [10–12], в которых объективом служила зонная пластинка. Как известно, она имеет много порядков фокусировки, и для формирования изображения в первом порядке используется лишь 40% интенсивности падающего пучка. Вместе с тем преломляющая линза фокусирует пучок полностью и, следовательно, может обеспечить лучшее разрешение [13]. Преимущество метода Цернике по отношению к методу фазового контраста в *in-line*-схеме заключается в том, что в первом случае на детекторе видно непосредственно изображение объекта, а не голограмма, которую необходимо расшифровать. Кроме того, преломляющая линза позволяет увеличивать изображение в десятки раз, что является су-

щественным преимуществом, так как разрешение самых лучших координатных детекторов не превышает долей микрона.

СХЕМА ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОД РАСЧЕТА

Рассматриваемая схема эксперимента изображена на рис. 1. Обозначим через r_1 , r_2 , r_3 , и r_4 расстояния от источника рентгеновского излучения до соответственно объекта наблюдения, фокусирующей линзы, точки фокусировки источника и координатного детектора. Объект 1 находится на расстоянии $r_2 - r_1 = a$ от рентгеновской преломляющей линзы (объект 2). Фазосдвигающий элемент (объект 3) помещается в точку изображения источника $r_3 = r_2 + F/(1 - F/r_2)$, определяемой по формуле линзы (здесь F – фокусное расстояние линзы). Детектор (объект 4) располагается на расстоянии $r_4 - r_2 = b$ от линзы, причем расстояния a и b связаны между собой формулой линзы: $a^{-1} + b^{-1} = F^{-1}$. В результате изображение получается перевернутым и увеличенным в M раз, где $M = b/a$.

При решении задач распространения жесткого рентгеновского излучения с высокой точностью выполняется парааксиальное приближение. При этом перенос излучения в воздухе описывается с помощью интегральной формы Кирхгофа для решения уравнения Максвелла. Пусть ось z декартовой системы координат совпадает с оптической осью, вдоль которой распространяется пучок излучения. Задача состоит в вычислении зависимости амплитуды волнового поля от поперечных координат x и y в каждой точке на оси z . При этом в поперечных направлениях волновое поле заметно меняется на расстояниях в несколько микрон и меньше, в то время как характерный интервал изменения волнового поля вдоль оси z существенно больше. Так как поляризация в рассматриваемых процессах не изменяется, то достаточно ограничиться скалярной волновой функцией поля. Более того, будем рассматривать только одномерные объекты, однородные вдоль оси y .

Пусть $E_1(x)$ – волновая функция в точке z_1 . Тогда волновая функция $E(x)$ в точке z при условии, что между z_1 и z нет объектов, определяется следующим образом

$$E(x) = \int dx_1 P(x - x_1, z - z_1) E_1(x_1), \quad (1)$$

$$P(x, z) = \frac{1}{(i\lambda z)^{1/2}} \exp\left(i\pi \frac{x^2}{\lambda z}\right).$$

Здесь $P(x, z)$ – пропагатор Кирхгофа в парааксиальном приближении, λ – длина волны излучения. Что касается объектов, если их продольные размеры не слишком сильно отличаются от поперечных, можно пренебречь изменением траекто-

рии лучей при прохождении объекта, поскольку углы рассеяния весьма малы (обычно — десятки микрорадиан). При описании взаимодействия излучения с объектом можно пренебречь продольной длиной объекта и считать его плоским, расположенным в плоскости, проходящей через середины его продольного размера (длины). Однако при описании переноса излучения длина объекта учитывается как пустое пространство. Иногда это оказывается существенным, например, для составной преломляющей линзы, длина которой сравнима с ее фокусным расстоянием. Таким образом, взаимодействие излучения с объектом описывается путем умножения волновой функции поля излучения на так называемую трансмиссионную функцию

$$T(x) = \exp\left(-i[\delta - i\beta]\frac{2\pi}{\lambda}t(x)\right), \quad (2)$$

где $t(x)$ — локальное изменение толщины объекта вдоль оси z , при условии, что он состоит из одного материала, δ и β — действительная и мнимая части комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ этого материала.

Расчет начинается от точечного источника. Волновая функция в плоскости источника формально может быть взята в виде дельта-функции $E_0(x) = \delta(x)$. Подставляя ее в (1), сразу получаем волновую функцию перед исследуемым объектом в виде пропагатора Кирхгофа $E_1(x) = P(x, r_1)$. Далее необходимо умножить волновую функцию на трансмиссионную функцию объекта, в которой учесть конкретный вид зависимости $t(x)$, после чего применить (1) еще раз:

$$E_2(x) = \int dx_1 P(x - x_1, r_2 - r_1) T(x_1) E_1(x_1). \quad (3)$$

В первом расчете r_2 равно расстоянию от источника до фокусирующей линзы (рис. 1). В данной работе рассматривались только эллиптические сечения микротрубки, то их трансмиссионная функция имеет следующий вид:

$$t(x) = R_1 \left(1 - \frac{x^2}{R_2^2}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где R_1 и R_2 — радиусы сечения вдоль и поперек пучка соответственно. Затем расчет нужно повторить с новым объектом в виде фокусирующей линзы, при этом в (3) надо сделать замену $r_2 \rightarrow r_3$, $r_1 \rightarrow r_2$. Для двояковогнутой преломляющей параболической линзы

$$t(x) = \frac{x^2}{R}, \quad (5)$$

где R — радиус кривизны у вершины параболы. Заметим, что бесконечные пределы интегрирования эффективно обрезаются из-за поглощения в

линзе, поскольку линза на краях апертуры достаточно толстая. В третьем расчете объектом является фазосдвигающий элемент с диаметром порядка диаметра пучка в фокусе линзы. В этом случае в (3) надо сделать замену $r_2 \rightarrow r_4$, $r_1 \rightarrow r_3$. В оптических исследованиях в качестве фазосдвигателя используется пластинка цилиндрической формы, и как будет показано далее, для исследования пор в материале в рентгеновском диапазоне удобнее использовать цилиндрическое отверстие в веществе. Рассмотрен идеальный фазосдвигающий элемент — отверстие в непоглощающем материале, так как учет поглощения не приводит к заметным изменениям результатов. Таким образом, в данном случае $T(x) = 1$ при $|x| > D/2$, а при $|x| \leq D/2$

$$T(x) = \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right), \quad (6)$$

где D — диаметр отверстия.

Интеграл (3) представляет собой свертку двух комплексных функций, и его расчет удобно выполнять с использованием преобразования Фурье. Сначала вычислялся фурье-образ произведения функций от аргумента x_1 , затем он умножался на Фурье-образ пропагатора Кирхгофа, который имеет аналитический вид $P(q, r) = \exp(-i\lambda r q^2/4\pi)$, после чего вычислялось обратное преобразование Фурье. Для вычисления преобразования Фурье использовалась процедура быстрого преобразования Фурье [14].

Расчеты выполнены для стандартных параметров синхротронных источников 3-го поколения, а именно: расстояние от источника до объекта $r_1 = 50$ м и размер источника $S_0 = 50$ мкм. В качестве объектива была рассмотрена составная параболическая бериллиевая линза, состоящая из $N = 60$ элементов с радиусами кривизны $R = 50$ мкм, фокусное расстояние линзы равнялось 31.4 см. Расчеты проводились для энергии падающего излучения $E = 16$ кэВ. Источник является некогерентным в том смысле, что каждая его точка светит независимо по фазе. Так как источник имеет поперечный размер S_0 , то его изображение в фокусе будет иметь размер $S = S_0(r_3 - r_2)/(r_1 + r_2)$. Учет размеров источника проводился вычислением свертки распределения интенсивности для точечного источника с гауссовой кривой, полуширина которой равна $S_d = S_0(r_4 - r_2)/(r_1 + r_2)$.

Чтобы выделить изображение объекта в чистом виде, в экспериментах часто применяют специальный прием, а именно, записывают изображение в отсутствие объекта и с объектом и затем вычитают первое изображение из второго. В [13], где фазосдвигающим элементом служила цилиндрическая пластинка, после такой процедуры изображение выпуклых кремниевых объектов возвышалось над уровнем фона (положитель-

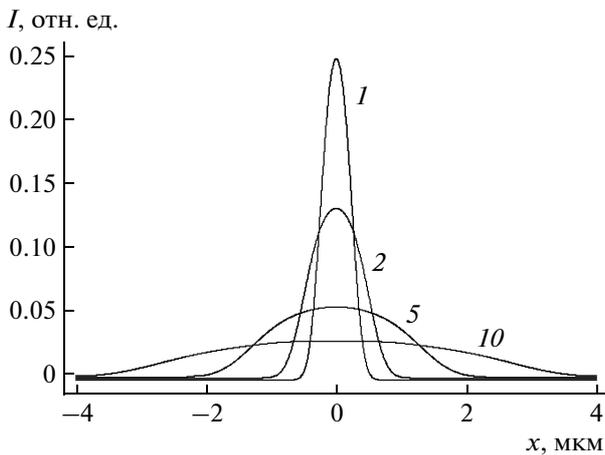


Рис. 2. Изображения микротрубки с радиусами $R_1 = R_2 = 0.3$ мкм при различных значениях коэффициента увеличения M . Значения M проставлены у кривых.

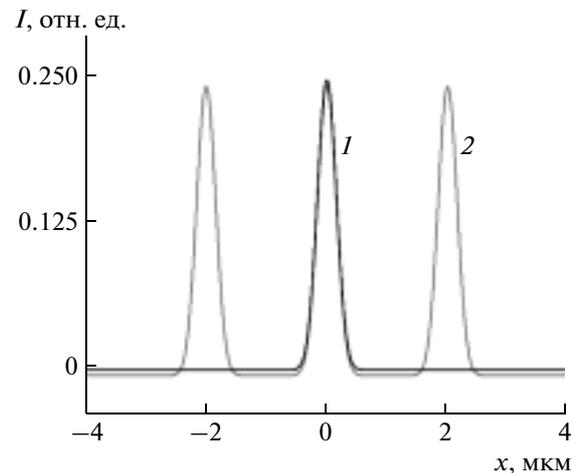


Рис. 3. Изображение 1 микротрубки с размерами $R_1 = R_2 = 0.3$ мкм, расположенной в центре апертуры; 2 – трех таких же микротрубок. Коэффициент увеличения $M = 1$.

ный контраст). Поскольку в данной работе использовали отверстие вместо пластинки, то в режиме положительного контраста будут изображаться не выпуклые объекты, а поры в веществе.

В [13] отмечалось, что качество изображения объектов заметно ухудшается при поперечном сдвиге объектов от центра апертуры, если в роли объектива используется преломляющая линза. Оказалось, что изображение легко восстановить путем деления профиля интенсивности, формируемого линзой, на функцию поглощения в линзе $\exp(-A[4\pi x^2/\lambda R_0]\beta)$, где $\beta = 5.19 \times 10^{-10}$ – индекс поглощения для бериллия, $R_0 = R/N$ – эффективный радиус кривизны линзы, A – корректировочный коэффициент, слабо отличающийся от единицы. Использование этой процедуры позволяет выровнять не только фон, но и сам контраст. Отметим, что такая процедура необязательна, если исследуемый объект обладает малыми размерами и расположен в центре апертуры, поскольку центральная область изображается линзой достаточно хорошо. Однако при изображении удаленных от оптической оси объектов эта процедура необходима.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Изображение объектов с малым продольным сечением. Рассмотрим в качестве исследуемого объекта микротрубку, расположенную в центре апертуры линзы, с продольным и поперечным радиусами сечения $R_1 = R_2 = 0.3$ мкм. На рис. 2 показано, как изображается сечение такой микротрубки при различных значениях коэффициента увеличения. Удвоенный сдвиг фаз, вносимый центром микротрубки в падающую волну, составляет примерно 0.25, и именно это значение видно на детекторе при $M = 1$. С ростом коэффициента

увеличения ширина пика возрастает в M раз, а высота пика падает в M раз. Это свойство является следствием закона сохранения энергии, благодаря которому интегральная по сечению пучка интенсивность должна сохраняться. Учитывая эти два обстоятельства, легко рассчитать истинные размеры сечения микротрубки. Небольшое размытие изображения на краях связано с усреднением по проекции источника, размер которой линейно увеличивается с ростом M . При увеличении поперечного диаметра сечения характер описанных выше закономерностей не изменяется. При увеличении продольного диаметра вплоть до $t \approx 10$ мкм также не наблюдается существенных изменений.

Заметим, что добавление новых объектов к уже имеющимся определенным образом влияет на изображение последних, что выражается в изменении уровня фона. Так, на рис. 3 показано, как меняется изображение при добавлении к микротрубки с радиусами сечения $R_1 = R_2 = 0.3$ мкм двух таких же микротрубок. Видно, что в последнем случае фон опускается, что необходимо для сохранения интегральной интенсивности. Однако для микротрубок с малым сечением это не приводит к искажениям в изображении, артефакты возникают лишь при исследовании объектов с большим продольным сечением.

Таким образом, увеличение позволяет наблюдать мелкие особенности в структуре сечения микротрубок, и метод фазового контраста Цернике в данном аспекте является выигрышным по отношению к методу безлинзового (*in-line*) фазового контраста.

Изображение объектов с большим продольным сечением. Как известно, метод фазового контра-

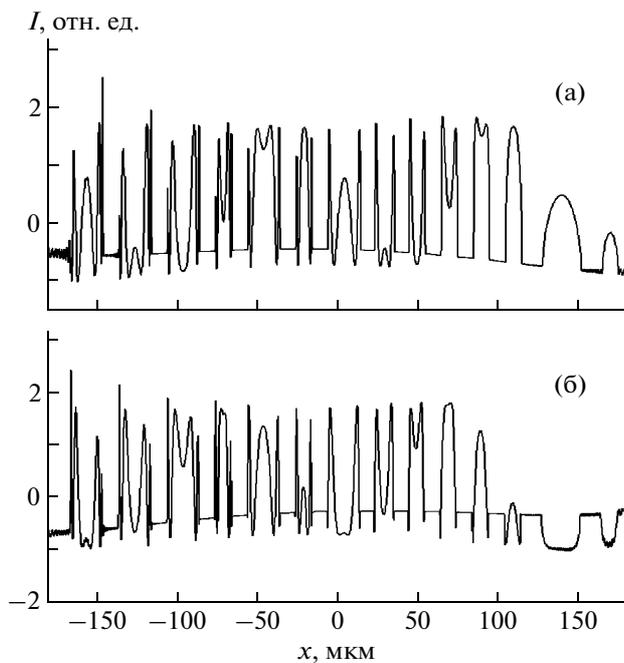


Рис. 4. Изображения (а) серии крупных пор; б – серии крупных объектов таких же размеров.

ста Цернике в оптике позволяет наблюдать лишь прозрачные объекты, вносящие в падающую волну малый сдвиг фазы $\varphi \ll 1$. В этом случае трансмиссионная функция образца $\exp(i\varphi)$ может быть разложена в ряд Тейлора. Численный расчет показал, что в рентгеновском диапазоне ограничение на величину фазы можно обойти. Рассмотрим изображения серии эллиптических сечений крупных пор в карбиде кремния, а также эллипсов (выпуклых объектов) с такими же размерами (рис. 4), расположив их в порядке возрастания вносимой ими фазы (на рисунке – справа налево). Крайние справа объекты имеют продольный диаметр 3 и 5 мкм соответственно, каждый последующий объект имеет продольный диаметр на 5 мкм больше, чем предыдущий. Поперечные диаметры всех объектов колеблются от 10 до 20 мкм.

Расчеты показывают, что метод дает привычный результат не только для малых пор (с продольным диаметром сечения $t \approx 1$ мкм и сдвигом фазы $\varphi \approx 0.21$), но и для пор с существенно более крупными продольными размерами (до $t \approx 10$ мкм). При последующем увеличении продольного сечения изображение начинает переворачиваться, и вместо пика возникает провал, глубина коорого увеличивается. Механизм этого на первый взгляд непонятного явления проясняется при дальнейшем увеличении продольного размера поры: центральный пик возвращается в одно и то же положение каждый раз, когда в поре накапливается сдвиг фазы 2π , поскольку при этом трансмиссионная функция поры принимает одинаковые значения ($\exp(2\pi i) = 1$). Таким образом, исхо-

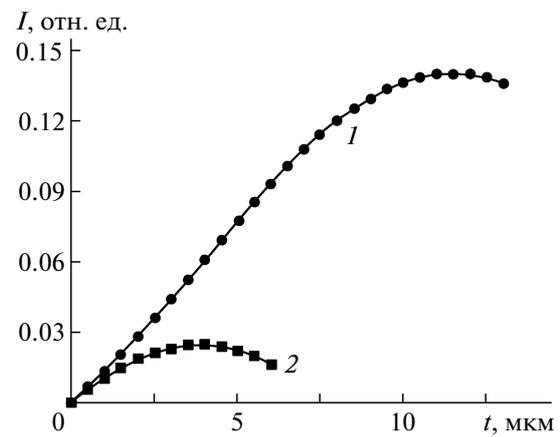


Рис. 5. Зависимость высоты пика от продольного диаметра t : 1 – сечения поры в карбиде кремния с $R_2 = 0.5$ мкм, 2 – объекта из карбида кремния с такими же размерами. Коэффициент увеличения $M = 40$. Кривая 2 перевернута.

дя из полного числа осцилляций и высоты центрального пика, можно определить продольный размер сильно вытянутого эллиптического сечения поры. В изображении выпуклых объектов с эллиптическим сечением прослеживается аналогичная закономерность, однако соответствующие осцилляции отстают по фазе относительно колебаний, характерных для пор, первый перевернут в случае объектов возникает при $\varphi \approx 1$. Отметим, что для объектов, вносящих малые изменения фазы Φ , глубина опускания пика равна не 2φ , а $2\varphi - \varphi^2$, что следует из приближенной теории метода Цернике. Более наглядно, что демонстрирует рис. 5, показывающий зависимость высоты пиков от продольного диаметра сечения поры и объекта с $R_1 = R_2 = 0.5$ мкм для коэффициента увеличения $M = 40$. Из рисунка следует, что при изображении пор пропорциональность высоты пика сдвигу фазы, вносимому порой, сохраняется на существенно большем интервале толщин t , чем в случае объектов. Этим и обуславливается использование в качестве фазосдвигателя отверстия вместо пластинки, применение которой с точки зрения метода Цернике было бы равносильно преобразованию пор в объекты. Кроме того, отверстие технически проще изготовить. Хотя в идеале оно должно обладать высоким аспектным соотношением, численные расчеты показывают, что увеличение радиуса фазосдвигающего элемента даже в несколько раз не приводит к существенным искажениям в изображении.

Влияние спектра на изображение. В [5–8] микротрубки в карбиде кремния исследуются в белом пучке. В такой схеме измерений монохроматор не используется. Это приводит к частичной потере временной когерентности, но зато в этом случае возрастает число регистрируемых фотонов и, следовательно, увеличивается отношение сиг-

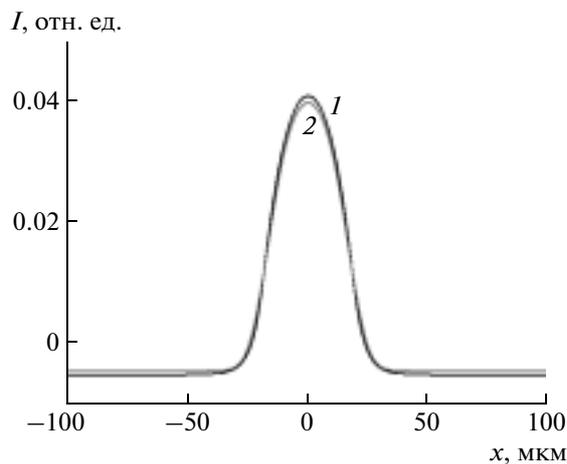


Рис. 6. Изображение микротрубки с поперечным диаметром $R_1 = 1.5$ мкм и $R_2 = 0.5$ мкм: 1 — монохроматический пучок; 2 — некогерентный пучок с заданным спектром. Коэффициент увеличения $M = 40$.

нал/шум. В данной работе был рассмотрен гауссов спектр с максимумом при энергии 16 кэВ. Профили интенсивности вычислялись для 21 гармоники на интервале значений от 6 до 26 кэВ с постоянным шагом 1 кэВ, после чего эти профили суммировались с весовыми множителями, соответствующими гауссову распределению. На рис. 6 показано, как меняется изображение сечения микротрубки с поперечным и продольным радиусами $R_1 = 1.5$ и $R_2 = 0.5$ мкм соответственно при использовании некогерентного излучения с гауссовым спектром. Видно, что поперечный размер сечения отображается на детекторе без искажений, и только незначительно меняется высота пика, характеризующая продольный размер. Для объектов с меньшими продольными размерами отклонение еще меньше, более существенные различия возникают лишь для сильно вытянутых эллиптических сечений образцов. Слабое влияние спектра на изображение объектов с малым сечением объясняется тем, что модуль сдвига фазы $|P| = (2\pi/\lambda)\delta t$, вносимого образцом в падающую волну, линейно растет с длиной волны излучения, так как δ с высокой точностью пропорциональна λ^2 . В результате увеличение контраста при меньших энергиях компенсирует его уменьшение при больших энергиях. Кроме того, усреднение по спектру устраняет паразитные осцилляции, возникающие при изображении объектов, смещенных из центра апертуры. При этом наличие спектра приводит к небольшим искажениям в изображении периферийных образцов, однако они не являются существенными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование показало, что метод Цернике может быть успешно использован

для исследования микротрубок субмикронных размеров. Микротрубки необходимо ориентировать перпендикулярно пучку, поскольку в этом случае вносимые ими сдвиги фаз будут наименьшими и изображение будет иметь наглядную эллиптическую форму. Преломляющая линза, используемая в методе Цернике, позволяет увеличивать изображение в десятки раз, при этом, зная коэффициент увеличения, высоту пика на детекторе и его поперечный размер, легко восстановить истинные размеры сечения микротрубки. При изображении микротрубок с малым сечением выгоднее использовать в качестве фазосдвигающего элемента отверстие в веществе вместо пластины, поскольку в этом случае будут изображаться без искажений поры с продольным диаметром до $t \approx 10$ мкм. В изображении объектов с сильно вытянутым эллиптическим сечением возникают осцилляции, и структуре объекта можно восстановить, зная полное число осцилляций, а также высоту центрального пика. Некогерентность пучка не оказывает существенного влияния на изображение микропор и может быть использована для усиления сигнала и ослабления фонового шума.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 10-02-00047-а и 09-02-12239-офи_м).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krishna P., Jiang S.-S., Lang A. R. // J. Cryst. Growth. 1985. V. 71. P. 41.
2. Huang X.R., Dudley M., Vetter W.M. et al. // J. Appl. Cryst. 1999. V. 32. P. 516.
3. Gutkin M.Yu., Sheinerman A.G., Argunova T.S. et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 064117.
4. Gutkin M.Yu., Sheinerman A.G., Smirnov M.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 151905.
5. Kohn V.G., Argunova T.S., Jung Ho Je. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. № 171901. P.1.
6. Argunova T.S., Kohn V.G., Jung Ji Won, Jung Ho Je. // Phys. Status Solidi. A. 2009. V. 206. № 8. P. 1833.
7. Аргунова Т.С., Кон В.Г., Jung Ho Je. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтр. исслед. 2008. Т. 12. С. 1.
8. Кон В.Г., Аргунова Т.С., Jung Ho Je. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2011. Т. 1. С. 3.
9. Zernike F. // Z. Tech. Phys. 1935. B. 16. S. 454.
10. Schmahl G., Rudolph D., Guttman P. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 88(2). P. 1282.
11. Yokosuka H., Watanabe N., Ohigashi T. et al. // J. Synchrotron Rad. 2002. V. 9. P. 179.
12. Chu Y.S., Yi J. M., De Carlo F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 103119.
13. Кон В.Г., Орлов М.А. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2010. Т. 11. С. 76.
14. <http://alglib.sources.ru/fft>