

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

548 0:539 12 04

ФОКУСИРОВКА АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ

Р. И. Гарбер и А. И. Федоренко

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, в связи с бурным развитием атомной энергетики, изучение влияния ядерных излучений на структуру и свойства твердых тел проводится более интенсивно, чем когда-либо раньше.

Интерес к этой сравнительно новой проблеме вызван практическим значением, которое имеет изменение механических и физических свойств материалов, применяемых в конструкциях ядерных установок и в первую очередь ядерных реакторов.

Исследование природы радиационных нарушений в кристаллической решетке дает также большие возможности для развития физики твердого тела.

В разработанных в 50-х годах теориях образования радиационных нарушений в твердых телах (теории каскадных смещений атомов¹⁻³, тепловых всплесков^{4,5}, зон смещения^{6,7} и др.) должным образом не учитывались закономерности атомного строения кристаллической решетки. Основные положения этих теорий пригодны как для кристаллических, так и для аморфных сред, кроме, пожалуй, механизма образования вакансий и внедрения атомов в междоузлия.

Влияние закономерного расположения атомов в кристаллической решетке твердых тел приводит, при бомбардировке заряженными или нейтральными частицами, к преимущественному распространению волны столкновений атомов вдоль направлений наиболее плотной упаковки решетки. Это явление получило название фокусировки атомных столкновений.

Первые сведения о явлении фокусировки атомов были получены в 1954 г. при исследовании катодного распыления⁸. В настоящее время число подобных экспериментальных работ приближается к сотне. Появились также и теоретические работы⁹⁻¹⁵. Для решения некоторых задач в этой области используются быстродействующие электронные вычислительные машины¹⁶.

Изучение фокусировки столкновений атомов очень важно не только для исследования радиационных нарушений, но и для исследования катодного распыления¹⁷. Распыление поверхностей под действием быстрых частиц приобрело в настоящее время особое значение, в частности, в связи с запуском искусственных спутников Земли и космических кораблей, обшивки которых подвергаются бомбардировке частицами в верхних слоях атмосферы и в межпланетном пространстве¹⁸. Закономерности разрушения металлов в результате ионной бомбардировки важны также

и при конструировании плазменных и ионных двигателей для космических кораблей¹⁹. Наконец, изучение механизма распыления металлов под действием ионов, имеющих относительно высокую энергию, очень важно с точки зрения влияния этого процесса на загрязнение плазмы в термоядерных установках²⁰⁻²¹.

В настоящем обзоре систематизированы и по возможности полно освещены теоретические представления о механизме фокусировки атомов в кристаллической решетке при бомбардировке твердых тел быстрыми частицами, а также обобщены основные экспериментальные результаты.

§ 2. ТЕОРИИ РАДИАЦИОННЫХ НАРУШЕНИЙ

2.1. Каскадные смещения атомов

При прохождении высокоэнергетичной частицы сквозь твердое тело передача энергии от частицы решетке твердого тела вначале может происходить исключительно путем ионизации и вероятность смещающего соударения мала. Зейтц²² установил, что в области высокой энергии частицы потеря ею энергии путем резерфордского соударения с ядром атома твердого тела составляет $\sim 0,1\%$.

Однако по мере уменьшения энергии частицы потери за счет ионизации быстро падают, и ниже определенного критического значения энергии ионизация прекращается. При этом увеличивается вероятность смещающего соударения, в результате которого происходит передача от бомбардирующей частицы одному из неподвижных атомов решетки достаточно большой кинетической энергии (от 10 до, вероятно, 10^5 эв).

Движущийся первичный смещенный атом при соударении с другими атомами решетки, находящимися в положении равновесия, путем передачи им некоторого порогового количества энергии (~ 25 эв) приводит к возникновению так называемых вторичных смещенных атомов, образуя на своем пути целый каскад таких смещений.

Таким образом, теория каскадных смещений атомов при облучении подсказывает появление некоторого количества парных дефектов Френкеля (вакансия — внедренный в междоузлие атом), число которых может быть рассчитано²². При достаточно высокой температуре вакансия и внедренные атомы могут диффундировать в решетке, и если они окажутся на достаточно близком расстоянии друг от друга, то может произойти их рекомбинация. Кроме того, вакансии и внедренные атомы могут сегрегировать, собираясь в скопления. Такие скопления в облученных материалах в настоящее время удается наблюдать с помощью просвечивающего электронного микроскопа²³⁻²⁷.

2.2. Тепловые вспышки

Согласно Зейтцу²², лишь небольшая доля энергии первично выбитого атома расходуется на образование дефектов Френкеля. Остальная часть энергии смещенного атома, когда его свободный пробег становится соизмеримым с межатомным расстоянием, будет передаваться соседним атомам. В результате происходит быстрый разогрев ограниченной области с диаметром, равным примерно 40 межатомным расстояниям, в которой содержится $\sim 60\,000$ атомов.

Температура этой области повышается приблизительно до 4000° , и материал в течение такой тепловой вспышки (длительностью 10^{-12} сек) ведет себя скорее как жидкость, а не как твердое вещество. Косевич

и Танатаров показали²⁹, что в процессе затвердевания расплава в области тепловой вспышки в жидкости может возникнуть очень большое по абсолютной величине отрицательное давление, вызывающее при определенных условиях разрыв в жидкости. Последнее явление может привести к образованию в веществе каверн после полного затвердевания. Доказательства существования локального плавления при облучении были получены Гонзером и др.³⁰⁻³², обнаружившими малые области жидкой фазы в бомбардированных дейтеронами кристаллах GaSb и облученном нейтронами Ge.

Так как удельный объем жидкой фазы в области расплава больше, чем удельный объем окружающей твердой фазы, то это приводит к возникновению вокруг областей локального плавления пластических деформаций^{4, 5}. Благодаря этому в области наибольших механических напряжений, на расстоянии не больше 10 Å от центра вспышки, должны образовываться дислокации⁴. Поскольку линии дислокаций могут или быть замкнутыми, или обрываться на поверхности кристалла, то возникающие дислокации образуют в кристалле отдельные петли или их системы. Такие петли и их системы в последнее время удалось наблюдать электронномикроскопически в целом ряде облученных металлов^{33, 34}.

2.3. З о н ы с м е щ е н и я

Если возбуждение атомов вещества за счет энергии, переданной им первичным смещенным атомом, столь велико, что начинается разрыв связей, то согласно механизму, предложенному Бринкменом⁶, они начинают смещаться из своих положений равновесия в решетке, внедряясь в промежутки. В результате образуется область разрыхленного вещества, которая в течение $1,2 \cdot 10^{-12}$ сек³⁵ может находиться в газообразном или жидком состоянии, после чего затвердевает. При этом в ней может произойти перекристаллизация с перемешиванием всех атомов, находившихся в этой области, и образованием небольшого количества микрокристаллов с совершенно новой ориентацией. Таким образом, все атомы будут смещены из ранее занимаемых ими мест и займут новые, образуя так называемую з о н у с м е щ е н и я.

Этот процесс следует отличать от описанных выше тепловых вспышек. По определению Бринкмена⁶, в зонах смещения не могут сохраняться возникшие в результате облучения парные дефекты Френкеля. Кроме того, перекристаллизация сплошного объема зоны смещения должна приводить к возникновению резко очерченных границ, которые отсутствуют в случае тепловых вспышек.

Размеры зоны смещения могут быть приблизительно установлены по разности энергий первично выбитого атома в момент начала образования зоны смещения и средней энергии атома в зоне расплава. Расчет⁶ показал, что для меди зоны смещения, вызванные облучением нейтронами с энергией 2 Мэв, состоят из $2 \cdot 10^4$ атомов и имеют в случае сферической формы диаметр ~ 75 Å.

Существование зон смещения представляется довольно сомнительным и имеет значение, вероятно, только в тяжелых металлах. Теория образования зон смещения является неполной и требует дальнейшей доработки.

Каждая из вышеперечисленных теорий имеет свои слабости. Попытки внести в них частные поправки пока не привели к успеху. Во всех этих теориях предполагалось, что атомы в твердом теле распределены статистически, т. е. совершенно не учитывалось какое-либо влияние регулярного расположения атомов в решетке твердого тела на распределение

столкновений. Отсюда и расхождение теоретических предсказаний с экспериментальными данными.

В действительности механизм соударения частиц в кристаллической решетке твердого тела гораздо сложнее, чем это предполагалось ранними теориями радиационных нарушений.

2.4. З а м е щ а ю щ и е с т о л к н о в е н и я

При некоторых столкновениях бомбардирующий атом, выбив неподвижный атом из его места в решетке, не может удалиться от образовавшейся при этом вакансии, так как его остаточной энергии оказывается недостаточно. Рекомбинируя с вакансией, он рассеивает свою кинетическую энергию в виде тепловых колебаний решетки. Такие столкновения, приводящие к изменению типа атомов, находящихся в некоторых узлах решетки, называются з а м е щ а ю щ и м и.

Механизм замещающих столкновений, предложенный Кинчином и Пизом ³⁶, оказывается весьма существенным при рассмотрении радиационных эффектов в сплавах. В частности, с его помощью удалось удовлетворительно объяснить процесс разупорядочения, происходящий при облучении в упорядоченном сплаве $MnNi_3$ ³⁷.

2.5. К р о у д и о н ы

Если столкновение атомов, приводящее к замещению, произойдет в одном из плотноупакованных направлений, например $\langle 100 \rangle$, в графическом кубическом кристалле, то внедренный атом застрянет внутри элементарной ячейки, а его остаточная энергия распределится между соседями. Один из его шести ближайших соседей может быть вытолкнут в центр соседней элементарной ячейки. Если это случится, то новый внедренный атом будет иметь свою кинетическую энергию, «канализированную» в направлении $\langle 100 \rangle$. Хантингтон ³⁸ показал, что энергия, связанная с этим процессом, почти не зависит от положения внедренного атома вдоль направления $\langle 100 \rangle$.

Внедренные атомы, расположившиеся в плотноупакованном ряду и раздвигающие цепочку атомов на длине в несколько межатомных расстояний вдоль этого ряда, образуют «сгущение» атомов, в котором $P + 1$ атомов занимают P мест вдоль плотноупакованного ряда. Такие сгущения получили название к р о у д и о н о в ³⁹. Лоумер и Коттрелл ⁴⁰ показали, что кроудионы существуют в меди, передвигаясь вдоль направления $\langle 100 \rangle$ на много межатомных расстояний.

2.6. О б е д н е н н ы е з о н ы

Зегер ^{41,42} показал, что в графическом кубических металлах в конце пробега первичного смещенного атома образуется зона, в которой смещена значительная часть атомов. Однако, в отличие от зон смещения Бринкмена, часть смещенных атомов не остается вблизи возникшей многократной вакансии и не возвращается в нее, как предполагает Коттрелл ⁴³, а уходит из этой зоны на расстояние порядка сотен Å, перемещаясь в виде динамических кроудионов. Таким образом образуется так называемая о б е д н е н н а я з о н а, диаметром ~ 10 Å, с пониженной плотностью, в которой отсутствует 20—30% атомов (рис. 1). Наличие подобных зон может привести к упрочнению облученных материалов, так как они будут препятствовать движению дислокаций. Выска-

занные Зегером предположения согласуются с экспериментальными данными, полученными на меди.

Такие радиационные нарушения, как замещающие столкновения, кроудионы и обедненные зоны, были обнаружены после того, как при рассмотрении механизмов возникновения радиационных нарушений стала должным образом учитываться кристаллическая структура облученных материалов.

Еще значительней оказалась роль кристаллической решетки в случае образования таких радиационных нарушений, как **фокусоны**.

Кроудионные столкновения представляют своего рода транспортировку сгущения атомов на значительные расстояния. Фокусировка атомных столкновений представляет механизм, позволяющий вдоль линейной цепочки атомов

в плотноупакованном направлении транспортировать энергию удара, полученного одним из атомов цепочки. Рассмотрим, что представляет собой этот механизм образования радиационных нарушений, какие имеются экспериментальные подтверждения его существования и как с его помощью можно объяснить влияние облучения на свойства твердых тел.

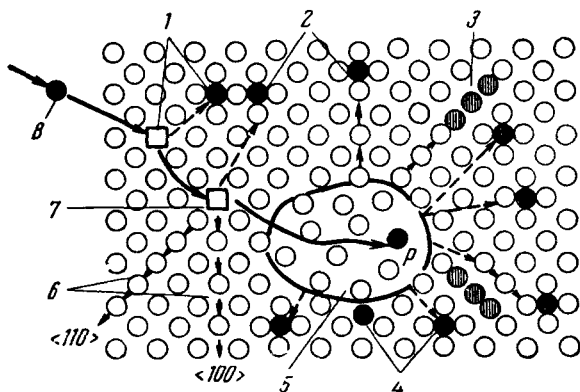


Рис. 1. Схематическое изображение радиационных нарушений в меди, вызванных быстрым нейтроном. 1 — Близкие пары Френкеля; 2 — обменные столкновения; 3 — кроудион, передвигающийся динамически; 4 — атомы внедрения; 5 — обедненная зона; 6 — фокусоны; 7 — вакансии в решетке; 8 — первичный выбитый атом.

§ 3. ФОКУСИРОВКА АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

3.1. Распространение столкновений вдоль линейной цепочки атомов

В 1957 г. Силсби⁹ впервые указал, что в плотноупакованной изолированной цепочке равноотстоящих атомов при определенных условиях может происходить фокусировка удара.

Было принято, что атомы взаимодействуют посредством парных отталкивательных центральных сил типа Борна — Майера:

$$V(r) = A \exp\left(-\frac{r}{a}\right). \quad (1)$$

В широкой области энергий движущихся частиц (для тяжелых атомов вплоть до энергий в несколько десятков кэв) взаимодействие между движущимся и неподвижными атомами можно в первом приближении считать, пользуясь моделью упругих твердых шаров.

В этой модели потенциал (1) заменяется потенциалом взаимодействия двух твердых шаров

$$V(r) = \frac{1}{2} E_0, \quad (2)$$

где E_0 — кинетическая энергия движущегося атома.

Используя (1) и (2), получаем следующее выражение для диаметра твердого шара:

$$r = a \ln \frac{2A}{E_0}. \quad (3)$$

Для частного случая облучения меди Хантингтон ³⁸ нашел, что хорошее приближение дает потенциал

$$V(r) = 0,038 \exp \left[-\frac{17,2(r-D)}{D} \right] \text{ эв}, \quad (4)$$

где D — расстояние до ближайшего соседнего атома, находящегося в равновесии.

Вычисленные с использованием (3) и (4) величины эффективных диаметров твердых шаров меди для различных энергий ионов E приведены в табл. I ⁴⁴, где за величину D принято наименьшее расстояние между атомами меди в направлении $\langle 110 \rangle$, равное $2,55 \cdot 10^{-8}$ см.

Таблица I

E , эв	11,6	50	100	400
r , Å	2,23	1,57	1,51	1,28
D/r	1,41	1,80 1,62	1,69	1,99

Рассмотрение, проведенное Силсби, показывает, что при r , близких по величине к D , и при малых D (т. е. $D/r = \alpha < 2$) движущаяся частица таким образом передает свой импульс неподвижным атомам плотноупакованной цепочки, что он распространяется вдоль

цепочки под углом θ к ее оси, меньшим при каждом следующем столкновении. Угол θ , согласно рис. 2, определяется следующим уравнением:

$$\sin \theta_n = \sin \theta_{n-1} [\alpha \cos \theta_{n-1} - (1 - \alpha^2 \sin^2 \theta_{n-1})^{1/2}]. \quad (5)$$

Энергия, передаваемая в серии последовательных столкновений, равна

$$E_n = E_{n-1} (1 - \alpha^2 \sin^2 \theta_{n-1}). \quad (6)$$

Так как угол θ с каждым последующим столкновением становится все

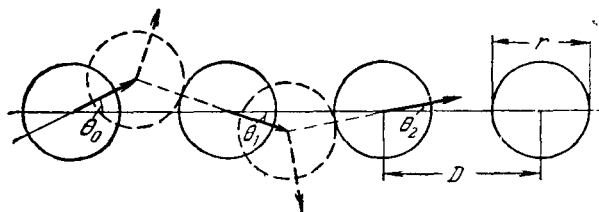


Рис. 2. Фокусирующий эффект при распространении удара вдоль линейной цепочки твердых шаров.

меньше, при достаточно малых θ уравнение (5) приводится к

$$\theta_n = \theta_{n-1} (\alpha - 1). \quad (7)$$

Отношение θ_n / θ_{n-1} , показывающее степень фокусировки, получило название параметра фокусировки Λ :

$$\Lambda = \theta_n / \theta_{n-1}. \quad (8)$$

Для малых углов из (7) получаем

$$\Lambda = \alpha - 1. \quad (9)$$

3.2. Фокусирующиеся и крудийонные столкновения

В зависимости от того, больше Λ единицы или меньше, могут иметь место два различных вида столкновений атомов ¹⁰.

а) $\Lambda < 1$ ($\cos \theta_0 > \alpha/2$, точка столкновения P_f на рис. 3 слева от $D/2$). При этом наблюдаются фокусирующие столкновения,

осуществляющие только передачу энергии удара вдоль цепочки атомов. Последовательности таких фокусирующихся столкновений получили

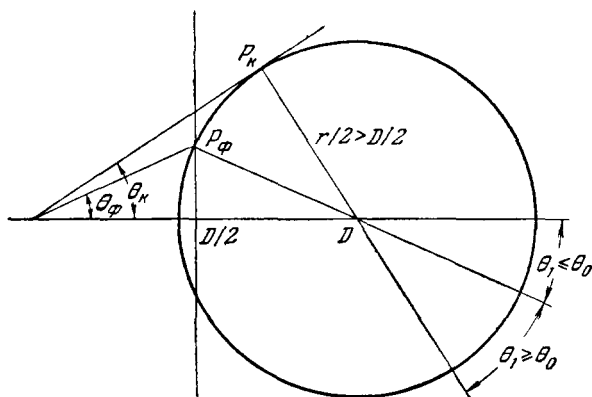


Рис. 3. Фокусирующиеся и кроудинные столкновения.

название **фокусон** в. При достижении определенных предельных условий фокусон начинает распространяться в виде последовательных парных центральных столкновений с нулевым углом (рис. 4). Предельная энергия, при достижении которой фокусон начинает распространяться вдоль оси цепочки практически без потерь энергии, получила название **энергии фокусировки** E_ϕ .

На рис. 5 представлено отношение энергии падающей частицы E_0 к энергии E_ϕ , которая передается вдоль цепочки атомов, при различных θ_0 и α . При $\alpha = 1,6$ и $\theta_0 = 25^\circ$ фокусон будет передаваться 36% начальной энергии E_0 .

Из условия фокусировки $\alpha = D/r < 2$ видно, что фокусирующий эффект имеет место преимущественно в плотноупакованных рядах атомов. Такие ряды образуют атомы, расположенные в направлении $\langle 100 \rangle$, в случае простой кубической решетки, $\langle 110 \rangle$ — в гранецентрированной кубической и $\langle 111 \rangle$ — в объемно-центрированной кубической решетках.

В случае распространения фокусона в меди в направлении $\langle 110 \rangle$, используя потенциал (4) с постоянными $A = 2,1 \cdot 10^4$ эв и $a = D/13^{38}$, получаем

$$E_\phi = 2A \exp(-6,5) = 63 \text{ эв.} \quad (10)$$

При этом значении энергии E_ϕ относительная потеря ее в направлении наиболее плотной упаковки $\langle 100 \rangle$ в 110 составляет 1,1% (см. (12)).

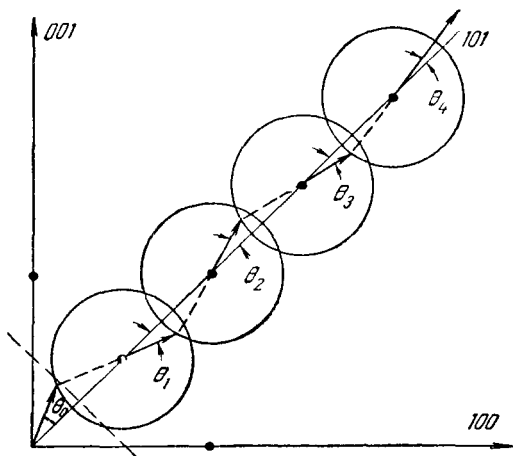


Рис. 4. Фокусирующиеся столкновения вдоль ряда $\langle 101 \rangle$ в гранецентрированном кубическом металле.

Фокусоны могут распространяться на большие расстояния от места своего возникновения и вызывать там эффекты смещения, приводящие

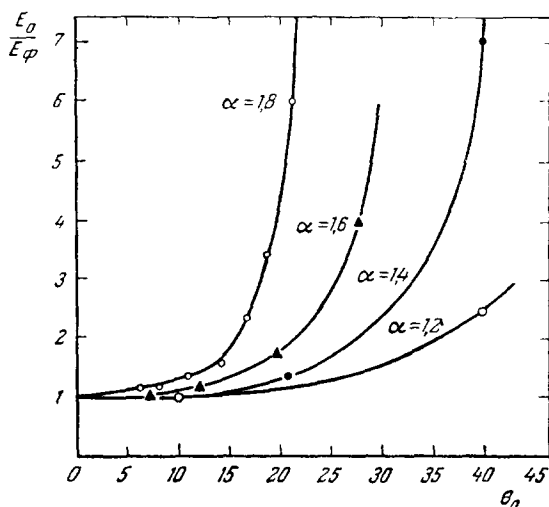


Рис. 5. Отношение энергии падающей частицы E_0 к энергии E_φ , передаваемой вдоль цепочки атомов, при различных θ_0 и α .

в различных случаях или к образованию радиационных нарушений, или к выбиванию последнего атома цепочки из кристалла при распылении.

б) $\Lambda > 1$ ($\cos \theta_0 < a/2$, точка столкновения P_K на рис. 5 справа от $D/2$). Столкновения, происходящие при выполнении таких условий,

были названы Лейбфридом ¹⁰ кроудионными столкновениями. В этом случае (рис. 6) имеется большая вероятность образования вакансии и сжатия атомов, подобного кроудионам Панета ³⁹. Если начальный угол θ_0 не очень большой, то пока произойдет дефокусировка столкновений (в силу условия $\Lambda > 1$), кроудион распространится вдоль цепочки на большое расстояние.

Максимальный угол θ_K , в пределах которого будет иметь место образование фокусонов и кроудионов, как видно из рис. 3, дается условием

$$\cos \theta_K = \frac{1}{\alpha}. \quad (11)$$

Рис. 6. Кроудионные столкновения вдоль ряда $\langle 101 \rangle$ в гранецентрированном кубическом металле.

Отличие кроудиона от фокусона заключается в том, что он передает не только энергию (импульс), как фокусон, но также и вещество. Этот вид атомных столкновений играет, согласно Зегеру ⁴², большую роль в образовании рассмотренных выше обедненных зон.

§ 4. ОБРАЗОВАНИЕ ФОКУСОНОВ В ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННЫХ КУБИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ

4.1. Фокусировка атомных столкновений в направлении $\langle 110 \rangle$

Силсби⁹ и Лейбфрид¹⁰ показали, что во время распространения фокусонов вдоль направления наиболее плотной упаковки $\langle 110 \rangle$ в гранецентрированных кубических металлах нельзя полностью пренебрегать влиянием соседних атомов. Но так как потенциал твердых шаров очень быстро убывает с расстоянием, то вполне достаточно рассмотреть влияние

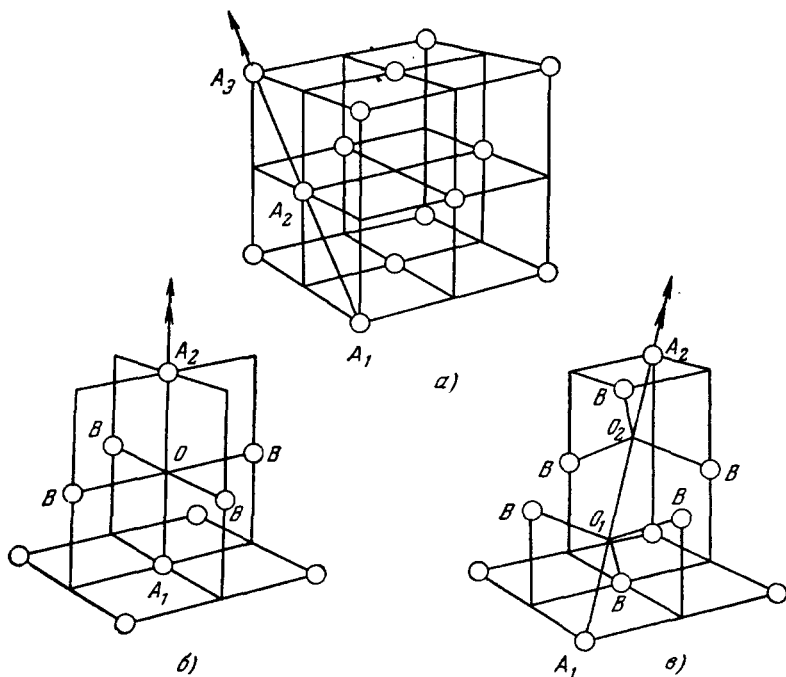


Рис. 7. а) Фокусировка столкновений атомов в направлении $\langle 110 \rangle$; б—в) замещения с фокусировкой в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ соответственно.]

на распространение фокусона вдоль направления $\langle 110 \rangle$ кольца из ближайших четырех атомов $01\bar{1}$, $0\bar{1}1$, $1\bar{1}0$ и 110 , лежащих в двух соседних плоскостях $\{100\}$ (рис. 7, а).

Подсчет частичной потери энергии на взаимодействие с этими четырьмя атомами приводит к следующему выражению¹⁰:

$$\varepsilon^{110} = \frac{\Delta E}{E_{\Phi}} = 2 \left[\exp \left(-\frac{3D}{8a} \right) - \exp \left(-\frac{D}{2a} \right) \right], \quad (12)$$

где ΔE — потеря энергии при столкновении.

Число фокусирующихся столкновений в этом случае будет $n_e = 1/\varepsilon$, а пробег фокусона вдоль направления $\langle 110 \rangle$ будет $R_{\Phi} = n_e D$.

Для меди Лейбфрид¹¹, используя потенциал (4) с постоянными $A = 2,1 \cdot 10^4$ эв, $a = D/13$ ³⁸ и $E_{\Phi} = 63$ эв, получил $\varepsilon^{110} = 1,1 \cdot 10^{-2}$, а максимальный пробег фокусонов, соответствующий этим значениям E_{Φ} и ε^{110} , оказался равным $R_{\Phi} = 90D$.

Нельсон и Томпсон ⁴⁵ вычислили длину пробега фокусонов в золоте в направлении $\langle 110 \rangle$ для различных E_ϕ и D/a (табл. II). Используя $D/a = 15$ и $E_\phi = 800$ эв, они вычислили ϵ^{110} для золота, оказавшееся равным $5 \cdot 10^{-3}$.

При вычислении был использован потенциал в форме (1) с постоянной $A = 0,8 \cdot 10^6$ эв. Применение такого потенциала оправдано тем, что

Таблица II

E_ϕ , эв	320	640	960	1250	1600
R_ϕ , Å	190	300	400	500	600
D/a	13,2	14,6	15,4	16,0	16,4

значение коэффициента сжатия, выведенное из него без учета влияния свободных электронов, равняется $0,33 \cdot 10^{-12}$ см² дн, что находится в очень хорошем согласии с экспериментальной величиной $0,54 \cdot 10^{-12}$ см² дн.

Согласно Силсби, фокусировка в направлении $\langle 100 \rangle$ в гранецентрированном кубическом металле невозможна, так как атом, смещен-

ный в направлении $\langle 100 \rangle$, должен удариться об атом в ряду $\langle 110 \rangle$ прежде, чем он подойдет к атому в ряду $\langle 100 \rangle$.

Однако при более строгом рассмотрении оказывается возможным объяснить и наблюдаемую экспериментально фокусировку в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

4.2. Замещения с фокусировкой в направлении $\langle 100 \rangle$

Рассмотрим атом A_1 , движущийся в направлении $\langle 100 \rangle$ сквозь кольцо из четырех атомов B и сталкивающийся с атомом A_2 (рис. 7, б). Малое отклонение θ_1 траектории атома A_1 от оси будет результатом отражения ϕ при прохождении им сквозь кольцо из атомов B (рис. 8, а). Это отражение зависит от энергии атома A_1 . Нельсон и Томпсон ⁴⁵, рассматривая эту задачу, нашли, что

$$\phi = \frac{2}{3} \theta_1 \frac{Aa^2}{ED^2} \exp\left(-\frac{3D}{4a}\right). \quad (13)$$

Это выражение может быть распространено на любую плоскость падения, и поэтому, так как ϕ пропорционально θ_1 , кольцо атомов B ведет себя подобно собирающей линзе с фокусным расстоянием $f = (D/\sqrt{2})(\theta_1/\phi)$, т. е.

$$f^{100} = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{E}{A} \frac{a^2}{D} \exp\left(\frac{3D}{4a}\right). \quad (14)$$

Условие для фокусировки столкновения атомов A_1 и A_2 : $\theta_1 > \theta_2$ (рис. 8, а). При этом $D/\sqrt{2} > 4f^{100}$. Отсюда предельная энергия образования фокусона в направлении $\langle 100 \rangle$ E_ϕ^{100} будет, согласно ⁴⁵, равна

$$E_\phi^{100} = \frac{A}{3} \frac{D^2}{a^2} \exp\left(-\frac{3D}{4a}\right), \quad (15)$$

а отношение предельных энергий образования фокусонов в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ равно

$$\frac{E_\phi^{100}}{E_\phi^{110}} = \frac{1}{6} \frac{D^2}{a^2} \exp\left(-\frac{D}{4a}\right). \quad (16)$$

Частичная потеря энергии при прохождении атома A_1 сквозь кольцо из атомов B будет

$$\epsilon^{100} = \frac{1}{E^2} \frac{D^2 A^2}{a^2} \exp\left(-\frac{3D}{2a}\right), \quad (17)$$

и, когда $E_{\perp} = E_{\Phi}^{100}$,

$$\varepsilon_{\Phi}^{100} = 9 \frac{a^2}{D^2}. \quad (17a)$$

Если пренебречь ослабляющим действием атомов B во время столкновения, наименьшая предельная энергия E_{Φ}^{100} для столкновения атомов в направлении $\langle 100 \rangle$ может быть получена приравнянием кинетической энергии атома A_1 разности в потенциальной энергии между точками A_1 и O на рис. 8, а, т. е.

$$E_{\Phi}^{100} = 5A \exp\left(-\frac{D}{a\sqrt{2}}\right) \quad (18)$$

или, как отношение к E_{Φ}^{100} ,

$$\frac{E_1^{100}}{E_{\Phi}^{100}} = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{D}{a} \frac{\sqrt{2}-1}{2}\right). \quad (18a)$$

Условие для замещения атомов A_1 атомами A_2 заключается в том, что атом A_1 после столкновения с атомом A_2 должен снова пройти точку O , т. е.

$$R \leq \frac{D}{\sqrt{2}}.$$

В пределе это условие идентично предельным условиям для образования фокусов в направлении $\langle 110 \rangle$ и выполняется для нескольких значений θ_1 при энергии $A \exp(-D/a\sqrt{2})$. Эта энергия, понятно, меньше, чем E_{Φ}^{100} — энергия, требующаяся для проникновения в кольцо, поэтому все столкновения в направлении $\langle 100 \rangle$ в конце концов приводят к замещениям, когда же энергия становится ниже E_{Φ}^{100} , образуются фокусы.

Такой процесс при столкновениях атомов вдоль ряда был назван Нельсоном и Томпсоном ⁴⁵ замещением с фокусировкой. Впервые идея о замещающихся столкновениях была введена, как уже упоминалось выше, Кончином и Пизом ³⁶. Однако они не предложили какого-нибудь конкретного механизма для объяснения таких столкновений.

Так как потери энергии известны точно только для $\varepsilon^{100} < 0,2$, то нет необходимости в получении точного выражения для числа замещений n_3^{100} в фокусах, образуемых при достижении энергии E_{Φ}^{100} . В качестве очень грубой оценки можно взять

$$n_3^{100} \approx \frac{1}{2} \varepsilon_{\Phi}^{100},$$

или

$$n_3^{100} \approx \frac{D^2}{20a^2}. \quad (19)$$

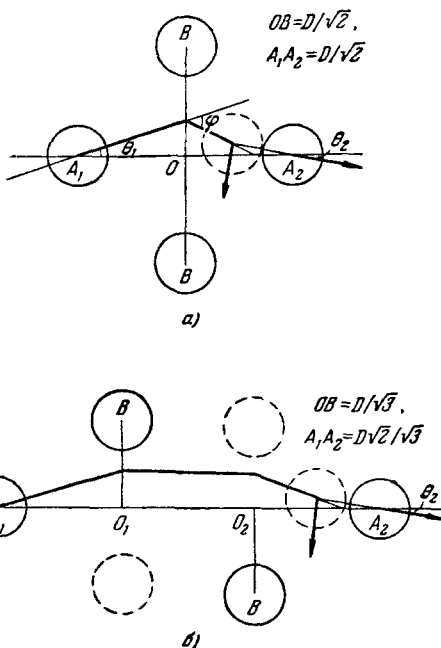
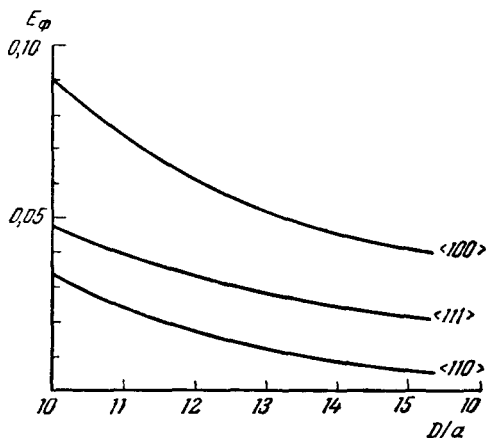


Рис. 8. Фокусирующий эффект в направлении: а) $\langle 100 \rangle$ и б) $\langle 111 \rangle$.

4.3. Замещения с фокусировкой в направлении $\langle 111 \rangle$ ⁴⁵

Из рис. 7, *в* видно, что атом A_1 , получивший толчок в направлении $\langle 111 \rangle$, фокусируется, проходя сквозь два кольца из трех атомов B , и, сталкиваясь затем с атомом A_2 , замещает его. При высоких энергиях атом A_1

Таблица III

Рис. 9. Потери энергии в зависимости от D/a .

Кристаллическое направление	E_Φ , эв		E_1 , эв	
	Cu	Au	Cu	Au
$\langle 110 \rangle$	60	800	1	1
$\langle 100 \rangle$	65	700	10	90
$\langle 111 \rangle$	490	7300	44	500

Кристаллическое направление	ε_Φ		n_Φ	
	Cu	Au	Cu	Au
$\langle 110 \rangle$	0,011	0,006	90	170
$\langle 100 \rangle$	0,053	0,040	9	13
$\langle 111 \rangle$	0,027	0,021	17	45

почти не растрчивает свою энергию, поэтому оба кольца из атомов B будут иметь одинаковое фокусное расстояние (рис. 8, *б*)

$$f^{111} = \frac{19}{3} \frac{E}{A} \frac{a^2}{D} \exp \left(-\frac{D}{2a} \sqrt{\frac{19}{12}} \right). \quad (20)$$

Предельная энергия E_Φ^{111} , для которой $\theta_1 > \theta_2$ и наблюдается фокусировка, равна

$$E_\Phi^{111} = \sqrt{\frac{6}{19}} \frac{AD^2}{a^2} \exp \left(-\frac{D}{2a} \sqrt{\frac{19}{12}} \right), \quad (21)$$

и

$$\frac{E_\Phi^{111}}{E_\Phi^{110}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{6}{19}} \frac{D^2}{a^2} \exp \left[-\frac{D}{20} \left(\sqrt{\frac{19}{21}} - 1 \right) \right]. \quad (22)$$

Минимальная энергия, требующаяся для прохождения сквозь одно кольцо, равна

$$E_1^{111} = 4A \exp \left(-\frac{D}{a \sqrt{3}} \right), \quad (23)$$

и

$$\frac{E_1^{111}}{E_\Phi^{111}} = 2 \exp \left(-\frac{D}{2a} \frac{2 - \sqrt{3}}{\sqrt{3}} \right). \quad (23a)$$

Частичная потеря энергии на замещение равна

$$\varepsilon^{111} = \frac{3}{2} \frac{1}{E^2} \frac{D^2 A^2}{a^2} \exp \left(-\frac{3D}{2a} \right), \quad (24)$$

и, при $E = E_\Phi^{111}$,

$$\varepsilon_\Phi^{111} = \frac{19}{4} \frac{D^2}{a^2}. \quad (24a)$$

Число замещений n_3^{111} , происходящих при распространении фокусонов, начиная с энергии E_Φ^{111} (вычисляемой с точностью до 5%) и при потерях энергии $\epsilon_\Phi^{111} < 0,2$ (при $a \approx D/5$), будет, по грубой оценке, равно

$$n_3^{111} \approx \frac{D^2}{10a^2}. \quad (25)$$

В табл. III приведены величины E_Φ , E_1 , ϵ_Φ и n_Φ в направлениях $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ для меди и золота (для меди использован потенциал Лейбфрида¹⁰, для золота — потенциал Нельсона и Томпсона⁴⁵).

Отношение частичных потерь энергии в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ к ϵ_Φ^{110} показано как функция от D/a на рис. 9.

4.4. Зависимость числа фокусонов от общего числа смещений

Лейбфридом¹¹ подсчитано число образующихся при бомбардировке кристалла фокусонов v_Φ в зависимости от общего числа атомных смещений v :

$$v_\Phi = 1,5v \left\{ 1 - \frac{n^*}{n^*(0)} \times \left[1 + \ln \frac{n^*(0)}{n^*} \right] \right\}. \quad (26)$$

Здесь n^* — среднее число столкновений атомов, $n^*(0)$ — число атомных столкновений, начиная от состояния покоя.

Так как $n^*(0) \approx 10^2$, для $n^* = 50 = n^*(0)/2$ число образующихся фокусонов $v_\Phi(E, 50) \cong \cong v \cdot 0,22$. Эта величина в 5 раз больше числа кроудионов, образующихся при тех же условиях: $v_k(E, 50) \cong v \cdot 10/n^{*2} = v \cdot 4 \cdot 10^{-3}$.

Число фокусонов в интервале энергий dE , произведенных первично смещенным атомом с энергией $E_p \geq E_\Phi$, равно¹¹

$$v(E_\Phi, E) = \frac{2E_p}{E_\Phi^2} \frac{12a}{D} \ln \frac{E_\Phi}{E} \text{ с } E \leq E_\Phi; \quad (27)$$

здесь E_Φ — энергетический предел образования фокусона, а E — энергия фокусона. Так как $a/D = 1/13$, окончательно (27) приобретает вид

$$v(E_\Phi, E) = \frac{2E_p}{E_\Phi^2} \ln \left(\frac{E_\Phi}{E} \right). \quad (28)$$

Соответственно можно определить число фокусонов с пробегами в интервале dR

$$v(E_\Phi, R) = \frac{2E_p}{E_\Phi^2} \ln \left(\frac{R_m}{R} \right); \quad (29)$$

здесь R — длина пробега фокусона, R_m — максимальная длина пробега фокусона.

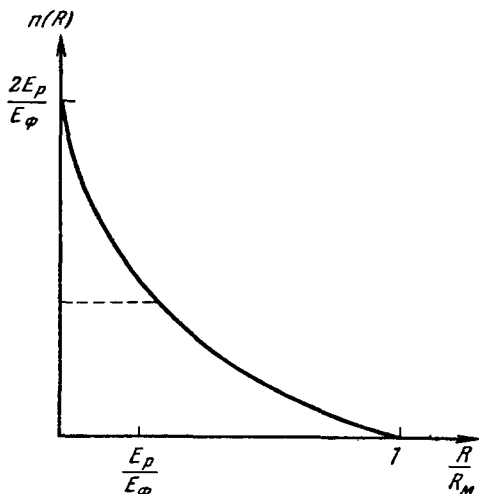


Рис. 10. Число фокусонов $n(R)$ с длиной пробега, большей R (пунктирная линия дает $n(R)$ в случае пренебрежения фокусонами с начальной энергией, меньшей E_Φ).

Из (29) можно получить число фокусонов $n(E_p, R)$ с длиной пробега большей, чем R (рис. 10):

$$n(E_p, R) = \int_R^{R_M} v(E_\phi, R') dR' = \frac{2E_p}{E_\phi} \left\{ 1 - \frac{R}{R_M} \left(1 + \ln \frac{R_M}{R} \right) \right\}. \quad (30)$$

4.5. Взаимодействие фокусонов с дефектами решетки¹¹

При облучении гранецентрированного кубического металла в результате образования вдоль направления наиболее плотной упаковки фокусонов может произойти смещение цепочки из нескольких атомов в направлении удара. При этом каждый атом займет место предыдущего. Пересекая дефект упаковки решетки типа расщепленной дислокации, фокусон должен образовывать дефект типа Френкеля. Лейбфрид¹¹ вычислил число дефектов Френкеля, возникающих при этом:

Здесь a — расщепляющее разделение дислокации, λ — среднее расстояние между дислокациями в решетке.

$$v_D = \frac{2E_p}{E_\phi} \frac{aR_M}{10\lambda^2}. \quad (31)$$

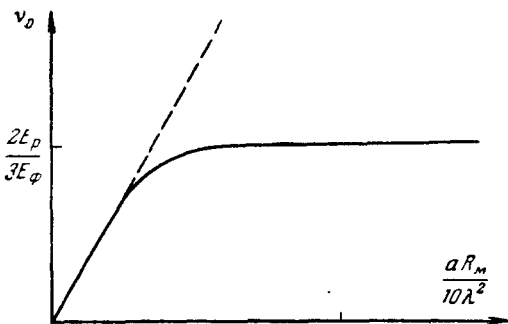


Рис. 11. Зависимость числа пар Френкеля, образовавшихся при энергии E_p , от плотности дислокаций $1/\lambda^2$.

Так как плотность дислокаций $\rho_D = 1/\lambda^2$, число образовавшихся дефектов Френкеля при пересечении фокусона с дислокацией будет пропорционально плотности дислокаций. Однако это продолжается до тех пор, пока дислокации не начнут перекрывать друг друга. Максимальное число образующихся дефектов Френкеля, достигаемое при очень высокой плотности дислокаций, равно, конечно, общему числу фокусонов v_ϕ . Максимальная же величина коэффициента $aR_M/10\lambda^2$ не может превышать $1/3$, при этом число производимых дефектов Френкеля становится постоянным и не зависящим от плотности дислокаций (рис. 11).

Используя каскадную модель образования радиационных нарушений, согласно которой число дефектов Френкеля, образованных первичным смещенным атомом с энергией E_p , равно

$$v(E_p) = \frac{E_p}{2E_d} \quad (E_p \geq 2E_d),$$

где E_d — предельная энергия смещения, Лейбфрид подсчитал общее число возникающих при облучении пар Френкеля с учетом дислокаций, произведенных фокусонами при пересечении:

$$v_t(E_p) = v(E_p) + v_D(E_p) = v(E_p) \left(1 + \frac{4E_d}{E_\phi} \frac{aR_M}{10\lambda^2} \right). \quad (32)$$

Для меди, используя $E_\phi = 63$ эв и $E = 22$ эв, он получил

$$v_t = v(E_p) \left(1 + 1,4 \frac{aR_M}{10\lambda^2} \right). \quad (33)$$

§ 5. ОБРАЗОВАНИЕ ФОКУСОНОВ В ОБЪЕМОЦЕНТРИРОВАННЫХ КУБИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ

5.1. Фокусировка атомных столкновений в направлении $\langle 111 \rangle$

Взаимодействие между атомами в объемноцентрированных кубических решетках может быть описано отталкивающим потенциалом (1). Однако константы A и a , применявшиеся в случае таких гранецентрированных металлов, как Cu, Ag, Au, для других металлов малоприспособлены. Поэтому Бринкменом ⁴⁶ было предложено эмпирическое выражение потенциала межатомного взаимодействия для некоторых металлов с $Z > 25$. Нельсон и Фармери ⁴⁷ использовали потенциал Бринкмана для оценки условий фокусировки в объемноцентрированных кубических металлах. Если принять $D \approx a_0$, где a_0 — постоянная решетки, то выражение потенциала Бринкмана приобретает форму потенциала (1) с константами

$$A = 1,9 \cdot 10^{-6} E_R Z^{11/2} \quad \text{и} \quad a = \frac{1,5 a_B}{Z^{1/3}},$$

где Z — атомный номер, E_R — энергия Ридберга и a_B — радиус Бора для водорода. Бринкмен применял эту форму потенциала при вычислении упругих постоянных для различных металлов и получил относительно удовлетворительное согласие с измеренными величинами. Параметр a для большинства объемноцентрированных кубических металлов принимается лежащим где-то между $D/10$ и $D/20$. Для вольфрама, например, постоянные Борна — Майера будут $A = 4,9 \cdot 10^5$ эв и $a = D/17$ ⁴⁷.

В объемноцентрированных кубических структурах наиболее плотная упаковка атомов имеется в направлении $\langle 111 \rangle$, и вдоль этого направления наиболее вероятно ожидать образования и распространения фокусонов.

В приближении твердых шаров условие фокусировки по Силсби ⁹ в этом случае будет $D^{111}/r \leq 2$, где D^{111} — расстояние разделения соседних близлежащих атомов в направлении $\langle 111 \rangle$. Так как диаметр твердого шара, в соответствии с (2), зависит от энергии, то предельная энергия E_{Φ}^{111} , необходимая для фокусировки в направлении $\langle 111 \rangle$, может быть найдена при условии, что $r = D^{111}/2$, где $D^{111} = 3/2 a_0$.

Следовательно,

$$E_{\Phi}^{111} = A \exp \left(-\frac{\sqrt{3}}{4} \frac{a_0}{a} \right). \quad (34)$$

Для гранецентрированных решеток было показано, что на распространение фокусонов влияют атомы, расположенные в соседних рядах. Аналогичным образом можно определить частичную потерю энергии на столкновение при распространении фокусона в объемноцентрированной решетке с учетом близлежащих атомов:

$$\varepsilon_{\Phi}^{111} = 3 \left[\exp \left(-0,38 \frac{a_0}{a} \right) - \frac{1}{2} \exp \left(-0,43 \frac{a_0}{a} \right) \right]. \quad (35)$$

Предполагая постоянной потерю на столкновение, что приближенно законно в связи с медленным изменением диаметра с энергией, можно определить число столкновений в фокусоне, начиная с E_{Φ}^{111} :

$$n_{\Phi}^{111} = \frac{1}{\varepsilon_{\Phi}^{111}}. \quad (36)$$

5.2. Фокусировка атомных столкновений в направлении $\langle 100 \rangle$ ⁴⁷

Энергия фокусировки в направлении $\langle 100 \rangle$, полученная из условия фокусировки, равна

$$E_{\Phi}^{100} = A \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{a_0}{a} \right). \quad (37)$$

Однако в этом случае на распространение фокусона вдоль $\langle 100 \rangle$ будет оказывать влияние кольцо из соседних атомов, окружающих это направление. На рис. 14 показано, как атом A_1 , движущийся с энергией, большей E_{Φ}^{100} , под малым углом θ к $\langle 100 \rangle$, при прохождении сквозь кольцо из атомов B испытывает отражение φ перед ударом о ближайший в направлении $\langle 100 \rangle$ атом A_2 . Таким образом, кольцо из атомов B играет здесь,

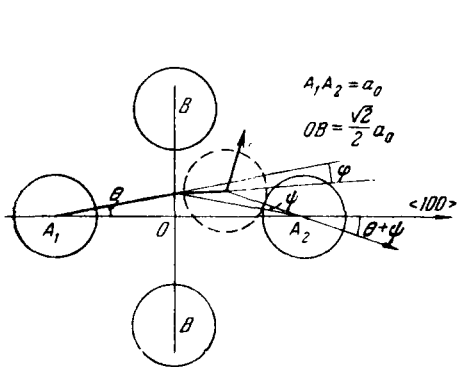


Рис. 12. Фокусирующий эффект в направлении $\langle 100 \rangle$ в объемноцентрированном кубическом металле.

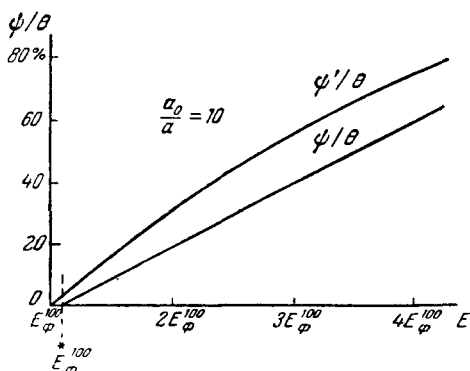


Рис. 13. Относительное угловое возрастание между последовательностями $\langle 100 \rangle$ столкновений при энергиях выше E_{Φ}^{100} .

как и в случае гранецентрированных решеток, роль линзы с фокусным расстоянием $f^{100} = a_0/2 (\theta/\varphi)$, или, применяя приближение скользящих столкновений,

$$f^{100} = \frac{9}{8} \frac{E}{A} \frac{a^2}{a_0} \exp \left(\frac{3}{4} \frac{a_0}{a} \right). \quad (38)$$

Из рис. 12 в приближении малых углов можно получить

$$r\psi = \left(\frac{a_0}{a} - r \right) (2\theta - \varphi) \quad \text{для } r < \frac{a_0}{2}, \quad (39)$$

где

$$\frac{\psi}{\theta} = \left(\frac{a_0}{2r} - 1 \right) \left(2 - \frac{\varphi}{\theta} \right).$$

Таким образом,

$$\frac{\psi}{\theta} = \left(\frac{a_0}{2r} - 1 \right) \left(2 - \frac{a_0}{2f^{100}} \right). \quad (40)$$

На рис. 13 показана зависимость ψ/θ от E для $\frac{a_0}{a} = 10$ с поправкой, вводимой для короткого интервала, внутри которого наблюдаются скользящие столкновения при малых энергиях.

С целью сравнения на кривой ψ/θ показано относительное угловое приращение, которое появляется, если пренебречь фокусировкой кольца из атомов B . Из этих кривых может быть сделан вывод, что кольцо несколько изменяет условия фокусировки, так как частично возрастает энер-

гия фокусировки E_{Φ}^{*100} и образуются фокусоны, которые затем относительно медленно дефокусируются при энергиях, больших E_{Φ}^{100} . Поэтому фокусировка столкновений, начавшаяся при $2E_{\Phi}^{100}$ или даже при $3E_{\Phi}^{100}$, будет продолжаться на довольно большом расстоянии, прежде чем будет достигнута энергия E_{Φ}^{100} , ниже которой фокусоны будут распространяться уже в сфокусированном состоянии.

Так как в фокусирующем кольце потенциал достигает максимальной величины, последовательности столкновений, распространяющиеся за точкой O (рис. 12), представляют замещающие столкновения. Последовательные столкновения, наблюдающиеся до точки O , осуществляют только передачу импульса. В приближении твердых шаров это будет иметь место при E_{Φ}^{100} .

Частичная потеря энергии фокусона в направлении $\langle 100 \rangle$ равна

$$\epsilon_{\Phi}^{100} = 2 \left[\exp \left(-0,207 \frac{a_0}{a} \right) - 2 \exp \left(-0,367 \frac{a_0}{a} \right) \right]. \quad (41)$$

Предполагая потерю энергии на столкновение постоянной, получаем общее число столкновений в фокусоне, начиная с E_{Φ}^{100} :

$$n_{\Phi}^{100} = \frac{1}{\epsilon_{\Phi}^{100}}. \quad (42)$$

5.3. Фокусировка столкновений в направлении $\langle 100 \rangle$ ⁴⁷

Из рассмотрения атомной объемноцентрированной кубической структуры становится ясно, что фокусировка атомных столкновений вдоль $\langle 110 \rangle$ обусловлена влиянием последовательности колец атомов (ромбической формы), окружающих это направление. Распределение потенциала этих колец скорее асимметричное и образует как бы сильно астигматичную «линзу». Траектории атомов, проходящих сквозь такие кольца, показаны на рис. 14. Фокусон, распространяющийся сквозь серию таких колец, будет стремиться отражаться от

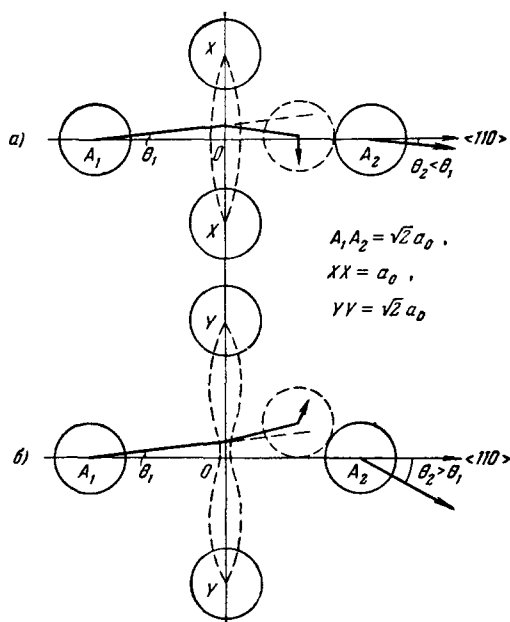


Рис. 14. Фокусирующий эффект в направлении $\langle 100 \rangle$, показывающий астигматизм фокусирующих «линз».

Х-атомов, что приведет к колебаниям последовательных столкновений из стороны в сторону в плоскости $\{100\}$.

Истинная фокусировка, как видно из рис. 14, а, имеет место только в случае отклонений в плоскости $\{100\}$, т. е. по направлению к Х-атомам. Исходя из этого, можно оценить энергию фокусировки последовательности столкновений в направлении $\langle 110 \rangle$. Для этого рассмотрим Х — Х-сечение «линзы». Фокусное расстояние будет в этом случае равно

$$f_X^{110} = \frac{5}{4} \frac{a^2}{a_0} \frac{E}{A} \exp \left(\frac{\sqrt{5}}{4} \frac{a_0}{a} \right). \quad (43)$$

Энергия фокусировки при этом будет

$$E_{\Phi, X}^{110} = \frac{\sqrt{2}}{5} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 A \exp \left(- \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{a_0}{a} \right), \quad (44)$$

а частичная потеря энергии

$$\epsilon_{\Phi, X}^{110} = 5 \left(\frac{a}{a_0} \right)^2. \quad (45)$$

Если бы отсутствовала дефокусировка в плоскости сечения $Y - Y$ (рис. 14, б), то число столкновений в фокусе было бы равно

$$n_{\Phi, X}^{110} = \frac{1}{10} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2. \quad (46)$$

Однако из-за астигматизма фокусирующих колец большое число фокусов будет быстро дефокусироваться. Только отдельные из них смогут распространиться на значительные расстояния от места образования. Поэтому число выбитых в направлении $\langle 110 \rangle$ атомов относительно мало.

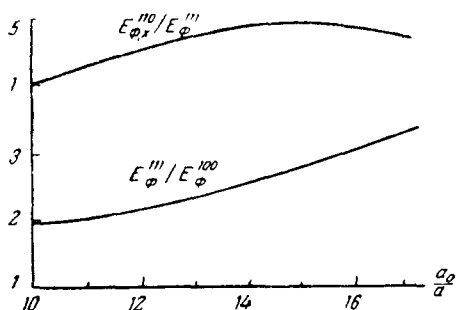
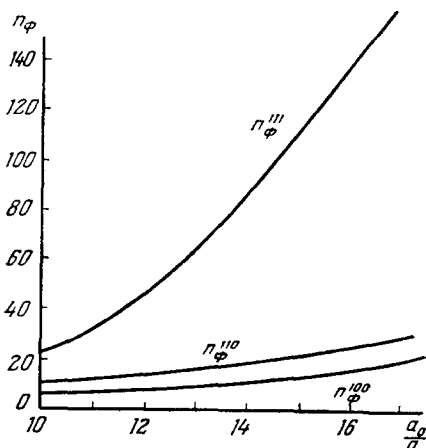


Рис. 15. Сравнение энергий фокусировки в различных направлениях в объемноцентрированном кубическом металле в зависимости от a .



ис. 16. Максимальное число фокусов в зависимости от a .

Применив константы Борна — Майера, полученные для вольфрама, Нельсон и Фармери⁴⁷ получили следующие значения для энергий фокусировки и числа столкновений в фокусе в направлениях $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$

$$\begin{aligned} E_{\Phi}^{111} &= 600 \text{ эв}, & E_{\Phi}^{100} &= 200 \text{ эв}, & E_{\Phi}^{110} &= 2700 \text{ эв}, \\ n_{\Phi}^{111} &= 150, & n_{\Phi}^{100} &= 20, & n_{\Phi, X}^{110} &= 30. \end{aligned}$$

На рис. 15—16 приведены предельные энергии, при которых наблюдается фокусировка, и максимальное число столкновений в фокусе в направлениях $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ для различных a_0/a .

§ 6. ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОКУСОНОВ В ДРУГИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Баларин⁴⁸ показал, что внутри слоев решетки графита в направлениях $\langle 1120 \rangle$ возможна фокусировка атомных столкновений. Наименьший эффективный диаметр атома углерода, при котором фокусировка возможна, равен $2/3$ атомного расстояния ($2/3 \cdot 1,42 \text{ \AA}$). В отличие от гранцентри-

рованных кубических кристаллов, в слоистой решетке графита непряная фокусировка (обусловленная соседними рядами атомов) несущественна. Пороговая энергия фокусировки составляет несколько десятков электронвольт.

§ 7. АНАЛИЗ ФОКУСИРОВКИ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННЫХ МАШИН

С помощью быстродействующей электронной вычислительной машины Гибсоном, Голандом и Вайниардом¹⁸ был проведен анализ радиационных нарушений в модели кристалла меди, состоящей из 998 атомов (в предельном случае). При вычислениях использовались три борн-майеровских потенциала в форме (1) с различными константами A и a .

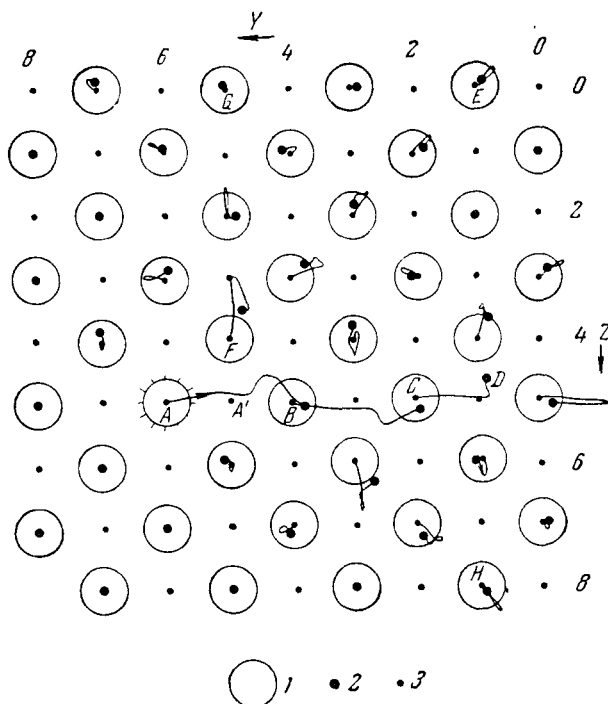


Рис. 17. Траектории атомов при столкновении с энергией 40 эв в направлении, лежащем в плоскости чертежа и составляющем угол $\theta = 15^\circ$ с осью Oy .

1 — Положение атомов в плоскости чертежа в момент времени $t = 0$; 2 — в момент времени $t = 99$. Радиус кружков соответствует наибольшему столкновению атомов с энергией 40 эв. Слабые точки 3 обозначают проекции равновесных положений атомов соседних плоскостей.

Процесс радиационного повреждения начинался с того момента, когда все атомы модели, кроме одного, находились в покое на своих нормальных местах в решетке. Этому единственному атому сообщалось то или иное количество кинетической энергии в выбранном направлении, как будто бы он только что получил толчок от налетевшей частицы. Таким образом были определены траектории движения атомов и результирующие нарушения в кристалле для энергий первичного удара до 400 эв.

На рис. 17 показаны траектории движений, происходящих в плоскости (y, z), когда один атом (A) приходит в движение с кинетической

энергией 40 эв в направлении, лежащем в этой плоскости под углом 15° к оси Oy .

Начальные положения атомов в плоскостях, находящихся непосредственно выше и ниже главной, показаны самыми маленькими точками. Более крупные точки показывают атомы главной плоскости в момент времени 0, еще большие кружки изображают положения тех же атомов в момент времени 99 (единица времени — $3,27 \cdot 10^{-15}$ сек). Большие светлые кружки изображают атомные размеры, определенные по наименьшему расстоянию сближения при лобовом столкновении между атомом с энергией 40 эв и покоящимся атомом.

Атомы, траектории которых не указаны, испытывают только незначительные смещения.

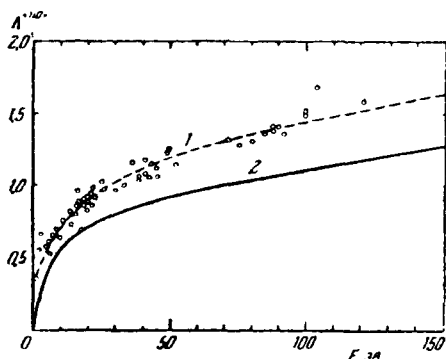


Рис. 18. График зависимости параметра A от E для направления $\langle 110 \rangle$.

1 — Вычисления выполнены электронной машиной; 2 — в приближении твердых шаров.

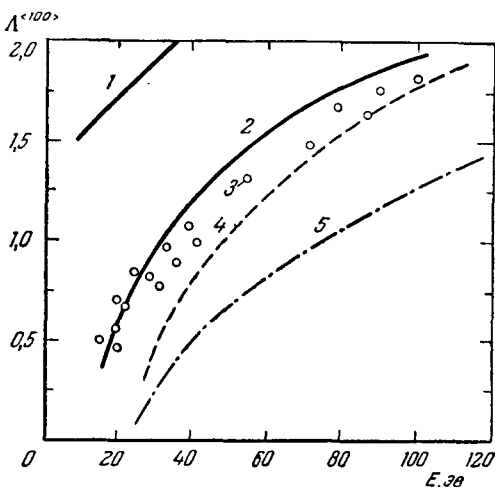


Рис. 19. График зависимости параметра A от E для направления $\langle 100 \rangle$.

1 — Вычисления выполнены для изолированного ряда атомов; 2 — в приближении твердых шаров; 3 — электронной машиной; 4 — с потенциалом Борна — Майера¹; 5 — в импульсном приближении⁴⁵.

На рис. 17 в точках B и C можно видеть столкновения замещения, в точке A остается вакансия, а в точке D образуется промежуточный атом.

Регулярное расположение атомов в решетке модели кристалла меди приводит к фокусировке столкновений атомов вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ (AD , AB , FG , BH и т. д.). Фокусировка вдоль $\langle 110 \rangle$, по существу, та, которая была предсказана Силсби⁹. Фокусировка вдоль $\langle 100 \rangle$ происходит только вследствие влияния соседних рядов атомов и не была предвидена заранее. Фокусировка в этом направлении аналитическими методами была рассмотрена позднее Нельсоном и Томпсоном⁴⁵, Лейбфридом¹³ и Фрере¹⁵.

Приближенное определение пороговой энергии для фокусировки показало, что она лежит между 35 и 25 эв в случае столкновений в направлении $\langle 110 \rangle$ и между 40 и 25 эв в случае $\langle 100 \rangle$ (рис. 18 и 19). Близость значений пороговой энергии для фокусировки в направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ показала, что оба эти направления существенны при распространении радиационных нарушений.

Так как потери энергии на одно столкновение в случае фокусировки в направлении $\langle 110 \rangle$ при начальных энергиях движущихся атомов от 3 до 400 эв не превышают $2/3$ эв, длина фокусов может быть очень велика. Промежуточные атомы, создаваемые такими фокусами, будут находиться далеко от начала фокусона. В случае фокусона, распространяю-

щегося вдоль $\langle 110 \rangle$, промежуточные атомы будут находиться по крайней мере на 10 атомных расстояниях от начала фокусона, если первоначальный удар имел энергию, близкую к пороговой, и не менее чем на 150 атомных расстояниях при 100 эв.

На рис. 20 показаны траектории смещенных атомов, возникших в результате столкновений с первичным атомом, получившим толчок с энергией 400 эв под углом 10° по отношению к $\langle 011 \rangle$.

Первичный атом из K переходит в K' . Картина относится к моменту времени 45; к этому времени движения распространились до границ блока, а вся конфигурация еще довольно далека от равновесия, так как этот случай превышал случай применявшегося счетного метода.

Фокусировка вдоль $\langle 110 \rangle$, как видно из рис. 20, не играет той исключительной роли, как в случае столкновений с малой начальной энергией. Так как энергия намного превышала предельную энергию фокусировки для атомов в рядах $\langle 110 \rangle$, они разветвляются по $\langle 100 \rangle$ -рядам, для которых энергия оказывалась равной или меньшей пороговой. Фокусоны в направлениях $\langle 100 \rangle$ на рисунке даже к концу вычисления остаются активными в пунктах A, B, C, D, E, F, G и H . Определяя кинетическую энергию в этих точках и принимая, что при фокусировке вдоль $\langle 100 \rangle$ теряется 7 эв на столкновение, можно для

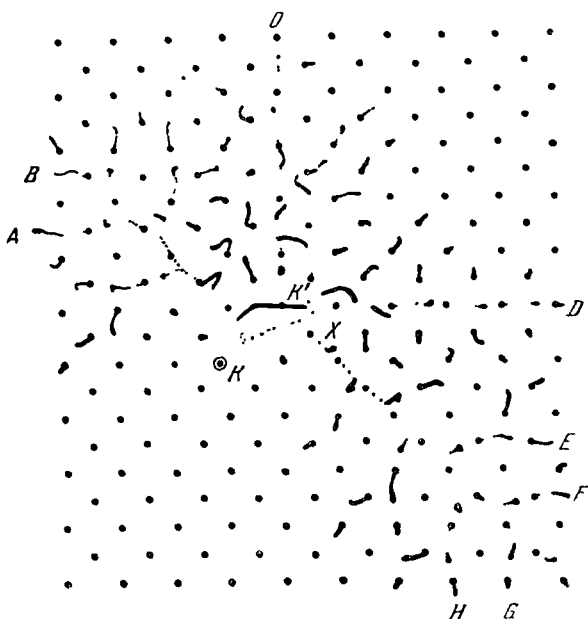


Рис 20. Толчок в плоскости $\{100\}$ с энергией 400 эв под углом 10° к оси $\langle 011 \rangle$.

Показаны траектории атомов ко времени 45 ед. Первичный атом начал движение в K , переместился в K' . К концу взятого промежутка времени цепочка столкновений A, B, \dots, H еще находится в состоянии активного движения.

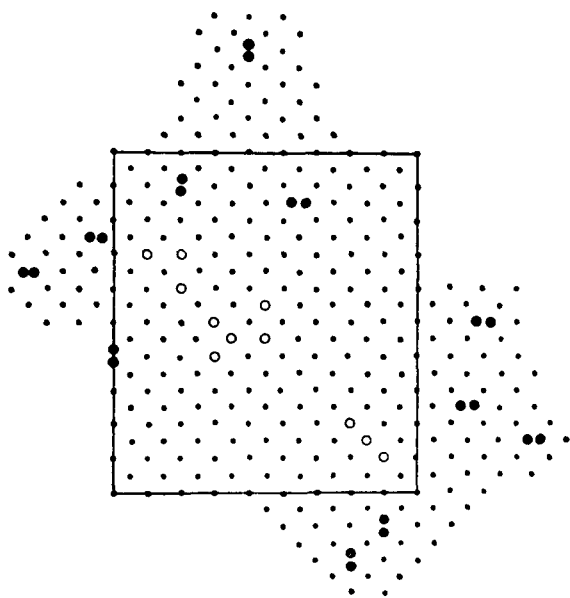


Рис. 21. Оценка, исходящая из случая, представленного на рис. 20, приводит к 11 вакансиям (изображенным светлыми кружками) и к 11 промежуточным атомам (двоенные черные кружки). Границы кристаллита, использованного в опыте (см рис 20), показаны на чертеже.

оценки положить, что до 8 промежуточных атомов могут быть образованы вне основного блока кристаллита модели, как это и показано на рис. 21. В дополнение к ним еще 3 атома, по-видимому, формируются внутри блока в узлах, также показанных на рисунке. Соответственно должно образоваться 11 вакансий. Вакансии сидят близко к месту начального толчка, промежуточные же атомы отстоят довольно далеко от них.

Сравнение рис. 21 с рис. 1 показывает, что образовавшаяся область радиационных нарушений более похожа на обедненную зону Зегера ⁴², чем на зону смещения Бринкмена ⁶, так как здесь нет ничего, что напоминало бы плавление или турбулентное перемешивание атомов.

§ 8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ФОКУСИРОВКИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

8.1. Катодное распыление гранецентрированных кубических металлов

Впервые фокусирующий эффект в процессах столкновений атомов в металлах был обнаружен в 1954 г. Венером ^{49, 50}, который, распыляя монокристаллы Pt, Ag, W, Mo и α -Fe ионами ртути низких энергий

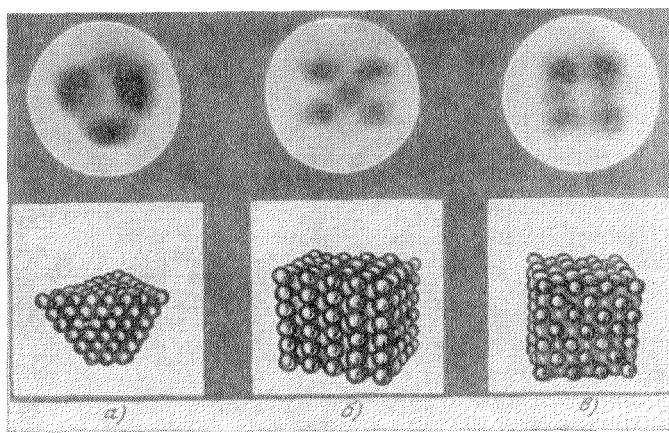


Рис. 22. Картины осадков, полученных при распылении различных плоскостей монокристалла Ag при бомбардировке ионами Hg.

а) Плоскость $\{111\}$, энергия ионов 100 эв; б) плоскость $\{110\}$, энергия 50 эв; в) плоскость $\{100\}$, энергия ионов 100 эв.

(до 200 эв), наблюдал на коллекторе вблизи распыляемого образца появление осадка в виде симметричных пятен (рис. 22). Количество и расположение пятен осадка при бомбардировке ионами различных плоскостей монокристалла Ag указывало, что они соответствуют плотноупакованным рядам атомов монокристалла, расположенным нормально или под некоторым углом к распыляемой грани.

Для объяснения этого результата Венер предложил ⁵ импульсный механизм катодного распыления. Согласно этому механизму медленный ион, ударившись о поверхность металла, не может выбить атомы из метал-

ла, а способен лишь привести их в колебание около положения равновесия. Возмущение, вызванное ионом, или ударная волна, более эффективно передается вдоль плотноупакованных рядов атомов кристаллической решетки. Некоторая часть энергии распространяющихся волн может передаваться по этим рядам в направлении к поверхности металла. В результате поверхностный атом получает наибольший импульс от соседнего атома, принадлежащего к плотноупакованному ряду. Если энергия, переданная этому атому, превосходит его энергию связи, то атом покинет поверхность металла и будет двигаться в направлении плотной упаковки.

Используя такой механизм, можно объяснить преимущественным распылением вещества в определенных кристаллографических направлениях появление на бомбардируемой грани монокристалла фигур правильной формы.

В той же работе⁵¹ и в некоторых других работах^{9, 52} предполагалось, что преимущественное распыление монокристаллов в отдельных направлениях должно отсутствовать, если бомбардировку осуществлять более быстрыми ионами. Однако в более поздних работах Юрасовой с сотрудниками^{53, 54} и Кёдама⁵⁵ энергия бомбардирующих ионов была доведена до 5 кэв и при этом все же наблюдалось преимущественное распыление монокристаллов в четырех плотноупакованных направлениях $\langle 110 \rangle$ в случае бомбардировки плоскости $\{100\}$ (рис. 23). Кроме того, было замечено, что если энергия ионов превышает 1 кэв, монокристалл меди интенсивно распыляется и в направлении $\langle 100 \rangle$, следующем по плотности упаковки за $\langle 110 \rangle$, в результате чего в центре картины осадка появляется новое пятно, интенсивность которого с ростом энергии возрастает.

Дальнейшее исследование⁵⁶ распыления плоскости $\{100\}$ монокристалла меди при различных энергиях и углах падения ионов Ag и H_2 показало, что при увеличении энергии бомбардирующих ионов вплоть до 50 кэв сохраняется преимущественный выход частиц распыленного вещества вдоль некоторых кристаллографических направлений ($\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и др.). Поэтому на коллекторе, расположенном параллельно грани $\{100\}$ меди, образуется осадок в виде отдельных пятен. Вид картины осадка изменяется с увеличением энергии ионов и практически не зависит от угла их падения (от 0 до 60°). Обнаружено было также возникновение рельефа на плоскости $\{100\}$ меди при распылении ее ионами Ag^+ и H_2^+ с энергией 40 кэв. Видны характерные для этой плоскости четырехгранные пирамидальные углубления, такие же, как и при распылении медленными ионами. Наклонное падение ионов на плоскость $\{100\}$ приводит, кроме того, к образованию менее правильных фигур, вытянутых в направлении падения ионов.

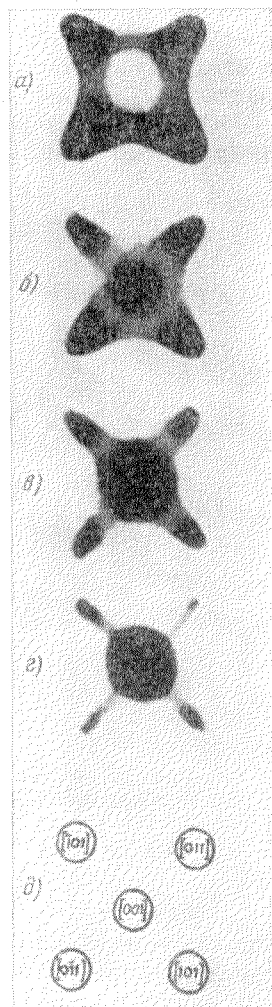


Рис. 23. Картины осадков, полученных при распылении грани $\{100\}$ монокристалла меди нормально падающими ионами Kr^+ .

Энергия ионов: а) 500 эв, б) 1000 эв, в) 1500 эв, г) 2000 эв. д) теоретическое расположение плотноупакованных направлений в плоскости $\{110\}$.

Очертания этих фигур, как и более мелкого рельефа, достаточно четки, без видимых следов оплавления.

В другой работе Юрасовой ⁵⁴ было показано, что симметрия ориентированных углублений, возникающих на гранях монокристаллов, совпадает с симметрией фигур, образующихся при осаждении распыляемых с этих граней частиц на слюдяной экран, расположенный параллельно распыляемой поверхности (рис. 24, *а—в*).

Особенно интересен тот факт, что появление новых дополнительных направлений преимущественного выхода распыленных с грани монокри-

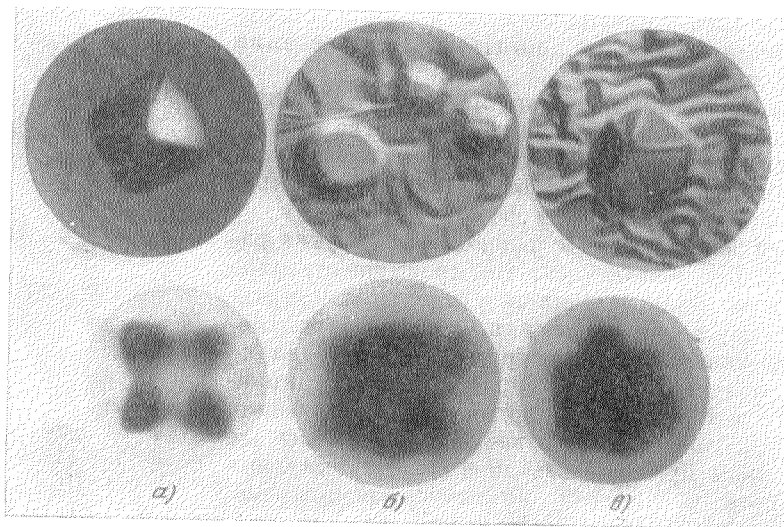


Рис. 24. Ориентированные углубления, возникающие при ионной бомбардировке монокристалла меди на гранях: *а*) $\{100\}$, *б*) $\{110\}$ и *в*) $\{111\}$ (вверху)—и картины осадков, полученных при распылении этих граней на слюдяной экране, расположенный параллельно распыляемой грани (внизу).

сталла частиц, наблюдавшееся в ⁵³, ⁵⁵ при увеличении энергии ионов, приводит к изменению вида ориентированных фигур на поверхности грани.

Действительно, как было обнаружено Юрасовой ⁵⁴, Венером ⁴⁹⁻⁵¹, Кёдамом ⁵⁷, при распылении, например, грани $\{111\}$ монокристаллов Cu, Ag медленными ионами преимущественный выход частиц происходит в трех плотноупакованных направлениях $\langle 110 \rangle$ и рельеф поверхности грани состоит из трехгранных фигур. При увеличении энергии ионов до 300—400 эв преимущественное распыление вещества идет не только в трех направлениях $\langle 110 \rangle$, но еще и в трех направлениях $\langle 100 \rangle$, выходящих из грани $\{111\}$ (см. рис. 24, *в*). В соответствии с этим на плоскости $\{111\}$ распыляемого образца появляются характерные шестигранные углубления, одно из которых видно на рис. 24, *в*.

Кроме благородных металлов, преимущественное распыление частиц в направлениях плотной упаковки атомов было обнаружено Венером ⁵⁸ и Кёдамом ⁵⁹ при бомбардировке ионами Hg ⁵⁸, Ar⁺, Ne⁺, Kr⁺ ⁵⁹ с энергиями, не превышающими 500 эв, монокристаллов Ni. В монокристаллах Pb подобное явление наблюдалось Перовик ⁶⁰ при бомбардировке высокоэнергетичными ионами Ar⁺. Юрасова ⁴⁴ наблюдала анизотропию распыления при ионной бомбардировке β -Co.

При бомбардировке монокристаллов алюминия 50-кэв ионами Ag^+ Нельсон и др.⁶¹ обнаружили, что плотность полученного в результате преимущественного распыления атомов в направлении $\langle 110 \rangle$ осадка в 2,4 раза больше, чем в направлении $\langle 100 \rangle$, и в 5 раз больше, чем в направлении $\langle 111 \rangle$.

Электронномикроскопическое исследование ориентации плоскостей, выявляющихся на поверхности монокристаллов серебра, урана и др.

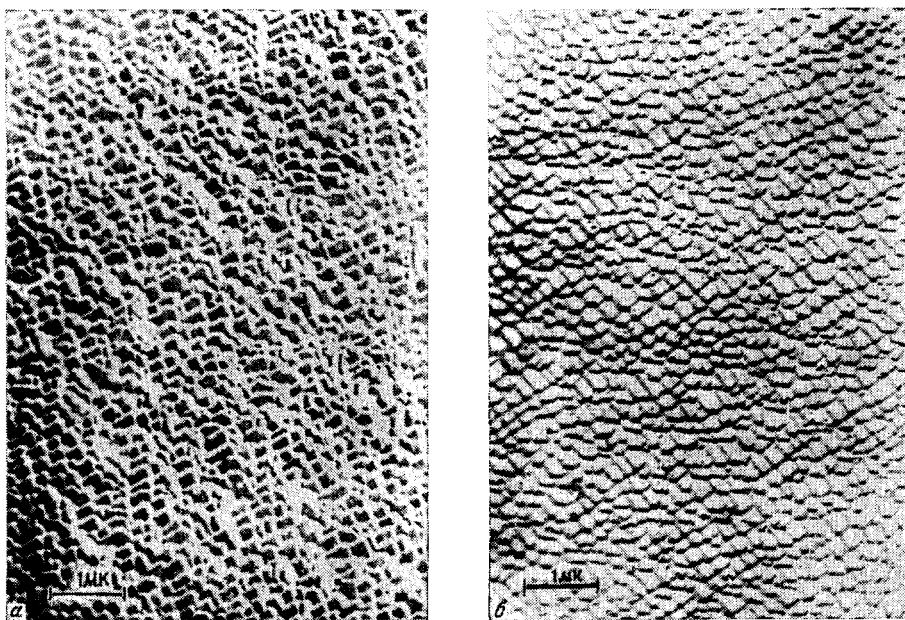


Рис. 25. Электронномикроскопические снимки грани $\{110\}$ монокристалла Ag , распыленной ионами Ag , падавшими под углами 90° (а) и 60° (б) к распыляемой поверхности.

металлов в результате бомбардировки ионами Ag , проведенное Хайманом, Михамой и др.^{62, 63}, показало преимущественное выявление плоскостей наиболее плотной упаковки (см., например, рис. 25, а и б). Установлено наличие зависимости набора проявляющихся плоскостей от направления пучка ионов: ни одна из выявленных плоскостей не расположилась под углом, большим чем 30° , к направлению движения пучка ионов или к направлению, перпендикулярному пучку. Полученные результаты, при рассмотрении их с точки зрения теории фокусировки атомных столкновений⁹, показывают хорошее совпадение с предсказаниями теории Силсби.

8.2. Катодное распыление поликристаллических гранецентрированных кубических металлов

Выбивание атомов в направлении наиболее плотной упаковки при бомбардировке ионами обнаруживается не только в случае монокристаллов, но и в случае поликристаллических металлических мишеней.

Нельсон и Томпсон⁴⁵, исследуя распыление поликристаллических фольг меди, серебра и золота при бомбардировке ионами Ag^+ и Xe^+ (с энергией 10 кэв) из тлеющего разряда, обнаружили, что распределение

распыленного вещества на экране указывает на преимущественное распыление вдоль кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, что объясняется ими фокусирующим действием кристаллических решеток бомбардируемых металлов. При бомбардировке поверхностей мишеней с преимущественной ориентацией $\{100\}$ пучком ионов под углом 20° к поверхности картина осадка обнаруживает четырехугольную симметрию (рис. 26). Центральное пятно обусловлено преимущественным вылетанием атомов в направлении $\langle 100 \rangle$; боковые же четыре пятна, образующие вместе с центральным пятном ромбическую фигуру, обусловлены преимущественным вылетанием атомов в четырех направлениях $\langle 110 \rangle$. На рис. 27 и 28 показаны картины осадков, полученных при распылении поверхностей мишеней с преимущественной ориентацией $\{110\}$ и $\{111\}$. Объясняя процессы, происходящие при атомных столкновениях вдоль плотноупакованных направлений, Нельсон и Томпсон указывают, что вдоль направления $\langle 110 \rangle$ происходит фокусировка и передача энергии без образования атома отдачи, вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ передача энергии сопровождается замещением атома мишени налетающим атомом, как это рассматривалось выше, в § 4.

Преимущественное распыление в поликристаллических материалах наблюдалось Ролом с сотр.⁶⁴ в меди, Кёдамом⁶⁵ и О'Брайном⁶⁶ в серебре, Перовик и Кобик⁶⁷ в меди и свинце, Венером и Розенбергом⁶⁸ в никеле и платине.

Для проверки предположения, не является ли преимущественное распыление атомов в направлениях наиболее плотной упаковки поверхностным эффектом, Нельсон и Томпсон^{45, 69} провели эксперимент по высокоэнергетичному распылению. Золотая поликристаллическая фольга, со строго определенной ориентацией кристаллитов, бомбардировалась протонами с энергией $0,3 \text{ Мэв}$. При этом с обратной стороны мишени наблюдалось преимущественное выбивание атомов золота в направлении $\langle 110 \rangle$. Об этом свидетельствуют фигуры осадка, полученного на экране, расположенном с обратной стороны мишени (рис. 29). Кроме того, было установлено, что золото выбивается из мишени в виде однозарядных ионов с энергией $350 \pm 100 \text{ эв}$. Так как условия эксперимента позволяли изменять энергию бомбардирующих протонов, удалось установить, что ионы золота вылетали из мишени даже в том случае, когда протоны проникали в мишень на глубину порядка 10^4 \AA от обратной стороны мишени. Это позволило оценить пробег фокусонных в золоте при высокоэнергетичной бомбардировке.

8.3. Катодное распыление объемноцентрированных кубических металлов

Для кристаллов с объемноцентрированной кубической решеткой условие фокусировки $\alpha < 2$ может выполняться не только в направлении наиболее плотной упаковки $\langle 111 \rangle$, но и для направлений $\langle 100 \rangle$, хотя и несколько хуже. Поэтому вполне вероятно распыление вещества во втором по плотности упаковки направлении $\langle 100 \rangle$ для случая кристаллов с объемноцентрированной кубической решеткой, что и наблюдалось Юрасовой и Сиротенко⁴⁴, Нельсоном и Фармери⁴⁷.

Рис. 30, а и б показывают отпечатки с автордиограмм осадков, полученных Нельсоном и Фармери⁴⁷ с монокристалла вольфрама при бомбардировке граней $\{111\}$ и $\{110\}$ ионами Ag^+ с энергией 50 кэв . Пятна осадка соответствуют преимущественному вылетанию атомов в направлении, параллельном плоскости $\{110\}$. Количественные измерения показали,

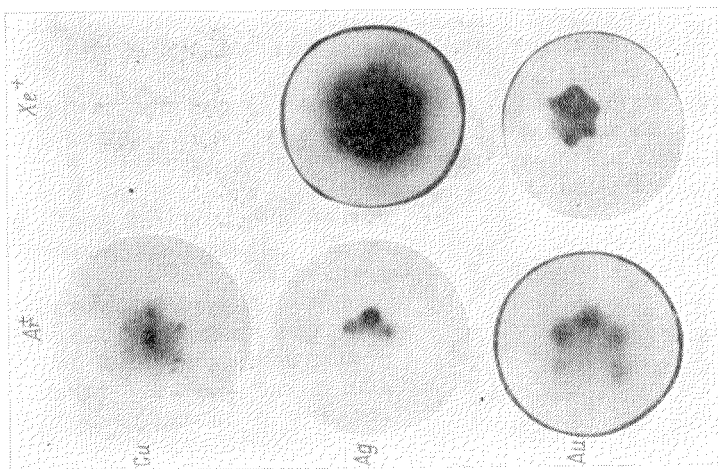


Рис. 26. То же, что и на рис. 26, но с преимущественной ориентацией $\{111\}$.

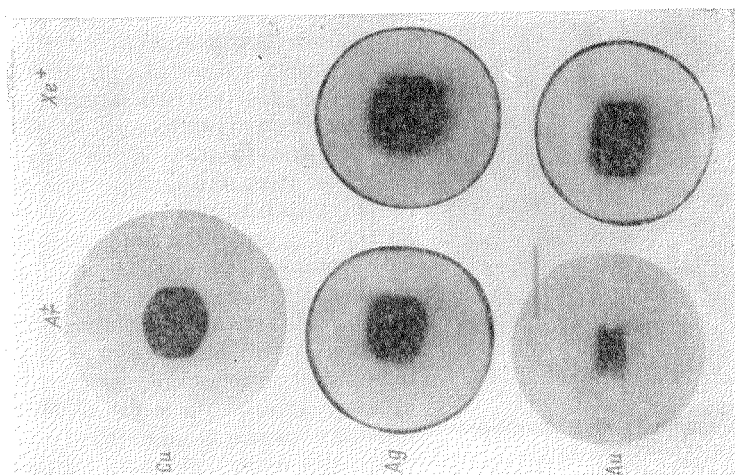


Рис. 27. То же, что и на рис. 26, но с преимущественной ориентацией $\{110\}$.

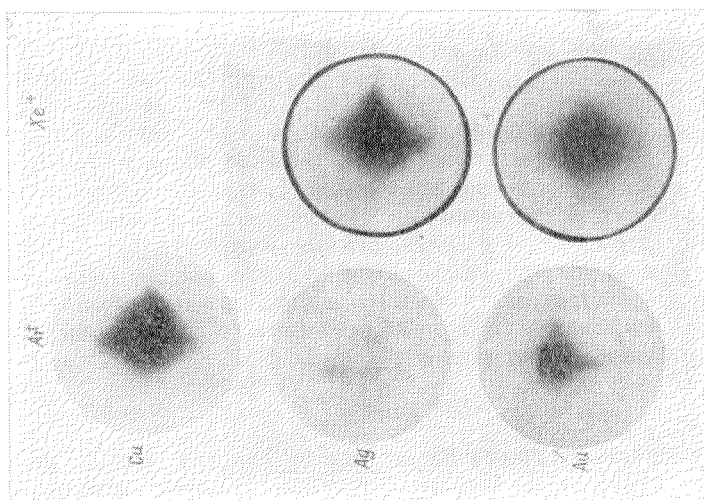


Рис. 28. Картинки осадков, полученных при распылении фольг Cu, Ag и Au, имеющих преимущественную ориентацию $\{100\}$, ионами Ag^+ и Xe^+ , падавшими под углом 20° .

что в пятне $\langle 111 \rangle$, вместе с его тремя вспомогательными пятнами, атомов вольфрама содержится в два раза больше, чем в пятне $\langle 100 \rangle$, и в 12 раз больше, чем в пятне $\langle 110 \rangle$.

Общий вид пятен осадков, полученных Нельсоном и Фармером ⁴⁷ при бомбардировке молибдена, аналогичен случаю вольфрама, включая положение главных и вспомогательных пятен. Интенсивность пятна $\langle 111 \rangle$ в случае молибдена была, так же как и у вольфрама, в два раза больше интенсивности пятна $\langle 100 \rangle$, но только в 8 раз больше интенсивности пятна $\langle 110 \rangle$.

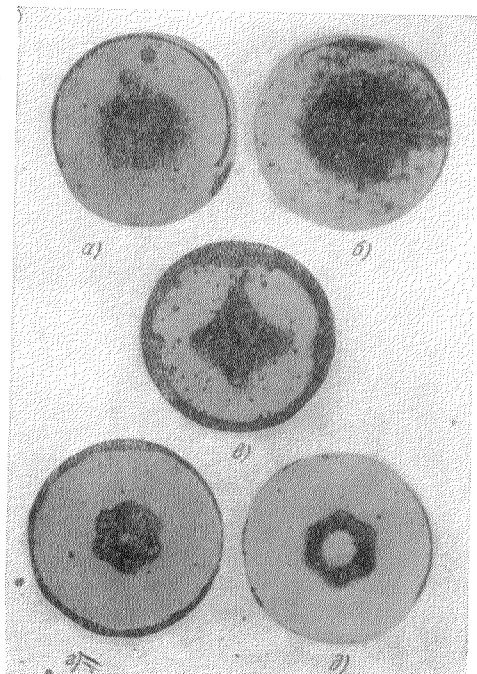


Рис. 29. Картина осадка, полученного при протонном облучении:

а) золота; б) золотой фольги со случайным распределением зерен; в) золотой фольги с кубической преимущественной ориентацией зерен; г) золотой фольги, имеющей две преимущественные ориентации зерен в плоскости $\{111\}$ на поверхности; д) то же, что и на рис. 29, г), но при наложении напряжения $+120$ е в коллатору.

вакансия, произведенная в поверхностном слое. Ближайшие соседние атомы, в том числе и атом А, претерпевают релаксацию и движутся по направлению к V, приближаясь на расстояние δ . В этом случае, если фокусон распространяется в направлении $\langle 111 \rangle$ через А, вследствие релаксации выбивание атома будет иметь место под малым углом η к истинному направлению фокусировки. Релаксация второго соседнего атома будет также влиять на отклонение выбитого атома, но значительно меньше, чем η . Угловое отклонение η в приближении твердых шаров диаметром $D^{111}/2$ будет приблизительно равно

$$\eta = \frac{2\delta}{D^{111}/2}. \quad (47)$$

Измеренное из осадков, полученных при выбивании атомов вольфрама в направлении $\langle 111 \rangle$, $\eta \sim 10^\circ$, что дает релаксацию атомов, равную

приблизительно 8%. Это значение релаксации близко к теоретически вычисленной для вольфрама и молибдена величине релаксации $\sim 6\%$ ^{70, 71}.

Появление полос, наблюдавшихся на картинах осадков атомов, выбитых из вольфрама, Нельсон и Фармери считают результатом вылетания

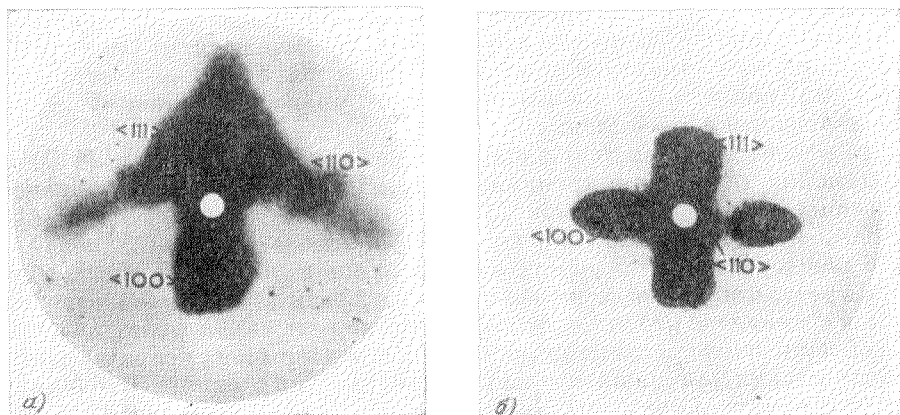


Рис. 30. Картина осадка, полученного при распылении:

а) грани $\{111\}$ монокристалла W ионами Ag^+ с энергией 50 кэв, б) грани $\{110\}$ монокристалла W ионами Ag^+ с энергией 50 кэв.

атомов отдачи, канализированных между соседними $\{110\}$ -плоскостями. Расстояние между этими плоскостями велико по сравнению с другими плоскостями, поэтому пространство между ними относительно прозрачно для атомов отдачи

Аналогичные полосы, наблюдавшиеся на картинах осадков из распыляемых гранецентрированных кубических кристаллов, Нельсон и Томпсон ⁷² также объясняли канализацией атомов отдачи между соседними $\{111\}$ -плоскостями.

Преимущественное распыление атомов в направлениях плотной упаковки в объемноцентрированных кубических кристаллах наблюдалось Юрасовой ⁴⁴ в монокристаллах Fe, Cr и W и Венером и Розенбергом ⁶⁸ в поликристаллических Mo и Fe.

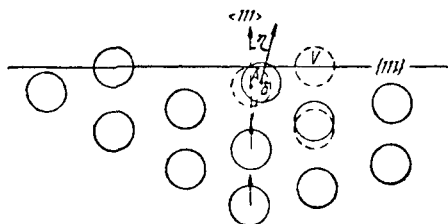


Рис. 31. Влияние поверхностной вакансии на последовательность столкновений атомов в направлении $\langle 111 \rangle$.

8.4. Катодное распыление металлов с решеткой типа алмаза

При распылении монокристаллических шаров из германия и сплава индий — сурьма при бомбардировке ионами Kr с энергией от 1 до 10 кэв Юрасова и Сиротенко ⁴⁴ наблюдали пятна осадка, соответствующие распылению вещества в направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$. Однако по сравнению со случаями распыления кристаллов с гране- и объемноцентрированными кубическими решетками пятна осадка для Ge и InSb получались менее четкими. Появление этих пятен, с точки зрения авторов, не может

быть объяснено эффектом фокусировки. Условие фокусировки $\alpha < 2$ в этом случае не могло выполняться ни для одного из этих направлений, так как иначе сферы двух соседних атомов, располагающихся на расстоянии $a\sqrt{3/4}$ в направлении $\langle 111 \rangle$, стали бы перекрываться.

Кёдам⁵⁷ при бомбардировке монокристаллического Ge не обнаружил распыления в преимущественных направлениях. Однако электронно-графическое исследование мишени показало, что во время бомбардировки на ее поверхности образуются аморфные слои. При нагреве Ge до 500°C кристаллическая структура поверхностного слоя частично восстанавливается, что приводило к появлению слабо выраженного преимущественного направления распыления.

Андерсон^{73, 74} при бомбардировке поверхностей $\{100\}$ и $\{110\}$ монокристаллов германия и кремния ионами Hg, Ag и Ne наблюдал преимущественное выбивание атомов соответственно в направлениях $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, что, возможно, объясняется наличием большого числа атомов в междоузельных позициях на поверхности бомбардируемых образцов. Из результатов своего эксперимента Андерсон делает вывод, что в кристаллах с алмазной решеткой фокусоны не играют такой роли, как в грани- и объемноцентрированных кристаллах. Фокусоны могут образовываться и распространяться лишь в тонких поверхностных слоях бомбардируемых кристаллов. Структура этих поверхностных слоев, очевидно, приближается к объемноцентрированной, иначе невозможно было бы объяснить выбивание атомов в направлении $\langle 100 \rangle$.

8.5. Катодное распыление гексагональных металлов

Юрасова и Муринсон⁷⁵ исследовали катодное распыление монокристалла цинка цилиндрической формы, плоскость основания которого представляла собой базисную плоскость $\{001\}$. Наиболее плотно упакованные направления типа $\langle 110 \rangle$, лежащие в плоскости базиса, были перпендикулярны к оси цилиндра. Распыление осуществлялось в Kг-плазме при напряжении 1,2—1,3 кэВ. Появление после распыления на сферическом коллекторе шести пятен, расположенных по большому кругу сферы на равном расстоянии друг от друга и соответствовавших плотноупакованным направлениям типа $\langle 110 \rangle$, свидетельствовало о том, что для кристалла с гексагональной решеткой преимущественное распыление вещества происходит так же, как и для кубических кристаллов, в направлении плотной упаковки атомов.

8.6. Влияние зарядов ядер движущейся и покоящейся частиц на катодное распыление

Согласно анализу, проведенному Бором⁷⁶, потенциал взаимодействия между движущейся и покоящейся частицами равен

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (48)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды ядер движущейся и неподвижной частиц, a — константа экранирования, r — расстояние между центрами движущейся и неподвижной частиц. Из уравнения (48) видно, что, вообще говоря, эффективный диаметр твердых шаров r зависит не только от E , но и от заряда ядер Z_1 и Z_2 движущейся и покоящейся частиц. Чем больше Z_1 и Z_2 , тем больше r . Отсюда следует, что фокусировка должна лучше всего

выполняться для веществ с большим значением Z . Это находится в согласии с полученными Юрасовой и Сиротенко ⁴⁴ экспериментальными результатами по распылению вольфрама и хрома. Действительно, вольфрам и хром имеют примерно одинаковые значения коэффициента распыления, а постоянная решетки вольфрама даже больше, чем хрома, но тем не менее картина пятен осадка для вольфрама более четкая, чем для хрома. Это, возможно, обусловлено тем, что радиус $r/2$ у вольфрама при прочих равных условиях значительно больше, чем у хрома (так как $Z_w < Z_{Cr}$).

8.7. Влияние температуры мишени на катодное распыление

Нельсон и Томпсон ⁷⁷ исследовали распределение осадков, полученных при распылении грани $\{111\}$ монокристалла золота ионами Ag^+ с энергией 43 кэв в зависимости от температуры кристалла (80—1170° К). Выход распыленных частиц наблюдался ими преимущественно в направлениях, близких к оси кристалла $\langle 100 \rangle$. На рис. 32, а представлены фотографии картин осадков, полученных с образца, нагретого до

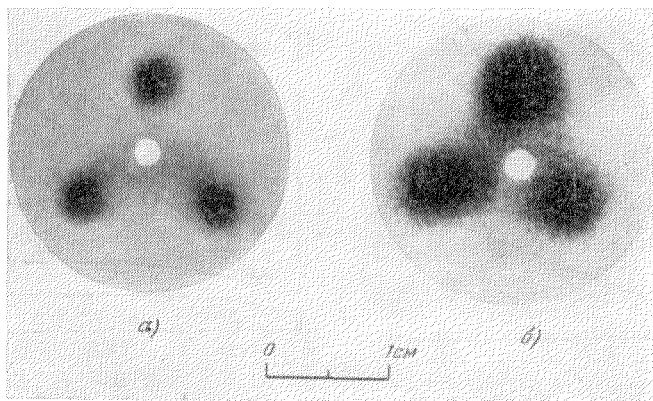


Рис. 32. Картины осадков, полученных при распылении грани $\{111\}$ монокристалла золота ионами Ag^+ с энергией 43 кэв при температуре мишени: а) 370° К и б) 1170° К.

370° К, и образца, нагретого до 1170° К (рис. 32, б). Пятна осадков на обеих фотографиях соответствуют трем направлениям $\langle 110 \rangle$ преимущественного распыления атомов золота. Увеличение температуры образца приводит к возрастанию размеров пятен осадка и повышению их плотности. Количественные измерения плотности напыленных осадков и их углового распределения на экране, проведенные путем облучения осадков потоком тепловых нейтронов с последующим получением автордиограмм, обнаружили линейный рост среднеквадратичного углового отклонения ψ^2 с температурой до 800° К, а выше — более быстрое увеличение (рис. 33). Авторами было также подсчитано число фокусонов, образующихся в золоте при различных температурах во время бомбардировки (рис. 34).

Опыты Юрасовой ⁷⁸ по распылению граней $\{100\}$ и $\{111\}$ монокристалла меди в зависимости от температуры показали, что преимущественное распыление в направлениях плотной упаковки наблюдается в широком интервале температур: от 103° К при охлаждении образца жидким азотом вплоть до температуры испарения 1223° К. Обнаружено было, что

направленный выход частиц распыляемого вещества особенно ярко выражен при температурах монокристалла, не превышающих 723°K . При охлаждении образца жидким азотом четкость отдельных пятен в картине осадка почти не изменялась. Повышение температуры монокристалла до 1223°K приводило к увеличению общего фона на картине осадка и к сильному возрастанию плотности и размеров центрального пятна (рис. 35).

Для того чтобы не было сомнений в механизме преимущественного распыления, Юрасовой⁷⁸ были проведены дополнительные опыты по тепловому испарению монокристалла меди (при температуре 1223°K).

Опыты показали, что независимо от начального состояния поверхности (после полировки, после ионного травления или после нагревания кристалла до высокой температуры) осадок на экране при испарении вещества с грани $\{100\}$ распределяется не в виде отдельных пятен, а по зако-

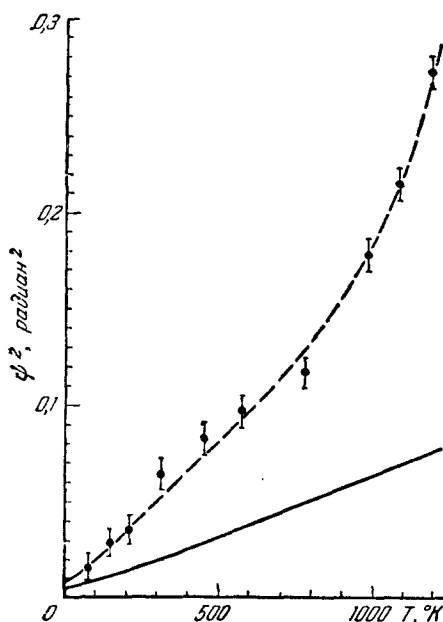


Рис. 33. Зависимость средневекторного углового отклонения ψ^2 от направления $\langle 110 \rangle$ от температуры мишени. Верхняя кривая представляет экспериментально полученные результаты, нижняя вычислена теоретически.

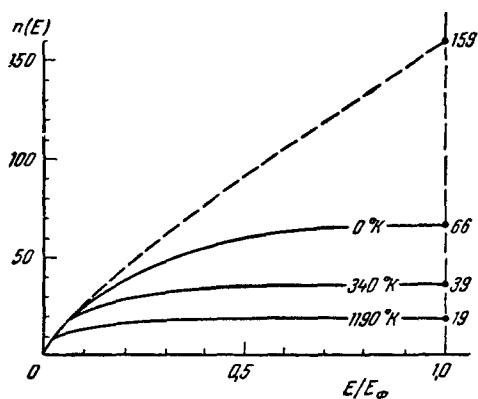


Рис. 34. Число столкновений в фокусон в зависимости от энергии при различных температурах мишени.

Верхняя кривая относится к гипотетическому случаю неподвижной решетки.

ну косинуса (рис. 35, δ). При последующей ионной бомбардировке того же участка поверхности неизменно образуется характерный вид осадка.

Изменения в картине напыления на экран, которые получаются при повышении температуры образца, Юрасова с сотр.⁷⁸ объясняет ослаблением связи атомов в решетке с повышением температуры и усилением тепловых колебаний атомов, что ухудшает условия фокусировки; распыленные атомы выходят из поверхности кристалла с большим отклонением от направления плотной упаковки, чем при низких температурах. Поэтому пятна в направлениях плотной упаковки становятся менее резкими. Кроме того, ослабление связи атомов в решетке, возможно, приводит к тому, что импульс, необходимый для выбивания атомов из поверхности, может передаваться из более глубоких слоев кристалла, аналогично тому, как это имеет место при повышении энергии бомбардирующих ионов⁵⁶. В этом случае выход частиц из поверхности имеет несколько иной механизм, чем при более низких температурах и энергиях, а именно большую вероятность имеет выход атомов (или передача импульса) по кратчай-

шему пути от места возбуждения до поверхности, чем в направлении, наклонном к поверхности, даже вдоль плотноупакованных рядов. Этим можно объяснить усиление центрального пятна по сравнению с боковыми для распыления грани $\{100\}$ при увеличении температуры монокристалла (рис. 35). Это предположение также подтверждается тем, что на картине напыления с грани $\{111\}$ при 823°K (рис. 35) также появляется центральное пятно, которое при 1223°K превосходит по плотности другие пятна и становится значительно шире, чем каждое из них.

Изучая распыление вольфрама при различных температурах, Юрасова и Сиротенко ⁴⁴ обнаружили, что при температуре 1300°C пятна осадка из распыленного вольфрама получались более резко ограниченными, чем при температуре $200-300^\circ \text{C}$. Это явление объясняется ими следующим образом: при увеличении температуры образца происходят два процесса: удаление различных загрязнений с поверхности, что вызывает повышение четкости картин, и увеличение колебаний атомов около положения равновесия, что должно приводить к уменьшению резкости картины осадка. Вероятно, при температуре 1300°C у вольфрама первый процесс превалирует над вторым.

Молчанов, Тельковский и др. ⁷⁹ также изучали влияние температуры монокристалла меди (от 150 до 700°K) при облучении ионами Ag с энергией 27 кэВ нормально к поверхности $\{100\}$ на угловое распределение распыленных частиц. Ими было обнаружено, что с ростом температуры ширина пятна осадка несколько уменьшается, а затем растет незначительно. Однако авторы считают, что плотность тока в ионном пучке и величина дозы облучения в их экспериментах могли оказаться недостаточными для образования искажений, способных повлиять на угловое распределение.

8.8. Изучение углового распределения распыленных частиц при бомбардировке металлов ионными пучками

Изучение углового распределения распыленных частиц представляет не только самостоятельный научный интерес. Выявление закономерностей распыления металлов при углах падения ионов на мишень, близких к скользящему, очень важно для решения многих технических задач, например при исследовании влияния распыления на работу ионных двигателей ¹⁹, и существенно для выяснения механизма катодного распыления ⁸⁰.

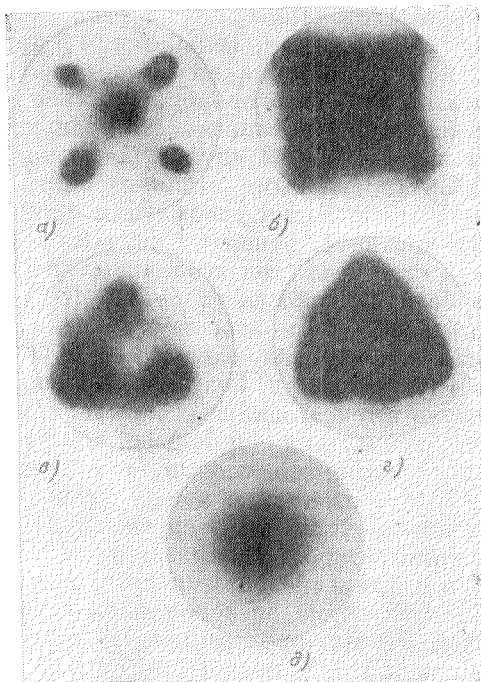


Рис. 35. Картинки осадков, полученных при распылении граней $\{100\}$ (а и б) и $\{111\}$ (с и д) монокристалла меди при различных температурах.

а) 100°C ; б) 950°C ; в) 100°C ; г) 800°C ; д) картина, полученная при испарении вещества с грани $\{100\}$ при 950°C .

Известно, что условие фокусировки столкновений атомов вдоль какой-либо кристаллографической оси определяется отношением зависящего от энергии эффективного диаметра атома к межатомному расстоянию. У некоторых кристаллов расстояния между атомами вдоль разных осей сильно различаются, так что вдоль одних осей возможна фокусировка, вдоль других — невозможна. Изучая анизотропию коэффициента распыления таких кристаллов, можно сделать некоторые выводы о влиянии фокусированных столкновений на распыление ⁸⁰.

Молчановым, Тельковским и др. ^{81, 82} было установлено, что коэффициент распыления возрастает при увеличении угла падения ионов на мишень обратно пропорционально косинусу угла падения. Обнаруженное ими явление независимости распределения распыленных частиц от массы и энергии ионов служит косвенным подтверждением передачи энергии сфокусированными столкновениями.

Анизотропия распыления цинка, имеющего гексагональную плотноупакованную решетку, изучалась Балариным, Молчановым и Тельковским ⁸⁰. Для гексагональных кристаллов направлениями фокусировки в базисной плоскости будут $\langle 100 \rangle$, в других направлениях, в частности $\langle 210 \rangle$, возможна обусловленная соседними рядами атомов непрямая фокусировка, однако передача энергии в этих направлениях быстро затормаживается. Результаты эксперимента подтвердили наличие фокусировки в гексагональных кристаллах и показали, что в среднем коэффициент распыления тем больше, чем больше расстояние между соответствующими атомными слоями, т. е. чем меньше плотность упаковки осей. Тесное соответствие между угловой зависимостью коэффициента распыления и угловым распределением распыленного вещества ⁸³, с точки зрения авторов, указывает на связь анизотропии коэффициента распыления с фокусированными столкновениями в мишени.

Облучение базисной плоскости монокристалла ионами Ag^+ с энергией 30 кэв, проведенное Молчановым, Сошкой и Фаруком ⁸⁴, также обнаружило направленный выход частиц вдоль осей $\langle 101 \rangle$, в результате чего на коллекторе наблюдались шесть пятен осадка. Полуширина углового распределения частиц, распыленных в направлении $\langle 101 \rangle$, была 24°. Таким образом, так же как и в случае кубических кристаллов, для гексагональных структур существует тесное соответствие между угловым распределением распыленных частиц и «провалами» на кривой угловой зависимости коэффициента распыления. Такие «провалы», как показало большое количество экспериментов по катодному распылению ^{85, 86}, наблюдаются только при совпадении направления распространения ионного пучка с направлением плотной упаковки атомов в облучаемом металле.

§ 9. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ УЧАСТИЯ ПРОЦЕССОВ ФОКУСИРОВКИ В ОБРАЗОВАНИИ РАДИАЦИОННЫХ НАРУШЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ

9.1. Электронномикроскопическое наблюдение радиационных нарушений

Брэндон и Боуден ^{88, 89} провели электронномикроскопическое исследование тонких пленок золота до и после их бомбардировки ионами Ag^+ с энергией от 75 до 100 эв. Максимальная энергия, передаваемая атомам золота, составляла 57 % от максимальной энергии бомбардирующего иона. Были обнаружены многочисленные нарушения кристаллической структуры, характер которых сильно зависит от кристаллографической

ориентации бомбардируемых пленок. Плотность дефектов оказалась наибольшей при низкотемпературной бомбардировке (241°K). При бомбардировке при 295°K наблюдались линии, образованные петлями дислокаций размером до 500 \AA вдоль направления $\langle 111 \rangle$ (рис. 36). Так как петли дислокаций, образовавшиеся в результате бомбардировки, наблюдались на глубине 150 \AA под поверхностью пленки, а ионы Ag могут проникнуть под поверхность на глубину одного или двух атомных слоев, авторами было высказано предположение, что образование нарушений на такой глубине от поверхности обусловлено фокусирующими столкновениями атомов.

Амелинкс с сотр.^{90, 91} подвергали облучению осколками деления и α -частицами платиновые фольги и затем исследовали их электронномикроскопически на просвет. Обнаружено было преимущественное образование призматических петель на определенных границах, особенно вдоль когерентных границ двойников (рис. 37). Механизм образования этих дефектов становится ясным при рассмотрении фокусирующейся последовательности столкновений вдоль направления $\langle 110 \rangle$ в облученной платине. Направление $\langle 110 \rangle$ в кристалле платины по одну сторону двойника параллельно направлению $\langle 114 \rangle$ в другой части кристалла. Прибывая на внутреннюю поверхность двойника, фокусирующиеся столкновения внезапно расфокусируются, а так как они доставляют сюда энергию, достаточную для производства смещений, они начинают производить дефекты на границе двойника. На рис. 38 показана когерентная граница двойника, расположенная перпендикулярно плоскости чертежа — плос-

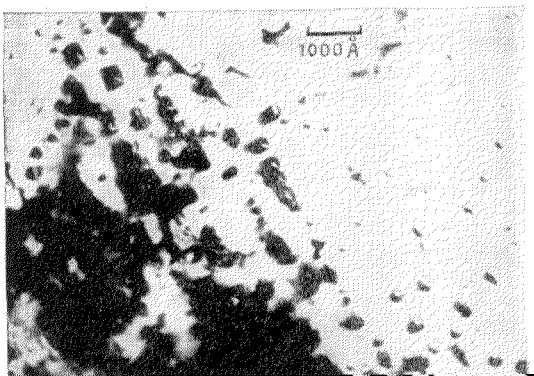


Рис. 36. Электронномикроскопический снимок золотой фольги, облученной ионами Ag с энергией 80 эв .

Отчетливо видны дислокационные петли вдоль направления $\langle 111 \rangle$.

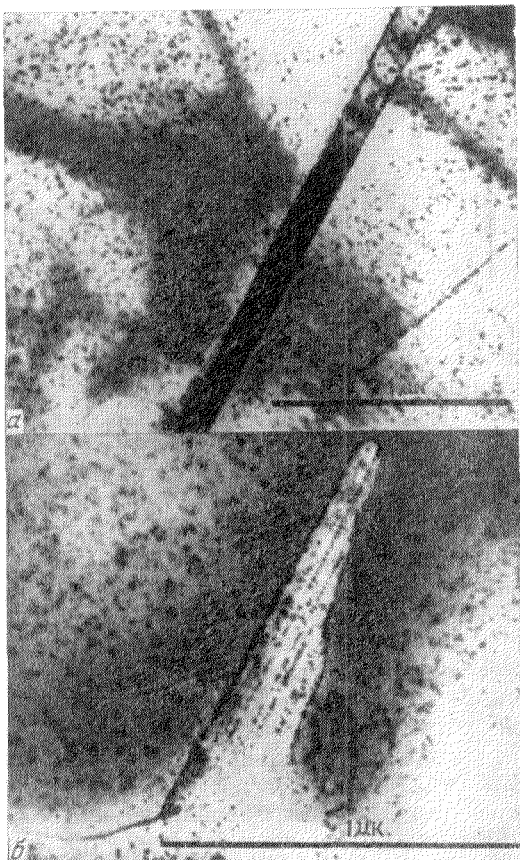


Рис. 37. Преимущественное образование нарушений на когерентных двойниковых границах в платиновой фольге, облученной осколками деления.

Плоскость фольги — $\{110\}$

кости $\langle 110 \rangle$. Ясно, что с большой вероятностью цепочки 1, 2, 3 будут производить смещения атомов 5. Кроме того, атом 3 будет почти наверное выбит из ряда 1, 2, 3. Это показывает, что такие цепочки сфокусированных столкновений из-за расфокусировки на когерентной границе двойника приводят к преимущественному образованию дефектов вдоль этой

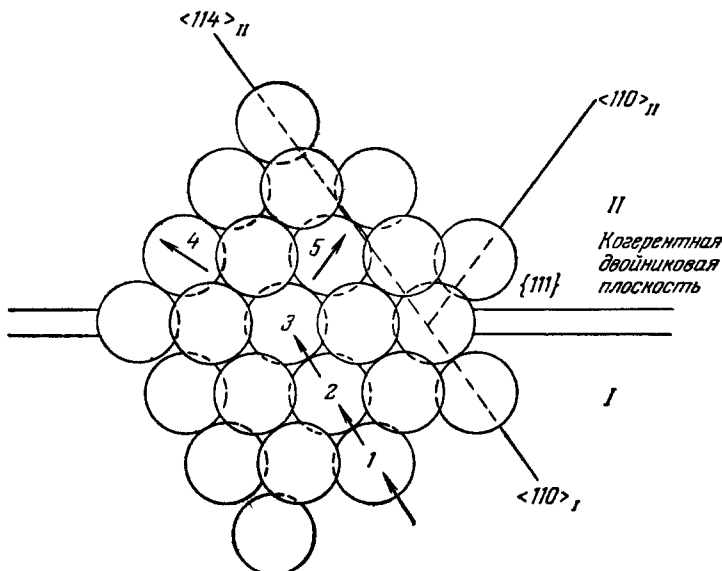


Рис. 38. Схема распространения атомных столкновений в облученной осколками деления платиновой фольге, приводящих к преимущественному образованию нарушений на когерентных двойниковых границах.

границы. Местами зарождения петель, по-видимому, являются скопления вакансий, оставшиеся от предварительной обработки фольги, или же скопления вакансий приводят к уменьшению сфокусированных столкновений и, следовательно, к увеличению нарушений структуры.

9.2. Непосредственное наблюдение радиационных нарушений

Исследования на просвет в электронных микроскопах с разрешением до 10 \AA тонких металлических фольг, подвергшихся облучению, позволяют наблюдать скопления радиационных дефектов большого размера.

Однако многие процессы, происходящие при бомбардировке металлов ядерными частицами, неразрешимы. В частности, электронномикроскопический метод не обеспечивает возможности исследования таких дефектов, как одиночные вакансии и междоузельные атомы.

Только с помощью ионного проектора, обладающего разрешением $2\text{--}3 \text{ \AA}$, Мюллеру⁹³, а затем Брандону и Вальду⁹⁴ удалось наблюдать точечные дефекты, возникающие в вольфраме в результате облучения α -частицами (во время наблюдения в проекторе).

Опыты Мюллера⁹³ показали, что каждое попадание α -частицы становится видимым, причем повреждения видны только со стороны выхода. Имели место смещения примерно $15\text{--}30$ атомов внутри области диаметром около 50 \AA . Две трети смещенных атомов напоминали атомы в междоузельных непосредственно под поверхностью, а около одной трети смещенных

атомов исчезало с поверхности. Это могло представлять собой конец клина зоны смещения на поверхности. Примерно в половине наблюдавшихся Мюллером случаев столкновений одновременно с большими разрушениями в области выхода частицы появлялись меньшие дефекты, например от

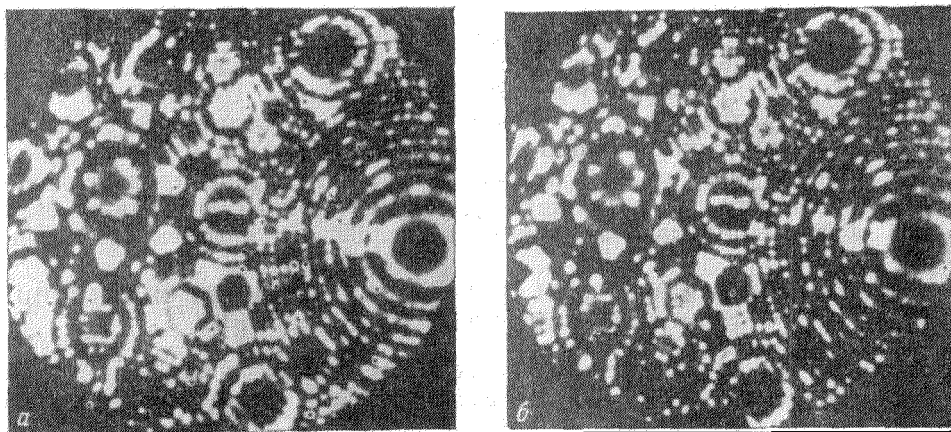


Рис. 39. а) Изображение атомов вольфрама в ионном проекторе, полученное до попадания в вольфрамовое острие α -частицы. Выбитые впоследствии при столкновении атомы отмечены точками. б) Изображение тех же атомов вольфрама после столкновения с α -частицей.

одного до трех расположенных тесной группой атомов в междоузлиях, возникающих в стороне от места основного разрушения, на расстоянии до половины радиуса острия. Мюллер считает, что малые дефекты могут

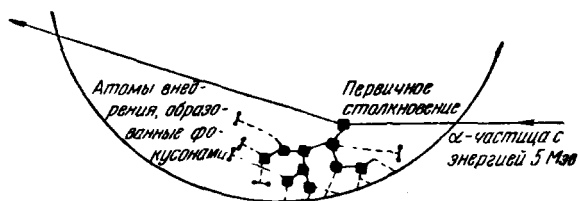


Рис. 40. Схема, объясняющая процесс образования нарушений в острие образца вольфрама в результате столкновения с единичной α -частицей.

Нарушения на поверхности: 1) в результате вторичных столкновений, 2) образованные фокусонами.

отмечать выход удара высокой энергии, произведенного вторичным атомом, ответвившимся от основного трека, или же это может быть результат передачи энергии последовательностями фокусированных столкновений. Необходимо также отметить, что при облучении α -частицами никогда не наблюдалось образования кратера, которого можно было бы ожидать, если бы в зоне смещения возросла температура.

На рис. 39 представлены снимки одного и того же облученного участка вольфрама до и после попадания α -частицы. Снимки получены Брэнденом и Вальдом ⁹⁴ при облучении 5-Мэв α -частицами вольфрамового острия в проекторе. Выбитые с поверхности атомы отмечены на рис. 39, а точками. Атомы, перешедшие в новые положения на поверхности, отмечены аналогично на рис. 39, б. Видно, что в пространственном

угле $\sim \pi$ выбито около 40 атомов. Если принять, что виден каждый пятый узел в кристаллической решетке, общее число последовательных столкновений от исходного удара α -частицы должно быть около 800. Нарушения структуры на поверхности наблюдаются на расстоянии более 200 Å от места первоначального столкновения. Это расстояние значительно больше того, на какое мог бы переместиться в металле атом, на который пришелся первый удар. На рис. 40 представлена схема последовательных смещений в результате попадания α -частицы, которая помогает разобраться в наблюдаемой картине. Импульс, полученный атомом металла при столкновении с α -частицей, последовательно передается сфокусированными атомными столкновениями вдоль плотноупакованных рядов $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ к поверхности на другой стороне вольфрамового острия. В результате удаления атомов на концах этих рядов образуются вакансии, видные на рис. 39, б в виде темных пятен.

§ 10. ОБЪЯСНЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ФОКУСИРОВКОЙ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

При изучении энергетической зависимости повреждений в чистой меди и меди с примесью Be, Ag или Au, возникших в результате электронного облучения при температуре 4,2° К, Сосиным⁹⁵ было установлено, что результаты исследований хорошо согласуются с механизмом фокусирующихся столкновений вдоль плотноупакованных направлений. Благодаря использованию этого механизма удалось объяснить происхождение смещений на сравнительно большом расстоянии от места начального соударения электрон — атом, что другими механизмами при таких температурах не объяснимо.

Механизм, использованный Сосиным, может быть применен для объяснения эффекта упрочнения монокристаллов меди при облучении потоком электронов, обнаруженного Мэйкином и Блюиттом⁹⁶. Согласно их предположению, наиболее вероятным фактором, обуславливающим упрочнение, является образование сильно диспергированных препятствий в кристаллической решетке, блокирующих движение дислокаций, причем эти препятствия должны быть весьма малы, так как они не обнаруживаются под электронным микроскопом. Согласно же механизму фокусирующихся столкновений, такие препятствия движению дислокаций могут появиться в результате пересечения фокусами дислокаций.

Лейбфрид¹⁰, рассматривая результаты работы Томпсона, Блюитта и Холмса⁹⁷ по влиянию низкотемпературного нейтронного облучения на механические свойства монокристалла меди, применил механизм фокусирующихся столкновений для объяснения уменьшения внутреннего трения. В сильно деформированных металлах, таких, как медь, с высокой плотностью дислокаций эффекты низкотемпературного облучения не могут быть объяснены старыми теориями радиационных нарушений, так как дефекты при таких температурах неподвижны.

Биллингтоном⁹⁸ было показано, что вблизи конца пробега вторичных смещенных частиц в облученной нейтронами меди возникают тепловые вспышки, которые, как он предположил, приводят к появлению небольших расплавленных областей. Лейбфрид¹⁰, оценивая максимальную температуру в области возможной тепловой вспышки в меди, показал, что области расплавления здесь могут не образовываться, так как температура будет достигать всего 500° С. Остальная энергия смещенного атома будет распространяться в большом объеме с помощью фокусов.

В то же время исследование Томпсоном⁹⁹ возникающих в золоте при бомбардировке ионами Xe^+ и Ar^+ с энергией 43 кэв тепловых вспышек

показало, что атомы осадка на экране получаются в результате испарения из областей локального разогрева. Такие области возникали при тепловых вспышках, дающих температуру до 1750°K . Обнаружено было, что радиус области локального разогрева ($\sim 110 \text{ \AA}$) зависит в большей степени от последовательностей фокусирующихся столкновений, чем от энергии атомов отдачи.

Фокусирующие процессы могут оказать влияние на изменение механических свойств монокристаллов металлов с гексагональной решеткой в случае соответствующей их ориентировки по отношению к бомбардирующему потоку. Примером этому могут служить опыты Троицкого и Лихтмана¹⁰⁰ по облучению электронами и γ -лучами монокристаллов цинка в хрупком состоянии. Многочисленные опыты, выполненные ими по растяжению амальгамированных монокристаллов цинка, подвергаемых в процессе деформации облучению, показали, что существенное значение имеет ориентация плоскости базиса кристалла по отношению к направлению излучения. В тех случаях, когда плоскость базиса располагалась перпендикулярно потоку частиц (рис. 41, а), наблюдалось значительное охрупчение, тогда как при параллельном расположении базиса (рис. 41, б) имело место возрастание пластичности, т. е. предельного удлинения.

Это явление имеет место также на монокристаллах цинка в условиях естественной хладноломкости (при -196°C).

Согласно предположениям авторов, одно из объяснений обнаруженного явления — возможное возникновение

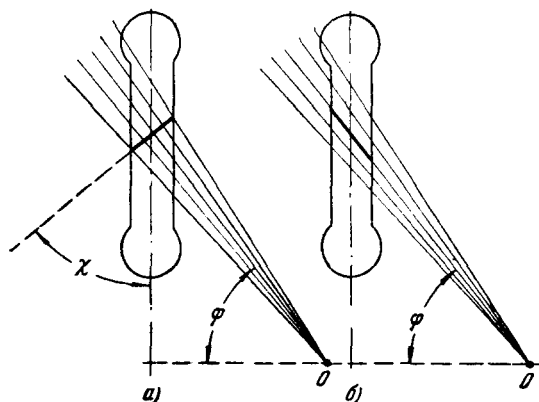


Рис. 41. Положение плоскости базиса монокристаллических образцов цинка относительно потока частиц, испускаемых источником, расположенным в точке O .

а) Поперечное положение базиса; б) продольное, после поворота образца вокруг своей оси на 180° .

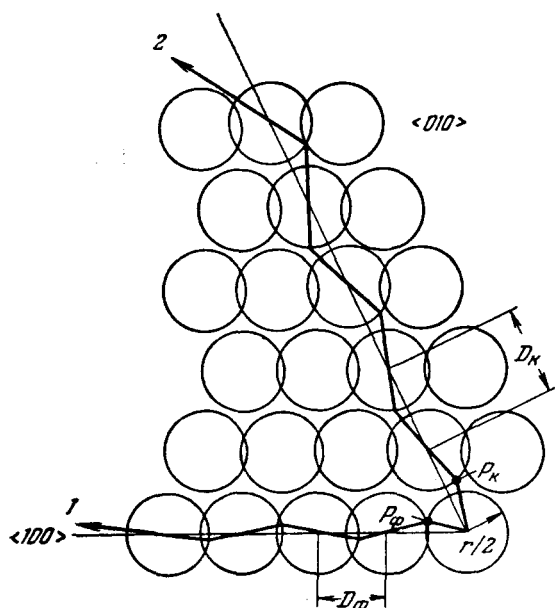


Рис. 42. Образование фокусонов и круднионов в $\alpha - \text{U}$.

препятствий перед движущимися дислокациями в случае перпендикулярного пучку расположения базиса, что приводит к быстрому накоплению дислокаций перед этими препятствиями и даже образованию хрупкой трещины. Такие препятствия, с нашей точки зрения, могут

возникать благодаря фокусирующимся столкновениям атомов, которые могут вызвать дефекты Френкеля при пересечении дислокаций и этим тормозить их движение.

В связи с результатами опыта Троицкого и Лихтмана может быть высказано предположение, что ускорение ползучести монокристаллов кадмия в результате облучения его поверхности α -частицами, обнаруженное Андраде¹⁰¹, может быть объяснено соответствующей ориентировкой образцов по отношению к пучку α -частиц. Гарбер и Гиндин¹⁰², рассматривая результаты этой работы, отмечают, что интенсивность облучения и глубина проникновения настолько были ничтожны, что до сих пор наличие такого эффекта вызывает удивление. Отрицательные результаты, полученные при попытке воспроизвести этот опыт при более интенсивном облучении¹⁰³, могут быть объяснены, с нашей точки зрения, тем, что не была воспроизведена ориентировка кристаллов по отношению к пучку бомбардирующих частиц.

Фокусирующие эффекты, как высказался недавно Зейтц¹⁰⁴, могут играть значительную роль в процессах упорядочения — разупорядочения в сплавах, компоненты которых состоят из атомов с почти равными массами, например медь — цинк.

Возможно, что и обнаруженное Даунтреппе с сотр.¹⁰⁵ упорядочение при облучении нейтронами в магнитном поле сплава 50% Fe — 50% Ni может быть объяснено фокусировкой атомных столкновений. Ведь направление намагничивания, приводившего к возникновению одноосной анизотропии, совпадало с направлениями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$.

Фокусировкой атомных столкновений объясняет Гонзер¹⁰⁶ радиационное удлинение α — U и связанные с этим явления (рис. 42). Он считает, что наблюдаемый при высоких температурах переход от анизотропного радиационного удлинения к изотропному радиационному разбуханию обусловлен дефокусировкой последовательных атомных столкновений.

§ 11. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОКУСИРОВКИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

11.1. Исследование катодного распыления в тлеющем разряде

Физике и технике получения тлеющего разряда посвящено большое количество работ¹⁰⁷⁻¹⁰⁹. Специфика получения тлеющего разряда для исследования катодного распыления заключается в том, что должны быть выполнены следующие условия эксперимента¹¹⁰.

1) Средняя длина свободного пробега ионов и распыленных атомов должна быть больше размеров установки во избежание обратной диффузии распыленных атомов на мишень и для гарантии строго определенной энергии ионов. Эти условия могут быть выполнены в разряде при достаточно низком давлении.

2) Плотность ионного тока должна быть высокой при низком давлении остаточных газов, чтобы избежать загрязнения поверхности.

3) Для обеспечения нормального падения ионов мишень должна быть достаточно большой и без острых краев.

4) Падение напряжения на разряде должно быть достаточно низким, чтобы не образовывались многократно заряженные ионы.

5) Должен быть хорошо определен угол падения ионов на мишень. Энергия соударения ионов в тлеющем разряде определяется обычно отрицательным напряжением, приложенным к мишени относительно анода.

Выход распыления (атомы/ионы) может быть найден, если измерена убыль веса W (g) мишени. Тогда, зная ионный ток I (a) и время распыления t ($сек$), можно получить выход распыления

$$\gamma = 10^5 \frac{W}{At} , \quad (49)$$

где A — атомный номер.

Довольно чувствительным методом определения убыли материала в результате распыления является взвешивание мишени на кварцевых микровесах, позволяющих обнаруживать изменения веса порядка $0,14 \pm 0,05$ мкг. Взвешивание осуществляется в вакууме с давлением 10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст.¹¹¹.

При больших энергиях бомбардирующих ионов, а также если исследуемый материал имеет низкую температуру плавления, осуществляется охлаждение мишеней либо продуванием воздуха через полый держатель мишени¹¹², либо проточной водой или жидким азотом.

На рис. 43 показано устройство прибора, в котором Венер⁵¹ осуществлял изучение распыления различных металлов ионами Hg с энергией 300 эв и понным током 10 ма/см² из плазмы высокой плотности, получаемой в тлеющем разряде.

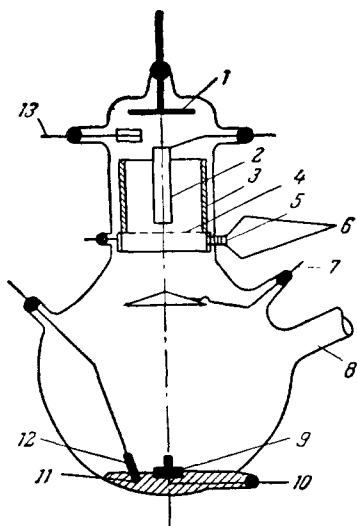


Рис. 43. Разрядная лампа.

1— Отражатель; 2— мишень; 3— стеклянный коллектор; 4— графитовая сетка; 5— кольцо из нержавеющей стали; 6— резиновые прокладки; 7— вспомогательный анод; 8— к вакуумному насосу; 9— анкер катодного пятна; 10— катод; 11— ртуть; 12— поджигающий электрод; 13— анод.

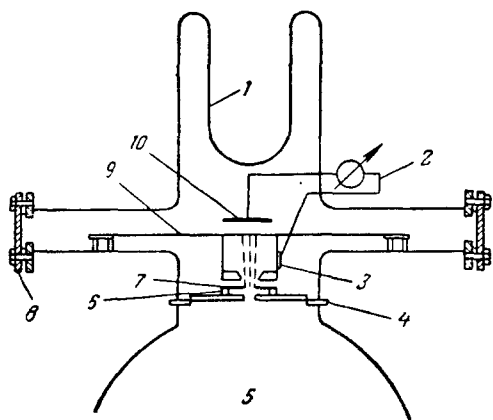


Рис. 44. Установка для распыления металлических мишеней ионами Hg из тлеющего разряда.

1— Ловушка с жидким азотом; 2— высокое напряжение —4 ÷ —15 кэв; 3— ускоряющее кольцо; 4— сетка под напряжением +15 в; 5— область тлеющего разряда; 6— стеклянное кольцо; 7— анод под напряжением +22 в; 8— приспособление для перемещения в плоскости; 9— фольга мишени с магнитом; 10— коллекторная пластина.

Распыление ионами Hg более высоких энергий (4—15 кэв, плотность ионного тока на мишени $0,32$ (4 кэв) — $2,8$ (15 кэв) ма/см²) осуществлялось Венером и Розенбергом⁶⁸ в приборе, схематическое изображение которого приведено на рис. 44. В обоих приборах с тлеющим разрядом использовались жидкие катоды (Hg).

Нельсон и Томпсон⁴⁵ для распыления металлов ионами Ar^{+} и Xe^{+} использовали тлеющий разряд (10 кэв) между цилиндрическим анодом и плоским катодом. Ионный пучок, выходящий через цилиндрическую щель в катод (диаметром 1 и длиной 10 мм), фокусировался на мишень. Полученные в этом приборе ионные токи достигали величины 15 мка в случае Ar и 5 мка в случае Xe.

11.2. Исследование катодного распыления с помощью ионных пучков

Использование ионных пучков для изучения распыления металлов дает ряд преимуществ по сравнению с распылением в плазме тлеющего разряда, где невозможно точно определить количество, энергию и угол падения ионов на мишень^{113—115}.

На рис. 45 приведена схема экспериментальной установки, применявшейся Юрасовой с сотр.⁵⁸ для изучения анизотропии катодного распыления. Пучок ионов создавался ионной пушкой с источником типа Арденне¹¹⁶, с двойным контрагированием плазмы, усовершенствованным рядом авторов¹¹⁷.

Ионная пушка позволяла получать хорошо сфокусированные (диаметром 6—12 мм) пучки ионов Ar и H с током соответственно до 3 и 20 ма при ускоряющем напряжении 50 кэв. Ионный пучок после ускорения и фокусировки одиночной электро-

статической линзой проходил сквозь отверстие (диаметром 4—8 мм) в кварцевом экране и попадал на образец. Перед образцом параллельно его рабочей плоскости помещался слюдяной экран или стеклянный коллектор, на который осаждались частицы распыленного вещества.

Бредли и Руэдл¹¹⁸ в установке для распыления (рис. 46) получали ионный пучок путем ионизации нейтрального газа электронным пучком. Полученные таким

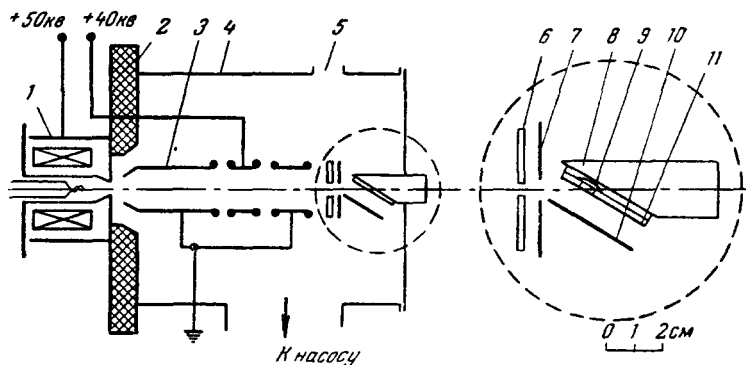


Рис. 45. Схема установки для изучения катодного распыления.

1— Ионный источник; 2— изолятор; 3— одиночная электростатическая линза; 4— контейнер; 5— смотровое окно; 6— кварцевый экран; 7, 10— стеклянные коллекторы; 8— медный держатель; 9— монокристалл меди; 11— слюдяная диафрагма.

образом ионы затем ускорялись до 1 кэв. Максимальная плотность тока, достигавшаяся в этой установке, была 10 ма/см^2 . Бомбардировка исследуемых мишеней могла осуществляться ионами Ar^+ , N , O , Xe^+ . Выбиваемые из мишени частицы ионизировались электронным пучком и затем анализировались.

Для изучения распыления атомов с обратной стороны мишени из поликристаллической золотой фольги в $20\text{--}25 \text{ мг/см}^2$, со строго определенной ориентацией кристаллитов, Нельсон и Томпсон⁴⁶ применяли протоны из ускорителя типа Ван-де-Граафа.

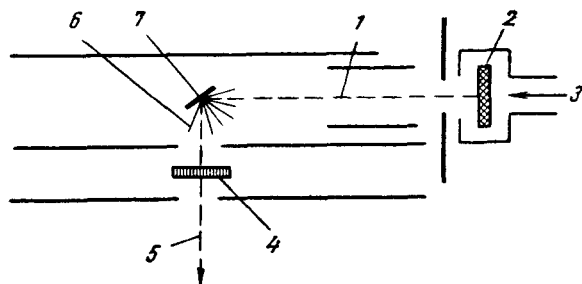


Рис. 46. Установка для анализа распыленных частиц.

1— Первичный (бомбардирующий) ионный пучок; 2— электронный пучок; 3— нейтральный газ; 4— вторичный ионный пучок, направляемый в анализатор; 5— электронная линза, ионизирующая распыленные частицы мишени; 6— распыляемые частицы; 7— мишень.

Ускоритель позволял получать протоны с энергиями от 0 до $0,6 \text{ Мэв}$. Энергия протонов для каждой мишени подбиралась экспериментально. Она соответствовала максимальной энергии протонов, при которой все протоны проходили через мишень. Температура мишени во время облучения поддерживалась равной 200°C . Выходящие с обратной стороны мишени атомы золота осаждались в вакууме на стеклянной пластинке, покрытой для улучшения прилипания слоем алюминия.

Представляет большой интерес метод изучения распределения осадка на коллекторе, применявшийся Нельсоном и Томпсоном и др.^{46,47}. Так как число распыленных атомов, осевших на коллектор, может быть очень мало ($\sim 10^{13}$), плотность осадка

невозможно определить фотометрированием. Поэтому коллектор с отложившимися на нем атомами подвергался облучению в течение 5 дней в ядерном реакторе тепловыми нейтронами (10^{12} нейтрон/см²сек). Распределение атомов осадка на коллекторе определялось затем либо с помощью радиоавтографии, либо счетчиком Гейгера — Мюллера.

В некоторых работах ^{47, 99} бомбардировка мишеней осуществлялась ионами с энергией до 50 кэв, полученными в Харульском ускорителе тяжелых ионов ¹¹⁹. На рис. 47, а приведена схема эксперимента по изучению влияния температуры на атомные столкновения в монокристаллической золотой фольге при бомбардировке мишени

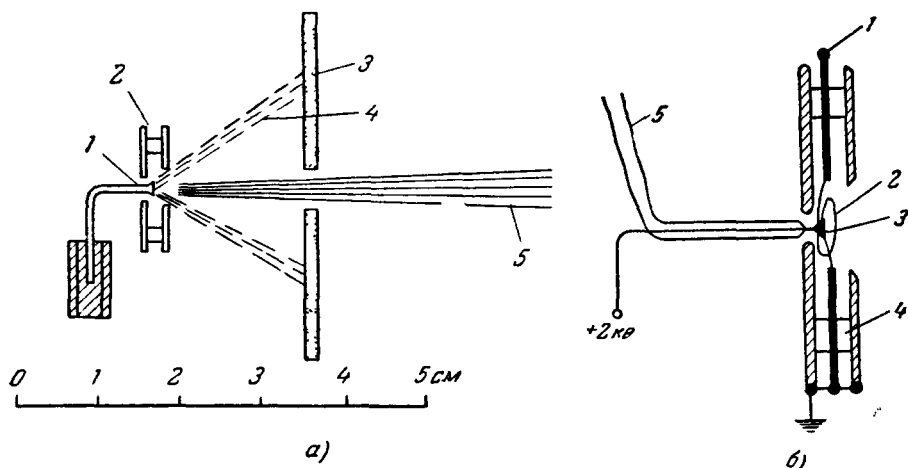


Рис. 47. а) Схема распыления ионным пучком мишени, нагреваемой электронной бомбардировкой: 1 — мишень, 2 — электронная пушка, 3 — коллектор, 4 — выбиваемые атомы, 5 — ионный пучок. б) Детали электронной пушки для нагревания мишени: 1 — токовая нить, 2 — нить накала, 3 — мишень, 4 — стеклянный изолятор, 5 — проволоочки термомпары.

ионами Ag из указанного выше ускорителя. Выбитые атомы осаждались на кварцевом коллекторе. Нагрев мишени до 1170°C осуществлялся бомбардировкой ее электронным пучком с энергией 2 кэв и максимальным током 2 ма (рис. 47, б). Картины осадков, полученных в результате распыления, получались методом радиоавтографии.

11.3. Исследование катодного распыления с помощью электронного микроскопа

Хайманн ⁶³ с помощью созданной им на базе вертикального электронного дифрактометра установки изучал избирательное распыление металлических кристаллов при бомбардировке их ионами Ag с энергией, регулируемой от 0 до 20 кэв, плотностью ионного пучка 2 ма/мм², получаемыми с помощью ионной пушки, встроенной в колонну дифрактометра. Установка позволяла проводить визуальное наблюдение за распыляемыми мишенями и осуществлять фотографирование их поверхностей с увеличением до $2000\times$ через специальный оптический микроскоп, смонтированный в колонну дифрактометра, а также производить определение ориентаций поверхностей исследуемых образцов и изучать изменения их структуры при бомбардировке методом микродифракции. Держатель образцов позволял осуществлять их нагрев до 1500°C и наклонять образцы в пределах от 0 до 70° . С поверхностей образцов, подвергнутых ионной бомбардировке, затем снимались угольно-платиновые реплики, которые просматривались в электронном микроскопе с разрешением 30—40 Å. Электронномикроскопические снимки, полученные с таких реплик, приведены на рис. 31.

Для чувствительного измерения выхода распыления при бомбардировке металлических моно- и поликристаллических пленок ионами низких энергий (30—200 эв) Медвед и Поппа ^{120, 121} применяли электронный микроскоп Хиташи HU-10 с встроенной в камеру объектов ионной пушкой (рис. 48) и фарадеевым цилиндром в плоскости расположения дифракционного изображения (работа в режиме микродифракции). Ионная пушка позволяла получать ионы Kt^+ , Ag^+ и Ne^+ . Контроль за распылением был основан на зависимости ослабления рассеяния электронного пучка микроскопа от толщины образца. Этим методом было возможно измерять изменения толщины в 4 Å (при

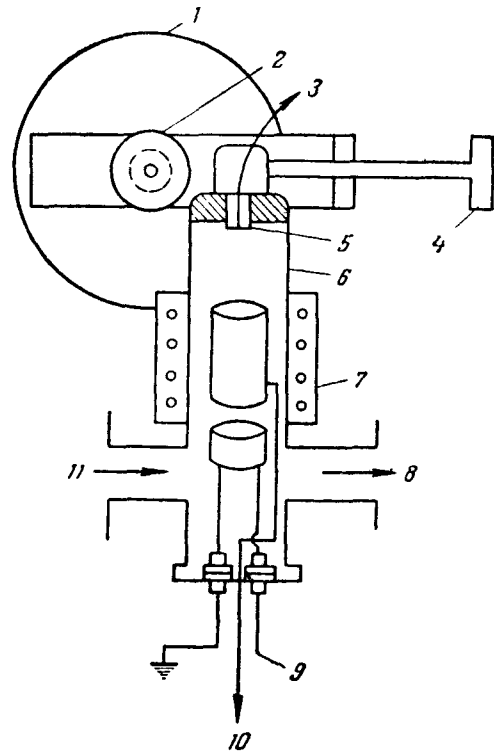


Рис. 48. Схема монтажа ионной пушки в колонне электронного микроскопа.

1— Колонна электронного микроскопа; 2— положение камеры образцов в положении наблюдения; 3— направление поворота образца; 4— вытаскивающий и поворачивающий механизм для перемещения образца из положения распыления в положение наблюдения; 5— образец; 6— разрядная область; 7— магниты; 8— к насосу; 9— нити управления и тепловой защиты; 10— положительное напряжение; 11— вакуум насос.

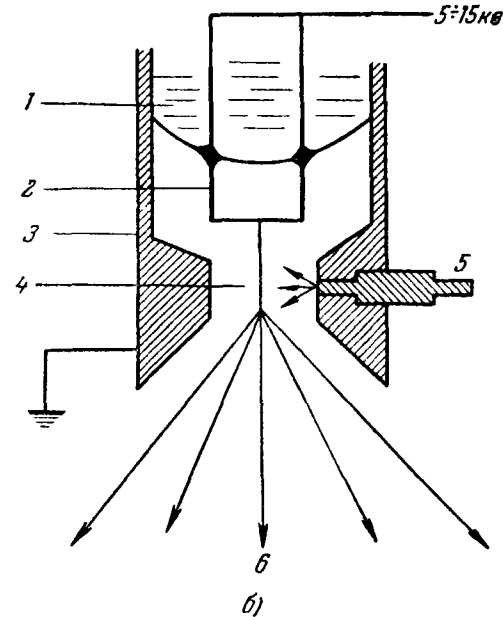
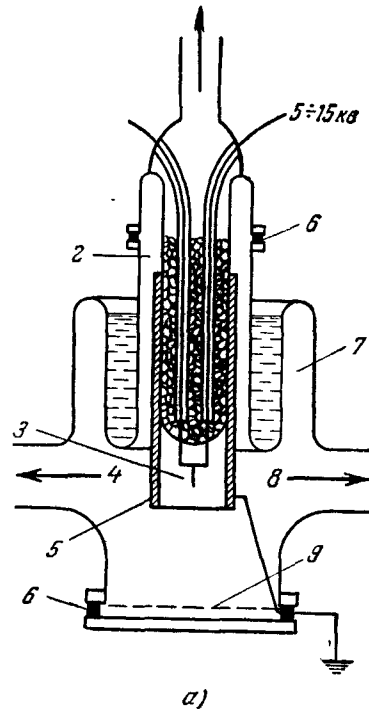


Рис. 49. а) Схема ионного проектора: 1— Центробежный насос, 2— сухой азот, 3— образец, 4— к вакуумным насосам, 5— медный цилиндр, 6— затвор из металлического индия, 7— жидкий азот, 8— ловушка к гелиевому баллону, 9— флуоресцирующий экран. б) Схема устройства для бомбардировки образца α -частицами в ходе наблюдения в проекторе: 1— жидкий азот, 2— вольфрамовые стержни, 3— медный цилиндр, 4— образец, 5— источник α -частиц, 6— ионы гелия, движущиеся от острия образца к экрану.

толщине пленки 100 \AA). Предел чувствительности по потере массы зависел от сечения электронного пучка и для диаметра 2 мк составлял $2 \cdot 10^{-14} \text{ г}$. Одновременно с измерением выхода распыления возможно было проводить наблюдение за изменениями структуры объектов, подвергавшихся ионной бомбардировке.

Гораздо большие энергии бомбардирующих ионов (до 4 кэв при плотности ионного тока 2 мкА/мм^2) были получены Кастайнгом и Джонфреем¹²² с помощью ионной пушки, вмонтированной в электронный микроскоп вблизи объектодержателя. Ось ионного пучка была наклонена к оси электронного микроскопа под углом 30° . Такое устройство позволяло проводить наблюдения за изменениями в структуре монокристаллических пленок золота в процессе ионной бомбардировки. Характерные штриховые искажения, полученные при бомбардировке и совершенно затемнявшие картины фазового контраста, полностью устранялись последующим отжигом.

11.4. Наблюдение фокусов с помощью ионного проектора

На рис. 49, а представлена схема ионного проектора, с помощью которого Брэндон и Вальд (см.¹²³) наблюдали точечные дефекты, возникавшие в вольфраме в результате облучения. Они облучали образец в ходе наблюдения в проекторе α -частицами, испускаемыми полониевым источником, расположенным около образца. Схема экспериментальной установки дана на рис. 49, б. В среднем за каждые 3 часа в острие образца попадала одна α -частица.

11.5. ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ МОНО- И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

Для получения тонких (от 100 \AA до $1\text{--}3 \text{ мк}$) монокристаллических пленок обычно применяются широко используемые в электронномикроскопической технике¹²⁴ методы испарения металла в вакууме на определенным образом ориентированные поверхности нагретых ионных кристаллов^{45,125}.

Поликристаллические фольги получают прокаткой и последующим отжигом, что приводит к определенной преимущественной ориентации до 90% кристаллитов в них⁴⁷, или химическим утончением¹²¹.

Так как на результаты исследований распыления оказывают значительное влияние загрязнения поверхностей мишеней, то перед экспериментом обычно осуществляется их очистка ионной бомбардировкой.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Seitz, J. S. Koehler, Solid State Physics, F. Seitz and D. Turnbull ed., vol. 2, N. Y., 1956.
2. G. H. Kinchin, R. S. Pease, Repts. Progr. Phys. 18, 1 (1955) (см. перевод: УФН 60, 590 (1956)).
3. C. Lehmann, Nukleonik 3, 1 (1961).
4. Дж. Динс, Дж. Винйард, Радиационные эффекты в твердых телах, ИЛ, М., 1960.
5. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, Атомная энергия 6, 391 (1959).
6. J. A. Brinkman, J. Appl. Phys. 25, 961 (1954) (см. перевод в сб. «Действие ядерных излучений на структуры и свойства металлов и сплавов», М., Металлургиздат, 1957).
7. J. A. Brinkman, Amer. J. Phys. 24, 246 (1956).
8. G. K. Wehner, J. Appl. Phys. 25, 270 (1954).
9. R. H. Silsbee, J. Appl. Phys. 28, 1246 (1957).
10. G. Leibfried, J. Appl. Phys. 30, 1388 (1959).
11. G. Leibfried, J. Appl. Phys. 31, 117 (1960).
12. C. Lehman, G. Leibfried, Z. Phys. 162, 203 (1961).
13. P. H. Dederichs, G. Leibfried, Z. Phys. 170, 320 (1962).
14. E. M. Baroody, Phys. Rev. 124, 745 (1961).
15. R. Freyre, в сб. Radiation Damage in Solids (Venice, May 7—11, 1962), vol. 1, Vienne, 1962, стр. 87.
16. J. B. Gibson, A. N. Goland, G. H. Vineyard, Phys. Rev. 120, 1229 (1960) (см. перевод: УФН 74, 435 (1961)).
17. D. E. Harrison, J. Appl. Phys. 32, 924 (1961).
18. D. McKewon, Rev. Sci. Instr. 32, 27 (1961) (на русском языке).

19. Сб. «Ионные плазменные и дуговые ракетные двигатели», М., Госатомиздат, 1961 стр. 73.
20. R. S. Pease, *Rend. Scuola internaz. fis. E. Fermi* 13, 158 (1961).
21. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М. Физматгиз 1961.
22. F. Seitz, *Disc. Farad. Soc.* 5, 271 (1949).
23. E. C. H. Silk, R. S. Barnes, *Phil. Mag.* 4, 970 (1959).
24. R. S. Barnes, D. J. Mazey, *Phil. Mag.* 5, 1247 (1960).
25. R. S. Barnes, G. B. Redding, A. N. Cottrell, *Phil. Mag.* 3, 97 (1958).
26. R. S. Barnes, *Disc. Farad. Soc.* 31, 38 (1961).
27. G. W. Pashley, A. E. B. Presland, *Phil. Mag.* 6, 1003 (1961).
28. F. Seitz, *Phys. to day* 5, 6 (1952).
29. А. М. Косевич, Л. В. Танатаров, *ФТТ* 2, 3012 (1960).
30. U. Gonser, B. Okkerse, *Phys. Rev.* 105, 757 (1957).
31. F. E. Fujita, U. Gonser, *J. Phys. Soc. Japan* 13, 1068 (1958).
32. U. Gonser, B. Okkerse, *J. Phys. Chem. Solids* 7, 55 (1958).
33. Westmacott, A. C. Roberts, R. S. Barnes, *AERE-R* 4096, 1 (1962).
34. M. J. Makin, A. D. Whapham, F. Minter, *Phil. Mag.* 7, 285 (1962).
35. С. Т. Конобеевский, *Атомная энергия*, № 2, 63 (1956).
36. G. H. Kinchin, R. S. Pease, *J. Nucl. Energy* 1, 200 (1955).
37. L. R. Aronin, *J. Appl. Phys.* 25, 344 (1954).
38. H. B. Huntington, *Phys. Rev.* 91, 1092 (1953).
39. H. Paneth, *Phys. Rev.* 80, 708 (1950).
40. W. M. Lomer, A. H. Cottrell, *Phil. Mag.* 46, 711 (1955).
41. A. Seeger, *Proc. 2nd UN Int. Conf. PUAE* 6, 250 (1958).
42. A. Seeger, в сб. *Radiation Damage in Solids* (Venice, May 7—11, 1962), vol. 1, Vienne, 1962, стр. 10.
43. A. N. Cottrell, *Metallurg. Rev.* 1, 479 (1956).
44. В. Е. Юрасова, И. Г. Сиротенко, *ЖЭТФ* 41, 1358 (1961).
45. R. S. Nelson, M. W. Thompson, *Proc. Roy. Soc., Ser. A* 259, 458 (1961).
46. J. A. Brinkman в сб. *Radiation Damage in Solids*, Intern. Summer School Lectures at Ispra, 1960.
47. R. S. Nelson, B. W. Farmer, *AERE-R* 4192, 1 (1962).
48. M. Balarin, *Phys. Status Solidi* 2, 60 (1962).
49. G. K. Wehner, *J. Appl. Phys.* 25, 270 (1954).
50. G. K. Wehner, *J. Appl. Phys.* 26, 1056 (1955).
51. G. K. Wehner, *Phys. Rev.* 102, 690 (1956).
52. E. Langberg, *Phys. Rev.* 111, 91 (1958).
53. В. Е. Юрасова, *ЖТФ* 28, 1966 (1958).
54. В. Е. Юрасова, Г. В. Сливак, Ф. Ф. Кушнир, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 23, 744 (1959).
55. M. Koedam, A. Hoogendoorn, *Physica* 26, 351 (1960).
56. В. Е. Юрасова, Н. В. Плешивцев, И. В. Орфанов, *ЖЭТФ* 37, 966 (1958).
57. M. Koedam, *Philips Res. Rep.* 16, 101, 226 (1961).
58. G. K. Wehner, *Appl. Sci. Res. (Hague)* B5, 334 (1957); *Proc. 3rd Int. Conf. Ioniz. Phen. Gases*, Venice, 1957, стр. 1125.
59. M. Koedam, *Proc. 4th Int. Conf. Ioniz. Phen. Gases*, Uppsala, 1954, стр. 252.
60. B. D. Perovic, *Bull. Inst. Nucl. Sci.* 11, 37 (1961).
61. R. S. Nelson, M. W. Thompson, *Phil. Mag.* 7, 1425 (1962).
62. P. Haymann, K. Mihamma, *Proc. Europ. Reg. Conf. Electron Microscopy* (Delft, 1960), vol. 1, Delft, S. A., стр. 253.
63. P. Haymann, *Métaux* (Corrosionindustries) 37, No. 441—444 (1962).
64. P. K. Rol, J. M. Fluit, J. Kisteraker, *Proc. 3rd Int. Conf. Ioniz. Phen. Gases*, Venice, 1957, стр. 871.
65. M. Koedam, *Physica* 25, 742 (1959).
66. C. D. O'Brain, A. Lindner, W. J. Moore, *J. Chem. Phys.* 29, 3 (1958).
67. B. Cobic, B. Perovic, *Proc. 4th Int. Conf. Ioniz. Phen. Gases*, Uppsala, 1959, стр. 260.
68. G. K. Wehner, D. Rosenberg, *J. Appl. Phys.* 31, 177 (1960).
69. M. W. Thompson, *Nucleonics*, No. 6, 133 (1960).
70. A. Grifalco, J. R. Streetman, *J. Phys. Chem. Solids* 4, 182 (1958).

71. A. Grifalco, V. G. Weizer, J. Phys. Chem. Solids 12, 260 (1960).
72. R. S. Nelson, M. W. Thompson, Phys. Letts. 2, 124 (1962).
73. G. S. Anderson, G. K. Wehner, J. Appl. Phys. 31, 2305 (1960).
74. G. S. Anderson, J. Appl. Phys. 33, 2017 (1962).
75. В. Е. Юрасова, Э. А. Мурунсон, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 1445 (1962).
76. Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещество, М., ИЛ, 1950.
77. R. S. Nelson, M. W. Thompson, Phil. Mag. 7, 1385 (1962).
78. В. Е. Юрасова, В. М. Буханов, Кристаллография 7 (2), 257 (1962).
79. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, И. А. Шах-Меликова, ЖТФ 32, 647 (1962).
80. М. Баларин, В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, ДАН СССР 147, 331 (1962).
81. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, ДАН СССР 136, 81 (1961).
82. И. И. Душков, В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, В. М. Чичеров, ЖТФ 31, 1012 (1961).
83. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 1359 (1962).
84. В. А. Молчанов, В. Сошка, М. А. Фарук, ЖТФ 33, 766 (1963).
85. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, В. М. Чичеров, ДАН СССР 137, 58 (1961).
86. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, В. М. Чичеров, ДАН СССР 138, 824 (1961).
87. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ДАН СССР 146, 585 (1962).
88. D. G. Brandon, P. B. Bowden, Phil. Mag. 6, 707 (1961).
89. D. G. Brandon, P. B. Bowden, Disc. Farad. Soc. 31, 70 (1961).
90. E. Ruedl, P. Delavignette, S. Amelinekx, Phys. Rev. Letts. 6, 53 (1961).
91. E. Ruedl, P. Delavignette, S. Amelinekx, Disc. Farad. Soc. 31, 69 (1961).
92. E. Ruedl, P. Delavignette, S. Amelinekx, в сб. Radiation Damage in Solids (Venice, May 7—11), vol. 1, Vienne, 1962, стр. 363.
93. Эрвин В. Мюллер, УФН 77, 481 (1962).
94. D. G. Brandon, M. Wald, Disc. Farad. Soc. 31, 73 (1961).
95. A. Sosin, в сб. Radiation Damage in Solids (Venice, May 7—11), vol. 1, Vienne, 1962, стр. 223.
96. M. J. Makin, T. H. Blewitt, Acta Met. 10, 241 (1962).
97. D. O. Thompson, D. Holmes, T. H. Blewitt, J. Appl. Phys. 28, 742 (1956).
98. D. S. Billington, Nucleonics 14, 54 (1956).
99. H. W. Thompson, в сб. Radiation Damage in Solids (Venice, May 7—11), vol. 1, Vienne, 1962, стр. 239.
100. О. А. Троицкий, В. И. Лихтман, ДАН СССР 148, 332 (1963).
101. E. N. da Androde, Nature (London) 156, 113 (1945).
102. Р. И. Гарбер, И. А. Гиндин, УФН 74, 31 (1961).
103. M. J. Makin, J. Nucl. Energy 1, 181 (1955).
104. F. Seitz, Science 138, 563 (1962).
105. D. Dauntreppe, J. Langier, J. Pauleve, L. Neel, в сб. Radiation Damage in Solids (Venice, May 7—11, 1962), vol. 2, Vienne, 1962, стр. 21.
106. U. Gonser, J. Nucl. Mater. 2, 43 (1960).
107. Н. А. Капцов, Электрические явления в газах и вакууме, М., Гостехиздат, 1950.
108. А. Энгель, М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда, ОНТИ НКТП, 1936.
109. Л. Леб, Основные процессы электрического разряда в газах, М., Гостехиздат, 1950.
110. G. K. Wehner, Advances Electronics and Electron. Phys., vol. 7, N. Y., 1955, стр. 260.
111. С. Волский, Е. Жданюк, Современная вакуумная техника, М., ИЛ, 1962, стр. 324.
112. Н. Лэгрейд, Г. Венер, Современная вакуумная техника, М., ИЛ, 1962, стр. 330.
113. Л. Н. Добрецов, Н. М. Карнаухов, ДАН СССР 85, 745 (1952).
114. М. А. Еремеев, Я. К. Эстринов, ЖТФ 22, 1552 (1952).

- 115. М. И Гусева, ПТЭ 5, 112 (1957).
 - 116. М. Арденне, Technik 2, 65 (1958).
 - 117. И. В. Орфанов, В. А. Тепляков, ПТЭ, № 2, 150 (1960).
 - 118. R. S. Bradley, E. Ruedl, J. Appl. Phys. 33, 880 (1962).
 - 119. R. W. Barnfield, B. W. Farmer, L. C. W. Hobbs, R. S. Nelson, M. W. Thompson, J. Nucl. Energy C4, 2 (1962).
 - 120. D. B. Medved, H. Poppe, J. Appl. Phys. 33, 1759 (1962).
 - 121. H. Poppe, Phil. Mag. 7, 1013 (1962).
 - 122. R. Castaing, B. Jonffrey, Colloq. Intern. Centre nat. rech. scient., No. 113, 63 (1962).
 - 123. A. N. Cottrell, J. Inst. Metals 90, 449 (1962).
 - 124. Сб. «Новые электронномикроскопические исследования», М., Металлургиздат, 1961.
 - 125. V. A. Phillips, Phil. Mag. 5, 571 (1960).
 - 126. M. Yoshida, J. Phys. Soc. Japan 16, 44 (1961).
-