

[14] Гукасов А.Г., Рубан В.А., Бедризов
в а М.Н. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 130-135.

Ленинградский институт
ядерной физики
им. Б.П. Константинова АН СССР

Поступило в Редакцию
6 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

11; 12

СТОЯЧИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

С.И. Желудева, М.В. Ковальчук,
Н.Н. Новикова, А.Н. Сосфенов,
И.Ю. Харитонов, Ю.Я. Платонов,
А.Д. Ахсахалян, Н.Н. Салашенко

Интенсивное развитие рентгеновской оптики в последние годы, связанное с использованием новых интенсивных источников, например, синхротронного излучения, потребовало развития методов изготовления оптических элементов для рентгеновского диапазона. Это, прежде всего, многослойные интерференционные покрытия, изготовление которых стало возможным благодаря развитию новых технологий вакуумного нанесения (магнетронное, лазерное распыление, молекулярно-лучевая эпитаксия) тонких однородных слоев на сверхгладкие подложки.

Дело в том, что многослойные зеркала обычно представляют собой последовательность чередующихся тонких (часто просто аморфных) слоев двух веществ с различной электронной плотностью (показателем преломления). В результате формируется как бы искусственный кристалл — так называемая слоистая синтетическая микроструктура МСС. Высокая отражающая способность такого кристалла есть результат когерентного сложения слабых отражений от большого числа поверхностей раздела. Таким образом, существует практическая возможность искусственного изготовления кристаллов с заданным периодом решетки и отражательной способностью.

Естественно, что один из наиболее интенсивно развиваемых в последнее время рентгенодифракционных методов — метод СРВ [1], начал включать в свой арсенал дифракцию на МСС. Период стоячей волны определяется периодом кристаллической структуры, на которой происходит дифракция рентгеновских лучей, а значит использование многослойных структур дает принципиальную возможность получения стоячей волны с любым заданным периодом, что крайне важно, например, при решении задачи о местоположении атомов и атомных слоев на поверхности. Такого рода исследования велись в

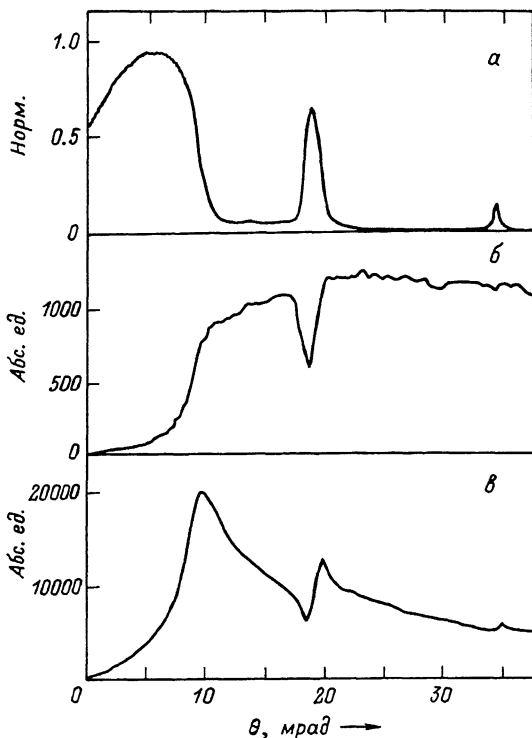


Рис. 1. Экспериментальные угловые зависимости отражения рентгеновских лучей (CrK_{α}) (а), выхода RhL_{α} - флуоресценции (б), фотоэмиссии (в) для многослойной структуры Rh/C .

работах [2, 3] при регистрации угловой зависимости выхода характеристического флуоресцентного излучения в условиях формирования стоячей рентгеновской волны в многослойной структуре. Принципиально новые возможности могут появиться при изучении фотоэмиссии, возбужденной стоячей рентгеновской волной в МСС. Дело в том, что для этого вторичного процесса, изученного на обычных кристаллах, угловые зависимости практически не искажаются эффектом экстинкции, обладают высокой чувствительностью к степени разупорядочения поверхности и используются для прецизионного изучения нарушений поверхностного слоя.

В настоящей работе наряду с измерением флуоресцентного излучения впервые приводятся результаты исследования фотоэмиссии, возбужденной стоячей рентгеновской волной в многослойной синтетической структуре.

Многослойная структура Rh/C , $t_{Rh} - 27 \text{ \AA}$, $t_C - 45 \text{ \AA}$ имела 40 периодов и была приготовлена методом импульсного лазерного напыления на стеклянную подложку. Измерения велись в двухкристальной схеме в угловом диапазоне, включающем область

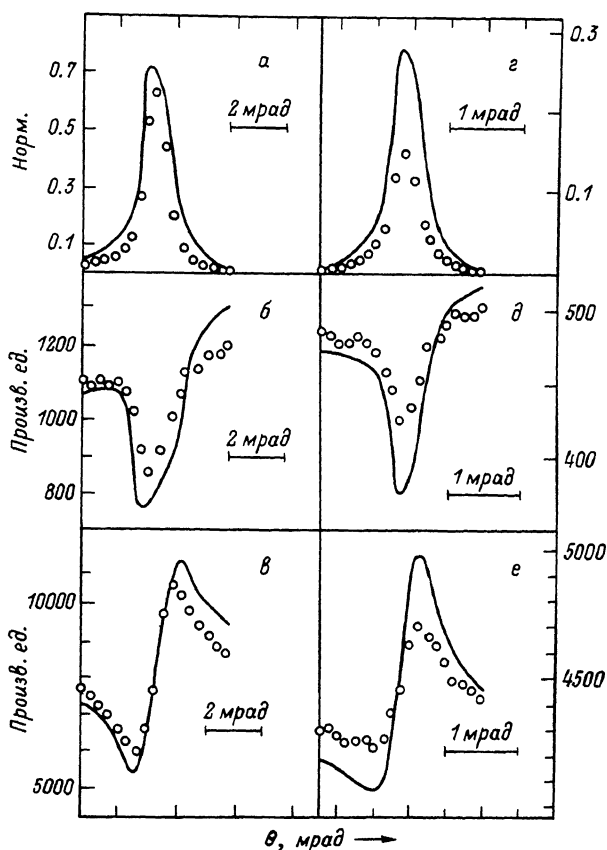


Рис. 2. Угловые зависимости отражения рентгеновских лучей ($Cr K_{\alpha}$) (а, г), выхода RhL_{α} -флуоресценции (б, д), фотоэмиссии (в, е), в области углов, соответствующих 1-му и 2-му порядкам отражения для многослойной структуры Rh/C . Точки - экспериментальные значения, сплошные кривые - расчетные.

полного отражения и первые два порядка отражения. Источником излучения была обычная рентгеновская трубка CrK_{α} 5.41 кэВ. В качестве кристалла-монокроматора использовался $Si(111)$ -симметричное отражение. Интенсивность рентгеновского отражения измерялась сцинтилляционным NaI детектором. Падающий на кристалл пучок коллимировался щелью 50-100 мкм. Регистрация рентгеновского отражения, флуоресценции и фотоэлектронов велась при однократном медленном сканировании в исследуемом угловом интервале с помощью шагового двигателя.

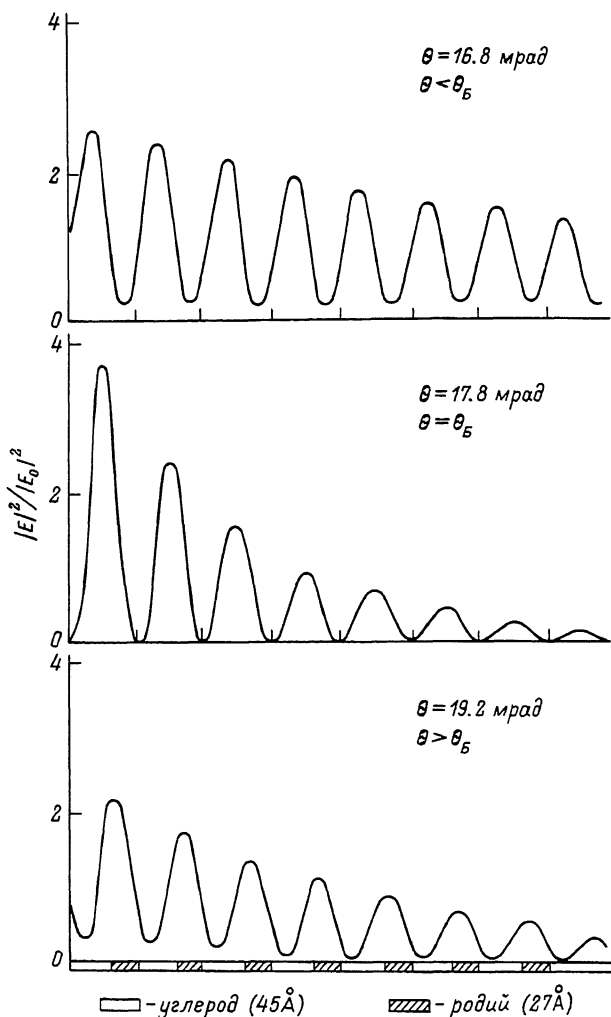


Рис. 3. Распределение интенсивности волнового поля по глубине многослойной структуры Rh/C для различных углов падения рентгеновского (CrK_{α}) излучения на образец в области углов, соответствующих 1-му порядку отражения.

Флуоресцентное излучение регистрировалось $Si(Li)$ детектором с энергетическим разрешением 200 эВ. Скорость счета от $RhL_{\alpha} = 2.69$ кэВ составляла 10 имп/с, время измерений в каждой точке 1 мин. (рис. 1). Зависимости выхода флуоресцентного излучения в угловых областях, соответствующих I-му и II-му порядкам рентгеновского отражения (рис. 2) измерены с большей статистикой (время измерения в точке 3 минуты).

Выход фотоэлектронов измерялся пропорциональным счетчиком, являющимся спектрометром с низким энергетическим разрешением (15–20%). При этом выделялся участок спектра с энергией 2.5–3.3 кэВ, соответствующий краю поглощения L электронов Rh . Максимальный выход фотоэлектронов составлял 1000 имп/с.

Как видно из рис. 2, экспериментальные значения коэффициентов отражения и угловая ширина Брэгговских пиков меньше расчетных. В работе [4] показано, что эти различия могут быть обусловлены дефектами, возникающими в МСС из-за технологического несовершенства изготовления таких структур, а также из-за взаимной диффузии материалов слоев. Размытие границ раздела, уменьшая рассеивающую способность МСС, приводит к увеличению числа эффективно рассеивающих периодов, к сужению кривой отражения и уменьшению коэффициента отражения.

Для более наглядной интерпретации угловых зависимостей выхода вторичных излучений на рис. 3 приведены рассчитанные распределения интенсивности волнового поля, по глубине структуры Rh/L для верхних восьми периодов при трех фиксированных углах $\theta < \theta_B$, $\theta = \theta_B$, $\theta > \theta_B$. Поверхность МСС находится на рисунках слева, верхний слой C , потом Rh и т.д. Первое, что стоит отметить, это то, что при $\theta = \theta_B$ амплитуда волнового поля имеет большое значение только на 5–6 верхних периодах.

Угловые зависимости выхода флуоресцентного излучения от атомов Rh , фактически представляют собой обращенные кривые отражения рентгеновских лучей (рис. 1, 2). В данном случае мы сталкиваемся со своеобразным проявлением экстинкционного эффекта в такой структуре. Глубина выхода флуоресценции RhL_α , значительно превышает толщину МСС, поэтому вне области дифракции выход флуоресцентного излучения определяется объемом всего кристалла. Вблизи θ_B , как уже отмечалось выше, волновое поле проникает в кристалл только на глубину нескольких периодов, что естественно ведет к резкому уменьшению интенсивности флуоресцентного излучения. Указанный эффект в основном обуславливает форму угловой зависимости этого вторичного процесса. При этом фазочувствительная часть кривой, отражающая движение стоячей волны по отношению к слоям, составляющим МСС, и несущая структурную информацию, практически не проявляется.

При регистрации угловой зависимости выхода фотоэлектронов картина меняется коренным образом. Прежде всего отметим, что мы регистрируем фотоэлектроны в основном от Rh , причем, т.к. глубина их выхода 60–70 Å, то во всем угловом диапазоне работает в основном I и II периоды структуры. При этом, как и для фотоэмиссии в обычных кристаллах [1], изменения местоположения узлов и пучностей стоячей волны по отношению к слоям Rh вблизи брэгговского угла приведет к соответствующему изменению интенсивности выхода фотоэлектронов. Из рис. 3 видно, что при $\theta < \theta_B$ на слое Rh приходятся минимумы волнового поля, при этом наблюдается минимум выхода фотоэлектронов (рис. 1, 2), а при $\theta > \theta_B$ слой Rh совпадает с максимумами волнового поля и интенсивность выхода фотоэлектронов имеет максимум (рис. 1, 2).

Результаты настоящей работы показали, что используемые нами многослойные кристаллические структуры имеют достаточно хорошее совершенство, чтобы проводить на них рентгенодифракционные эксперименты с помощью техники стоячих рентгеновских волн. При этом разработанные теоретические представления хорошо согласуются с экспериментом (рис. 1, 2).

Применение МСС в качестве генератора стоячей волны с заданным периодом дает возможность, используя характеристическое флуоресцентное излучение, изучать любые атомные слои на поверхности таких структур.

Впервые получены экспериментальные расчетные угловые зависимости выхода фотоэлектронов для МСС. Подчеркнем, что несмотря на то, что фотоэмиссия идет от одного-двух аморфных слоев толщиной несколько десятков ангстрем, угловая зависимость имеет четко выраженный дисперсионный характер, отражающий структуру волнового поля. А это значит, что данный вторичный процесс можно использовать для изучения совершенства „структуры“ МСС, определения, например, толщин аморфных слоев на ее поверхности. Нами уже начаты подобные исследования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о в а л ь ч у к М.В., К о н В.Г. // УФН. 1986. Т. 149. В. 1. С. 69.
- [2] В а р б е е Ур., W a r b u r t o n К. // Mater. Lett. 3(1984), 17.
- [3] В е д з у к J. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. A266. P. 679.
- [4] П л а т о н о в Ю.В., П о л у ш к и н Н.Н., С а л а ш е н к о Н.Н., Ф р а е р м а н А.А. // ЖТФ. 1987. 57. В. 11. С. 2192.

Институт кристаллографии
им. А.В. Шубникова
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
2 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

05.4

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ
ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -ОБЛУЧЕНИЯ

В.Н. Г у б а н к о в, Ф.Н. С к л о к и н,
Л.С. К у з ь м и н, М.П. Л и с и ц к и й

1. Захваченный в джозефсоновском туннельном переходе (ДТП) магнитный поток оказывает существенное влияние на величину кри-