

Е. С. МАШКОВА, В. А. МОЛЧАНОВ, Ю. Г. СКРИПКА

О МЕХАНИЗМЕ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ КРИСТАЛЛАМИ

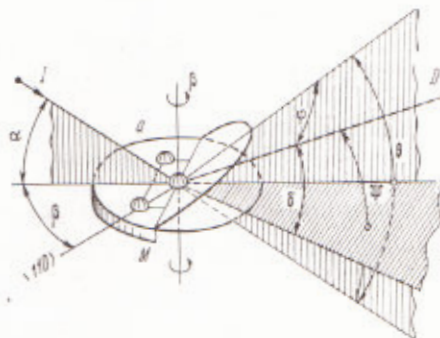
(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 14 I 1971)

1. Недавно было обнаружено (^{1, 2}), что плоскости рассеяния, параллельные некоторым плотноупакованным атомным рядам кристаллической мишени, в отношении закономерностей рассеяния ионов являются физически выделенными, т. е. обладают особыми свойствами. Кроме того, при определенных условиях наблюдается резкая анизотропия пространственного распределения рассеянных ионов — кристалл как бы фокусирует рассеянные ионы вблизи определенных кристаллографических направлений мишени.

Оба эти эффекта не были предсказаны теоретически и потребовали для своего объяснения привлечения новых представлений о механизме рассеяния ионов кристаллами. Экспериментальные данные и результаты, приводимые в этой работе, позволяют, по нашему мнению, дать качественное объяснение некоторым важным закономерностям рассеяния ионов кристаллами.

2. Наша аппаратура и методика измерений были теми же, что и в (³). В качестве мишеней использовались грани (100) и (110) кристалла меди, облучение мишеней производилось ионами аргона энергии 30 кэВ. Обозначения упоминаемых далее углов приведены на рис. 1.

Рис. 1. Схема обозначения углов. α — угол скольжения, β — угол азимутального поворота мишени, θ — полярный угол рассеяния, φ — азимутальный угол рассеяния, Ψ — полный угол рассеяния, δ — угол вылета рассеянных ионов. M — мишень, I^+ — первичные ионы, D — входная диафрагма анализатора рассеянных ионов; a — атомы решетки меди



Прежде всего была изучена зависимость интенсивности рассеянных ионов от азимутального угла β поворота мишени. В этих экспериментах анализатор рассеянных ионов был помещен в плоскости падения пучка первичных ионов, в этой же плоскости находилась нормаль к поверхности мишени, вокруг которой производился азимутальный поворот мишени.

Было установлено, что характер зависимости интенсивности рассеянных ионов от угла β обусловлен многими факторами. Так, в случае грани (100), небольших углов α ($\alpha = 10^\circ$) и не слишком больших углов рассеяния $20-30^\circ$ (рис. 2А) наблюдается резкий максимум интенсивности попадающих в анализатор ионов, когда плоскость рассеяния становится параллельной наиболее плотноупакованному атомному ряду $\langle 110 \rangle$

($\beta = 0^\circ$). Когда плоскость рассеяния становится параллельной плотноупакованному атомному ряду $\langle 100 \rangle$ ($\beta = \pm 45^\circ$), наблюдается минимум, форма которого характерна и для многих других ориентационных эффектов (см., например, (3)). Уменьшение угла рассеяния в этом случае приводит к изменению формы зависимости интенсивности рассеянных ионов от угла β ($\theta = 20^\circ$): минимум оказывается как бы наложенным на максимум, так что результирующая форма зависимости — пик, расщепленный на две компоненты.

В случае грани (110) (рис. 2Б) характер зависимости интенсивности попадающих в анализатор ионов от азимутального угла поворота мишени является иным.

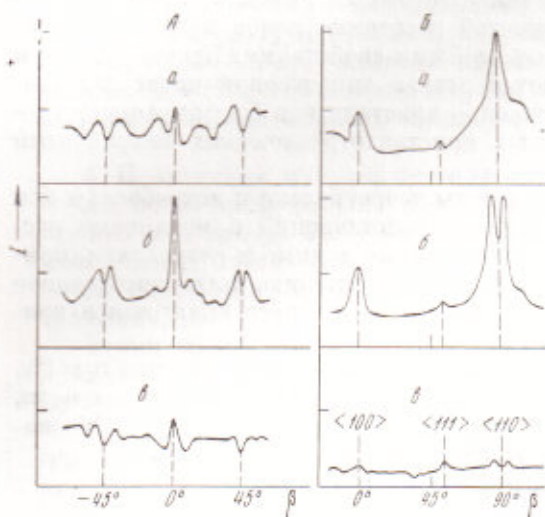


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость интенсивности I рассеянных ионов от азимутального угла β поворота мишени при углах $\theta = 15^\circ$ (а), 20° (б), 30° (в). А — грань (100), Б — грань (110); Ag^+ , 30 кэВ, Cu (110), $\alpha = 10^\circ$

Рис. 3. а — схема расположения атомных рядов мишени; б — зависимость от угла β интенсивности I регистрируемых анализатором рассеянных ионов (1) и нейтрализованной при рассеянии компоненты рассеянного пучка (2); в — зависимость от угла φ интенсивности рассеянных ионов (1) и нейтралей (2) (ср. (3)). Кривые 3 соответствуют случаю «произвольной» ориентации мишени относительно пучка первичных ионов ($\beta = \pm 22^\circ$)

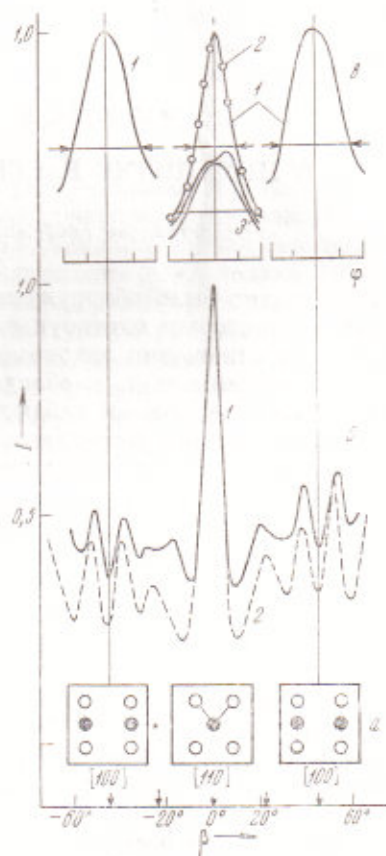


Рис. 3

Когда плоскость рассеяния становится параллельной плотноупакованному атомному ряду $\langle 100 \rangle$ ($\beta = 0^\circ$), имеет место не минимум, а максимум интенсивности. Когда же плоскость рассеяния становится параллельной атомному ряду $\langle 110 \rangle$ ($\beta = 90^\circ$), наблюдается либо небольшой минимум ($\theta = 30^\circ$), либо расщепленный максимум ($\theta = 20^\circ$), либо максимум ($\theta = 15^\circ$) интенсивности.

Различие в характерах зависимости интенсивности рассеянных ионов от азимутального угла поворота мишени для разных граней кристалла свидетельствует еще и о том, что наблюдаемые зависимости обусловлены не плотноупакованными атомными рядами как таковыми, а их взаимным расположением, различным для разных граней.

Необходимо также отметить, что наличие минимума у зависимости интенсивности попавших в анализатор ионов от азимутального угла пово-

рота мишени β хорошо коррелирует с соответствующей зависимостью интегрального коэффициента отражения ионов от кристалла ⁽³⁾.

С другой стороны, наличие максимума в случае, когда плоскость рассеяния параллельна плотноупакованным атомным рядам кристалла, является, на первый взгляд, неожиданным *. Обнаружение анизотропии пространственного распределения рассеянных ионов позволяет понять причину различия зависимостей от азимутального угла поворота мишени интегрального коэффициента отражения ионов и интенсивности рассеянных ионов, попадающих в анализатор, расположенный в плоскости падения первичных ионов. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

На рис. 3б приведена зависимость интенсивности I ионов, попавших в анализатор, расположенный в плоскости падения первичных ионов, от угла β . На рис. 3в представлены зависимости интенсивности рассеянных ионов от азимутального угла рассеяния ϕ (распределения рассеянных ионов по азимутальному углу рассеяния) для случаев $\beta = 0^\circ$ (плоскость падения первичных ионов параллельна рядам $\langle 110 \rangle$) $\beta = \pm 45^\circ$ (плоскость падения параллельна рядам $\langle 100 \rangle$) и $\beta = \pm 22^\circ$ (плоскость падения не параллельна никаким плотноупакованным атомным рядам мишени). Сопоставляя распределения, можно заметить, что в случае $\beta = 0^\circ$, когда плоскость падения первичных ионов параллельна атомным рядам $\langle 110 \rangle$, распределение рассеянных ионов по азимутальному углу рассеяния является значительно более узким, чем в случае, когда плоскость падения первичных ионов не параллельна никаким плотноупакованным атомным рядам мишени ($\beta = \pm 22^\circ$) **. С другой стороны, полуширины распределений для случаев $\beta = \pm 45^\circ$ и $\beta = \pm 22^\circ$ практически одинаковые. Таким образом, характерный максимум попадающих в анализатор рассеянных ионов в случае, когда плоскость падения первичных ионов параллельна плотноупакованным атомным рядам $\langle 110 \rangle$ связан с тем обстоятельством, что в этом случае поток рассеянных ионов сконцентрирован вблизи плоскости, параллельной этим рядам, и эффект фокусировки преобладает над эффектом уменьшения интегрального коэффициента отражения ионов от кристалла.

Чтобы выяснить, посредством какого механизма осуществляется сжатие потока ионов, рассеянных кристаллом, обратимся к схеме расположения плотноупакованных атомных рядов кристалла в наиболее характерных случаях (см. рис. 3а). Когда плоскость падения первичных ионов параллельна $\langle 100 \rangle$ -рядам атомов мишени ($\beta = \pm 45^\circ$), атомные ряды нижних атомных слоев лежат под атомными рядами первого слоя. Когда плоскость падения параллельна рядам $\langle 110 \rangle$ ($\beta = 0$), поверхность мишени представляет собой как бы совокупность полуканалов (борозд), образованных атомными рядами первого и второго атомных слоев. Видно (рис. 3), что наличие как резкой анизотропии пространственного распределения рассеянных ионов, так и максимумов на кривых зависимости интенсивности попавших в анализатор ионов от азимутального угла поворота мишени связано со специфической структурой поверхности мишени.

Легко видеть, что чем уже и чем глубже поверхностные полуканалы, тем уже индикатриса рассеяния ионов атомными рядами, образующими дно полуканалов. Действительно, даже только из-за геометрии рассеяния эти атомные ряды рассеивают ионы главным образом в направлениях, близких к плоскостям, параллельным этим рядам. Кроме того, на ионы, рассеянные атомными рядами, образующими дно полуканалов, действуют добавочные фокусирующие силы; когда рассеянные ионы проходят между атомными

* В работах ^(4,5) сообщалось о том, что интенсивность пика «двукратного» рассеяния максимальна, когда плоскость рассеяния параллельна плотноупакованным атомным рядам мишени. Этот результат, в отличие от описанного выше, естественно вытекает из модели, предложенной в ⁽⁶⁾ для объяснения закономерностей кратного рассеяния ионов кристаллами.

** Специальные эксперименты показали, что сжатие потока рассеянных ионов происходит не только по азимутальному, но и по полярному углу рассеяния θ .

рядами поверхностного слоя мишени, они испытывают дополнительное отклонение по направлению к плоскостям, параллельным плотноупакованным атомным рядам. Необходимо также отметить, что наблюдаемые закономерности не могут быть объяснены анизотропией, нейтрализации рассеянных ионов вблизи поверхности мишени⁽⁷⁾: качественно те же закономерности справедливы и для нейтрализованной при рассеянии компоненты рассеянного пучка (рис. 3). Ситуация, которая имеет место, аналогична хорошо исследованной проблеме электронной оптики: при некоторых условиях поверхностные ряды атомов могут действовать как на рассеянные, так и на первичные ионы подобно цилиндрической электростатической линзе⁽⁸⁾.

Таким образом, формирование потока ионов рассеянных кристаллов определяется в основном тремя процессами: каналированием первичных ионов в кристаллической мишени, фокусировкой ионов поверхностными полуканалами и экранировкой малых параметров столкновений (эффектами блокировки).

Авторы глубоко признательны академику Л. А. Арцимовичу за обсуждение программы исследований, постоянную помощь в ее реализации и обсуждение полученных результатов.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
9 XII 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. S. Mashkova, V. A. Molchanov, Yu G. Skripka, Phys. Letters, 29A, 645 (1969). ² E. С. Машкова, В. А. Молчанов, Ю. Г. Скрипка, ДАН, 190, 73 (1970). ³ M. W. Thompson, Contemporary Phys., 9, 375 (1968). ⁴ У. А. Арифов, А. А. Алиев, ДАН, 189, 765 (1969). ⁵ В. А. Снисарь, В. М. Чичеров, Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 777 (1969). ⁶ E. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ, 8, 1517 (1966). ⁷ W. F. Van der Weg, D. J. Biermann, Physica, 44, 177 (1969). ⁸ O. Klemperer, Electron Optics, Cambridge, 1953. ⁹ E. С. Машкова, В. А. Молчанов, ДАН, 146, 558 (1962).