

УДК 539.12.172, 539.12.175

© 1990

ВЫХОД КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ДИФРАКЦИИ МЕССБАУЭРОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛЕ

А. И. Чумаков, Г. В. Смирнов

Проведен анализ свойств волнового поля гамма-излучения, формирующегося в кристалле в условиях ядерной резонансной дифракции. Анализ выполнен на основе численного расчета характеристик эмиссии конверсионных электронов из кристалла как функции угла падения излучения на образец. Указана возможность применения угловых зависимостей электронной эмиссии для диагностики нарушений регулярности магнитной структуры образцов.

Как известно, в условиях дифракции излучения интерференция падающей и рассеянных волн создают в кристалле волновые поля, характеризующиеся модуляцией амплитуды в пространстве кристалла. При этом в некоторых направлениях поля неподвижны относительно кристаллической решетки и имеют форму стоячей волны. В настоящее время всесторонне изучены свойства стоячих волн рентгеновского излучения. Широкое применение для структурных исследований нашли вторичные эффекты (эмиссия фото и оже-электронов, а также флюоресцентного излучения), сопровождающие взаимодействие рентгеновских стоячих волн с электронными оболочками атомов.

После открытия эффекта Мессбауэра начали проводиться исследования когерентного рассеяния ядерного резонансного излучения в кристаллах [1]. Однако возникающие в этих условиях вторичные эффекты (эмиссия электронов конверсии и т. д.) не были еще раскрыты достаточно полно как с точки зрения физики явлений, так и с точки зрения возможных их применений для структурных исследований.

В настоящей работе подробно анализируются свойства и поведение волновых полей, которые формируются в условиях резонансного когерентного рассеяния гамма-излучения на ядерной решетке кристалла. Исследуются зависимости пространственной структуры этих полей и их взаимодействия с ядрами как функции угла падения излучения на кристалл. Анализ проводится на основе численного расчета угловых характеристик электронной эмиссии в различных геометриях дифракции. Для этого используются теория дифракции резонансного излучения [2], а также теория выхода в этих условиях из кристалла вторичного излучения [3]. С целью выделения специфики резонансного характера взаимодействия ядерного излучения с веществом рассчитанные характеристики сопоставляются с соответствующими зависимостями для рентгеновского излучения. Рассмотрены только так называемые двухволновые случаи дифракции, причем в достаточно толстом кристалле, т. е. в случае динамического взаимодействия.

1. Дифракция в геометрии Брэгга. Входная поверхность

Пусть монокристаллический образец имеет вид плоскопараллельной пластины. Будем называть ту поверхность, на которую падает первичная волна, входной поверхностью, а противоположную ей — выходной поверхностью. Как известно, брэгговская геометрия рассеяния характеризуется тем, что падающие и отраженные лучи находятся со стороны входной поверхности кристалла.

На рис. 1 показаны угловые зависимости интенсивностей отраженного и прошедшего сквозь кристалл пучков излучения, а также угловые зависимости выхода электронов с входной и выходной поверхностями кристалла. Наиболее информативными с точки зрения структуры и поведения волнового поля в пространстве кристалла являются две последние характеристики, так как именно они отражают изменение интенсивности волнового поля на атомных плоскостях в случае рентгеновского излучения и изменение

амплитуды возбуждения ядер в случае мессбауэровского излучения.

Отличия угловых зависимостей эмиссии электронов с входной поверхности образца в слу-

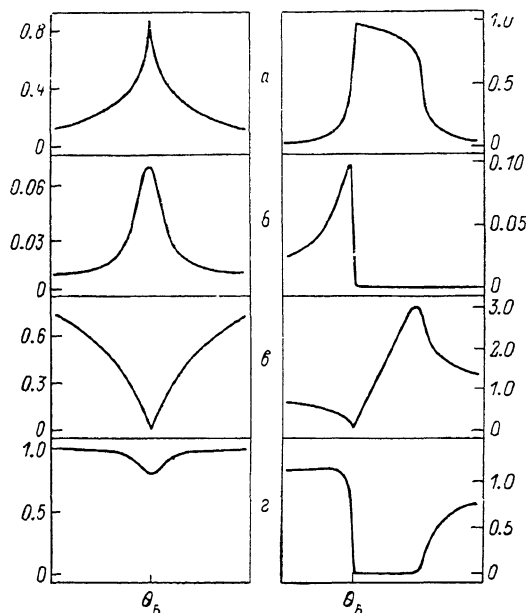


Рис. 1. Зависимости интенсивности отраженной (а) и прошедшей (б) волн, эмиссии электронов с входной (в) и выходной (г) поверхностей кристалла от угла падения излучения на образец в условиях симметричной дифракции в геометрии Брэгга.

Приведенная толщина кристалла $\mu t = 100$ (а, в) и 5 (б, г). Приведенная глубина выхода электронов $\mu l = 0.01$ (в) и 20 (г). μ — нормальный линейный коэффициент поглощения, t — толщина кристалла вдоль падающего пучка, l — глубина выхода электронов. Левая колонка — случай мессбауэровского излучения, правая — рентгеновского излучения. Угловые зависимости электронной эмиссии нормированы на величину выхода электронов вдали от положения Брэгга.

чае мессбауэровского (рис. 1, в, слева) и в случае рентгеновского излучения (правая колонка) существенным образом определяются различной физической природой взаимодействия излучения с веществом. Резонансный характер взаимодействия гамма-излучения с ядрами в отличие от потенциального рассеяния рентгеновских лучей на электронах приводит к радикальным изменениям фазовых соотношений между падающей и отраженной волнами. Если в случае рентгеновского излучения, когда волновое поле создается рассеянием на электронной оболочке атома, сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами на атомных плоскостях меняется при увеличении угла падения от π до 2π (равен $3/2\pi$ в центре диапазона полного отражения), то в случае резонансного ядерного взаимодействия (где происходит потеря фазы $\pi/2$ в элементарном акте рассеяния в условиях точного резонанса) сдвиг фаз между указанными волнами меняется от $\pi/2$ до $3/2\pi$ при увеличении угла падения (равен π в точном положении Брэгга). Это является основополагающей причиной отличия формы кривых отражения, а также эмиссионных зависимостей при ядерном резонансном рассеянии мессбауэровского и электронном релеевском рассеянии рентгеновского излучения. В случае рентгеновского излучения амплитуда отраженной волны близка к амплитуде падающей волны в определенном диапазоне углов падения (диапазоне

долного отражения, рис. 1, а, справа). Поэтому в этом диапазоне углов возникает хорошо модулированная стоячая волна. По мере увеличения угла падения происходит изменение фазы отраженной волны относительно падающей, вследствие чего стоячая волна смещается в пространстве кристалла относительно атомных плоскостей так, что вначале на атомных плоскостях расположены узлы стоячей волны, а затем — плоскости максимальной интенсивности [4]. Именно этим обстоятельством обусловлена дисперсионная форма угловой зависимости электронной эмиссии в данном случае (рис. 1, в, справа). В случае же дифракции ядерного излучения, когда волновое поле создается за счет рассеяния на ядерной системе кристалла, существует только одно положение, в котором амплитуда отраженной волны близка к амплитуде падающей волны. Следовательно, только в одном угловом положении образуется стоячая волна с высокой контрастностью. Поскольку в этой точке разность фаз отраженной и падающей волн равна π , то на атомных плоскостях расположены узлы волнового поля. При уменьшении или увеличении угла падения происходит резкое уменьшение амплитуды отраженной волны. Поэтому степень модуляции быстро уменьшается, что не дает возможности увидеть в этом случае смещения стоячей волны относительно атомных плоскостей кристалла. Такое поведение волнового поля обуславливает почти симметричную форму кривой эмиссии (рис. 1, в, слева). Описанное различие в поведении стоячих волн экспериментально изучалось в работе [5], где, кроме того, обсуждаются варианты поведения волнового поля в случае смешанной электронно-ядерной дифракции.

Как в случае рентгеновского излучения, так и в случае мессбауэровского излучения в точном положении Брэгга Θ_B одновременно наблюдаются минимальная величина взаимодействия волнового поля с атомными плоскостями до минимума (выход электронов стремится к нулю) и максимальная отражательная способность кристалла (рис. 1, а, в). Сосуществование этих двух явлений нетривиально и несет в себе скрытый парадокс: как может сформироваться отраженная волна максимальной интенсивности, если взаимодействие волнового поля с отдельно взятой атомной плоскостью стремится к нулю? Для ответа на этот вопрос необходимо учесть, что уменьшение взаимодействия излучения с атомными плоскостями приводит к увеличению глубины проникновения поля в кристалл (за счет уменьшения коэффициента поглощения) и вовлечению во взаимодействие все большего числа плоскостей. В этих условиях, как показано в работе [6], раздел 4.2, необходимо выполнить суммирование результатов взаимодействия волнового поля со все увеличивающимся числом атомных плоскостей. В случае «некогерентного» сложения, справедливого при определении потерь энергии поля в неупругий канал (выход фотоэлектронов и конверсионных электронов, флуоресцентного излучения), необходимо суммировать квадраты амплитуд возбуждения. При этом амплитуда возбуждения отдельного центра рассеяния стремится к нулю быстрее, чем растет число рассеивающих центров, и это обстоятельство обуславливает стремление результата суммирования к нулю по мере приближения к точному положению Брэгга. Таким образом, по неупругому каналу взаимодействие ослабляется, и результатом этого обстоятельства является падение выхода электронов на обе поверхности кристалла (рис. 1, в, г). В случае же «когерентного» сложения результатов взаимодействия, т. е. при определении интенсивности отраженного пучка, необходимо суммировать амплитуды рассеяния и определять квадрат модуля суммы. Теперь уже фактор увеличения числа рассеивающих центров достаточен для компенсации уменьшения амплитуды рассеяния на отдельном центре, и результат суммирования стремится к единице (при достаточной толщине кристалла), обеспечивая максимум коэффициента отражения.

2. Изменение глубины проникновения излучения в кристалл вблизи угла Брэгга

Итак, интерференция падающей и отраженной волн приводит к изменению структуры волнового поля излучения вблизи угла Брэгга: из бегущей волны формируется стоячая волна. При этом результат интерференции определяется разностью фаз отраженной и падающей волн и поэтому существенным образом различен в случае ядерного резонансного и в случае электронного релеевского рассеяния.

Кроме рассмотренной выше пространственной модуляции амплитуды волнового поля в кристалле, приводящей к изменению поглощения поля на атомах и в этой связи к изменению глубины проникновения излучения в кристалл, реализуется другой интерференционный эффект, также влияющий на глубину проникновения излучения в образец. Для дифракции рентгеновских лучей — это хорошо известное явление первичной экстинкции, которое приводит к «вытеснению» излучения из объема кристалла к его поверхности. Если пространственная модуляция амплитуды поля в кристалле определяется фазовым соотношением между падающей и отраженной волнами, то первичная экстинкция обусловлена фазовыми зависимостями первичной волны и дважды перерассеянной волны, распространяющейся в том же направлении, что и первичная. Конечно, в условиях динамической дифракции, когда амплитуда отраженной волны сравнима с амплитудой падающей волны, строго говоря, неправомерно выделять первичную и рассеянные волны — необходимо рассматривать самосогласованную задачу волнового поля излучения в кристалле. Тем не менее в рамках упрощенного рассмотрения оказывается возможным наглядно выявить основные тенденции поведения волнового поля. Разность фаз между дважды отраженной и первичной волнами равна удвоенной разности фаз между однократно отраженной и первичной волнами. Поэтому из приведенного выше анализа следует, что по мере увеличения угла падения излучения на образец разность фаз между двукратно отраженной и первичной волнами меняется в случае рентгеновского излучения от нуля до 2π (и равна π в центре диапазона полного отражения), а в случае мессбауэровского излучения меняется от π до 3π (и равна 2π в точном положении Брэгга). Следовательно, в случае рентгеновского излучения дважды перерассеянная волна, складываясь в противофазе с первичной, гасит ее. Характерная глубина интерференционного затухания волнового поля определяется толщиной кристалла, на которой успевает возникнуть отраженная волна. Таким образом, в центре диапазона полного отражения глубина проникновения поля в кристалл определяется рассеянием излучения, а не его поглощением. Поскольку в случае рентгеновского излучения амплитуда рассеяния существенно превосходит амплитуду поглощения, то характерная глубина интерференционного затухания поля значительно меньше той глубины поглощения, которой определяется проникновение излучения в образец вдали от угла Брэгга.

При ядерном резонансном рассеянии мессбауэровского излучения, как было показано выше, реализуются иные фазовые соотношения между падающей и отраженной волнами. Дважды перерассеянная волна вблизи угла Брэгга находится в фазе с первичной волной и, таким образом, усиливает ее. Следовательно, в условиях резонансной дифракции не существует явления первичной экстинкции, напротив, по мере приближения к брэгговскому положению глубина проникновения волнового поля в кристалл увеличивается и может быть ограничена лишь электронным поглощением. Поскольку в большинстве случаев электронное поглощение незначительно по сравнению с ядерным резонансным, то вблизи положения отражения мессбауэровское излучение проникает в образец глубже, чем вдали от угла Брэгга.

3. Дифракция в геометрии Брэгга. Выходная поверхность

Отличие угловых зависимостей эмиссии электронов с выходной поверхности отражает тот факт, что ядерное резонансное излучение (в отличие от рентгеновского) способно проникать далеко в глубь кристалла вблизи брэгговского положения. При этом возможна интерференция падающего и отраженного излучений также и вблизи выходной поверхности кристалла.

В случае рентгеновского излучения уменьшение эмиссии электронов с выходной поверхности определяется главным образом явлением первичной экстинкции, препятствующим проникновению излучения в глубь кристалла к его выходной поверхности: интенсивность отраженной волны на выходной поверхности стремится к нулю в диапазоне углов полного отражения. Угловая зависимость электронной эмиссии в этом случае (рис. 1, *г*, справа) повторяет «опрокинутую» кривую отражения (рис. 1, *а*, справа). Небольшое (по абсолютной величине) увеличение интенсивности проходящего через выходную поверхность дифрагирующего вперед пучка (рис. 1, *б*, справа) не дает заметного вклада в угловую зависимость электронной эмиссии, тем более что как раз в этом угловом положении на атомных плоскостях находятся узлы стоячей волны и взаимодействие излучения с атомами ослаблено.

Напротив, при резонансном ядерном рассеянии, как было показано выше, вблизи точного положения Брэгга излучение проникает в кристалл на максимальную глубину. Следствием этого является увеличение интенсивности проходящей волны на выходной поверхности кристалла (рис. 1, *б*, слева), что могло, казалось бы, приводить к повышению выхода конверсионных электронов. Наблюдающееся же в этих условиях уменьшение эмиссии электронов из объема на выходную поверхность кристалла (рис. 1, *г*, слева) обусловлено интерференционным эффектом ослабления взаимодействия стоячей волны с ядерными плоскостями — эффектом подавления Кагана—Афанасьева.

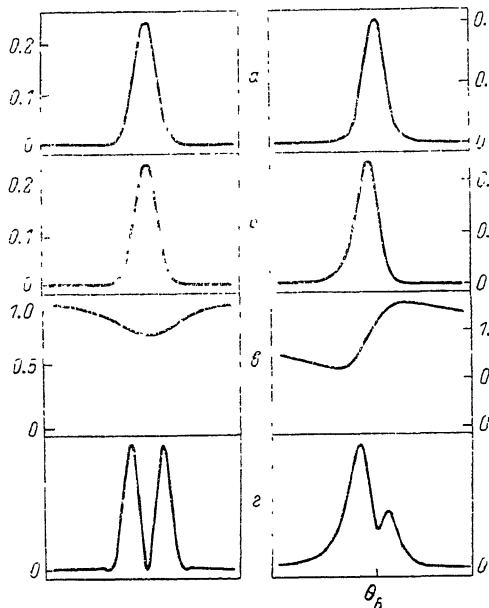
4. Дифракция в геометрии Лауэ. Выходная поверхность

Геометрия Лауэ характеризуется тем, что падающий и отраженный пучки находятся с разных сторон кристалла, так что отраженное излучение проходит через весь объем образца. При дифракции в геометрии Лауэ образуются уже два волновых поля, отличающиеся друг от друга показателями преломления, причем как мнимыми, так и вещественными частями.¹ Отличие мнимых составляющих в показателях преломления волн таково, что одно из полей аномально сильно поглощается в кристалле, а другое, напротив, поглощается аномально слабо. При формировании первого поля на атомных плоскостях образуются пучности интенсивности рентгеновского излучения, а в случае резонансного гамма-излучения повышается амплитуда возбуждения ядер, при формировании второго поля картина обратная — минимумы интенсивности рентгеновского излучения и понижение амплитуды возбуждения ядер. Поэтому возбуждение первого поля будет повышать, а второго — понижать эмиссию электронов по сравнению с уровнем эмиссии в условиях бегущей волны.

Отличие друг от друга вещественных составляющих показателей преломления (что справедливо только для рентгеновского излучения, для ядерного излучения в условиях точного резонанса вещественные составляющие равны нулю) приводит к тому, что в случае дифракции рентгеновских лучей углы падения, при которых возбуждаются первое и второе поля, не совпадают. По мере увеличения угла падения вначале возбуж-

¹ Вообще говоря, в геометрии Брэгга также существуют два поля, однако в достаточно толстом кристалле амплитуда одного из них близка к нулю.

дается слабо поглощающееся поле, затем сильно поглощающееся. Дисперсионная форма угловой зависимости выхода электронов с входной поверхности отражает очередность возбуждения полей (рис. 2, *е*, справа). В случае же мессбауэровского излучения отсутствие в условиях точного резонанса преломления лучей на входе и выходе из кристалла приводит к тому, что оба волновых поля максимально возбуждаются в одном и том же угловом положении. При этом угловая зависимость амплитуды сильно поглощающейся волны имеет максимум в точном положении Брэгга, а амплитуда слабо поглощающейся волны — минимум. Непосредственно на поверхности кристалла действия полей взаимно компенсируются (обеспечивая выполнение граничного условия — тождество структуры волнового поля падающей бегущей волне) — суммарная амплитуда поля не меняется при изменении угла падения. По мере продвижения в глубь кристалла сильно



поглощающаяся волна затухает быстрее, чем слабо поглощающаяся. Поэтому на атомных плоскостях внутри кристалла угловая зависимость суммарной амплитуды волнового поля имеет минимум вблизи брэгговского положения. Вследствие этого выход электронов из кристалла уменьшается (рис. 2, *е*, слева).

Рис. 2. Зависимости интенсивности отраженной (*а*) и прошедшей (*б*) волн, эмиссии электронов с входной (*с*) и выходной (*е*) поверхностей кристалла от угла падения излучения на образец в условиях симметричной дифракции в геометрии Лауэ.

$\mu=10$ (*а—с*), $\mu=1$ (*с*) и 0.1 (*е*). Для рентгеновского излучения (в том числе и в геометрии Брэгга) длина экстинкции принималась равной 0.05 от $1/\mu$. Значение фактора Дебая—Уоллера равно 0.98 . Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

5. Дифракция в геометрии Лауэ. Выходная поверхность

Эмиссию электронов с выходной поверхности кристалла в случае достаточно толстых образцов определяет лишь прошедшая сквозь кристалл слабо поглощающаяся волна. Угловая зависимость эмиссии с выходной поверхности имеет вид широкого максимума, на который наложен более узкий минимум. По мере приближения к положению Брэгга выход электронов растет, достигает максимального значения и затем снова уменьшается. Такая форма угловой зависимости выхода электронов определяется одновременным действием двух конкурирующих факторов. С одной стороны, по мере приближения к брэгговскому положению происходит уменьшение взаимодействия волнового поля с атомами за счет образования стоячей волны и, таким образом, ухода излучения с атомных плоскостей в междоузлия. Это обстоятельство должно, при прочих равных условиях, уменьшать выход электронов. С другой стороны, вызванное действием первого фактора уменьшение коэффициента поглощения дает возможность излучению проникать глубоко внутрь кристалла и обуславливает увеличение интенсивности волнового поля на выходной поверхности кристалла. В этих условиях поведение угловой зависимости электронной эмиссии определяется относительной скоростью изменения указанных двух факторов — ухода волнового поля с атомных плоскостей и роста интенсивности излучения на выходной поверхности кристалла.

Поскольку первый фактор связан с изменением взаимодействия излучения с отдельной атомной плоскостью, а второй фактор — с изменением взаимодействия излучения со всем объемом кристалла, то вдали от угла Брэгга рост интенсивности излучения на выходной поверхности увеличивается экспоненциально по мере ухода волнового поля с атомных плоскостей. Поэтому определяющим является действие второго фактора: выход электронов растет при приближении к углу Брэгга за счет опережающего увеличения интенсивности выходящего из кристалла излучения. Однако в непосредственной близости брэгговского положения интенсивность излучения на выходной поверхности растет все медленнее и, наконец, выходит в насыщение: кристалл пропускает уже всю максимально возможную часть падающего на него первичного пучка. В этих условиях определяющим становится действие первого фактора: выход электронов уменьшается вследствие ухода волнового поля с атомных плоскостей.

Различия между волновым полем ядерного и рентгеновского излучений проявляются в том, что, во-первых, в случае ядерного излучения минимум наложен точно на центр максимума (рис. 2, *г*, слева), в то время как в случае рентгеновского излучения он сдвинут к краю кривой (рис. 2, *г*, справа). Во-вторых, в случае ядерного излучения минимум достигает нуля, в то время как в случае рентгеновского излучения он не так глубок.

Первое из этих отличий опять связано с уже упоминавшимся преломлением рентгеновских лучей в кристалле. Оно приводит к тому, что угловое положение максимальной интенсивности дифрагирующего вперед рентгеновского пучка слегка смещено в сторону от точного положения Брэгга (рис. 2, *б*, справа). Вследствие этого действие указанных выше двух факторов оказывается «разнесенным» по углу.

Второе отличие имеет более сложную физическую природу. Оно связано с влиянием тепловых колебаний на поглощение излучения. Как уже отмечалось, аномально слабое поглощение является результатом пространственной модуляции амплитуды волнового поля в кристалле, такой что плоскости минимального поля совпадают с атомными плоскостями в «замороженной» решетке. Очевидно, что тепловые колебания приводят к вхождению атомов в область ненулевого поля. При этом в случае потенциального рассеяния, которое характерно для рентгеновского излучения, происходит восстановление поглощения поля атомами. Поэтому даже в идеальной ситуации с точки зрения расположения модулированного поля относительно атомных плоскостей (в точном положении Брэгга) наблюдается ненулевой выход электронов с выходной поверхности кристалла (рис. 2, *г*, справа) [7].

Что же касается резонансного рассеяния мессбауэровского излучения, то в этом случае тепловые колебания вообще не влияют на поглощение поля ядрами (выход электронов равен нулю в точном положении Брэгга). Этот интересный эффект обусловлен большой длительностью акта столкновения при ядерном резонансном рассеянии (по сравнению с периодом колебаний атомов). Вследствие этого стоячие волны мессбауэровского излучения как бы «видят» «замороженную» решетку, в которой все ядра находятся в центрах равновесия [2, 8]. Поэтому в идеальном кристалле (в котором отсутствуют дефекты структуры) минимум эмиссии конверсионных электронов всегда достигает нулевого значения.

6. Особенности магнитного характера взаимодействия ядерного излучения с кристаллом

Наряду с отмеченными выше отличиями свойств стоячих волн мессбауэровского излучения от их рентгеновских аналогов имеются и другие. Важная группа отличий связана с тем обстоятельством, что мессбауэровская дифракция чувствительна не только к кристаллической структуре образца, но и к его магнитной структуре. В тех случаях, когда эти структуры не совпадают друг с другом, например в антиферромагнитных кри-

сталлах, возможно образование волнового поля излучения, которое по-разному взаимодействует с ядерной и электронной системами образца. Важным обстоятельством при этом является тот факт, что вероятность взаимодействия гамма-кванта с ядром определяется, вообще говоря, не интенсивностью, а амплитудой магнитного поля на атомных плоскостях кристалла. Если магнитные моменты ядер элементарной ячейки кристалла ориентированы различным образом, как, например, в антиферромагнетиках, может возникнуть ситуация, когда амплитуда ядерного взаимодействия гамма-излучения с элементарной ячейкой кристалла равна нулю, несмотря на то что значение магнитного поля на атомных плоскостях максимально. В этих условиях возникающее в кристалле волновое поле ядерного излучения имеет совершенно необычную структуру. Слабо поглощающееся поле располагается на атомных плоскостях своими максимумами и поэтому будет аномально сильно поглощаться электронными оболочками атомов. Поэтому при брэгговской дифракции в этих условиях выход конверсионных электронов имеет вид минимума, в то время как выход фотоэлектронов имеет вид максимума.

Волновое поле такой необычной конфигурации является чувствительным к нарушениям магнитной структуры образца даже в тех случаях, когда его кристаллическая структура остается ненарушенной. В самом деле, представим, что магнитная структура поверхности образца отличается от магнитной структуры его объема. Это может быть переходный слой типа «доменная граница», который существует, например, на поверхности (111) кристалла гематита, либо магнитно разупорядоченный слой, либо просто немагнитный слой. Поскольку объем кристалла не нарушен, кристалл по-прежнему будет создавать аномально слабо поглощающееся волновое поле, расположенное на атомных плоскостях своими максимумами. Но на поверхности кристалла там, где нарушена магнитная структура, будут выполняться уже другие условия взаимодействия, приводящие к восстановлению поглощения поля ядрами. Основным фактором в этом случае будет максимально возможная интенсивность волнового поля на атомных плоскостях кристалла. Таким образом, аномально слабо поглощающееся поле, приготовленное объемом кристалла, будет аномально сильно поглощаться его поверхностью с нарушенной магнитной структурой. Если в случае кристалла с идеальной магнитной структурой будет наблюдаться провал электронной эмиссии, то в случае кристалла с нарушениями магнитного порядка на поверхности произойдет возрастание выхода конверсионных электронов.

Проведенный анализ угловых зависимостей выхода конверсионных электронов при дифракции ядерного резонансного излучения в кристалле говорит о существенном отличии поведения волновых полей ядерного резонансного и рентгеновского излучений, причины которого определяются различной физической природой элементарных актов резонансного и потенциального рассеяний. Чувствительность ядерного резонансного излучения к совершенству магнитной структуры кристалла дает принципиальную возможность исследования нарушений магнитного порядка на поверхности образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Smirnov G. V., van Burck U. // *Hyperline Inter.* 1986. V. 27. N. 1. P. 203—234.
- [2] Афанасьев А. М., Каган Ю. // *ЖЭТФ.* 1965. Т. 48. № 1. С. 327—341.
- [3] Александров А. П., Афанасьев А. М. // *ФТТ.* 1980. Т. 22. № 9. С. 2797—2803.
- [4] Афанасьев А. М., Кон В. Г. // *ЖЭТФ.* 1978. Т. 74. № 1. С. 300—313.
- [5] Смирнов Г. В., Чумаков А. И. // *ЖЭТФ.* 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1169—1180.
- [6] Maurus H. J. e. a. // *J. Phys. C.* 1984. V. 17. N 9. P. 1991—2002.
- [7] Поликарпов М. А., Якимов С. С. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 3. С. 907—910.
- [8] Smirnov G. V. e. a. // *Phys. St. Sol. (b).* 1986. V. 134. N 2. P. 465—472.

Поступило в Редакцию
6 марта 1989 г.
В окончательной редакции
8 января 1990 г.