

Академик АН УзССР У. А. АРИФОВ, А. А. АЛШЕВ

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ РЕШЕТКИ НА УГЛОВОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ, РАСSEЯННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОМ

Нами было исследовано (<sup>1, 2</sup>) влияние кристаллической структуры на угловое и энергетическое распределения ионов, рассеянных монокристаллом, в области малых энергий ионов (меньше 5000 эв). Было показано, что относительная интенсивность пика двукратного рассеяния\* возрастает с увеличением атомных номеров иона  $z_1$  и атома мишени  $z_2$  и убывает с ростом энергии первичных ионов  $E_0$ , угла рассеяния  $\beta$  и расстояния  $L$  между атомами, на которых происходит последовательное рассеяние. Наблюдалось, что максимальная энергия ионов, рассеянных вдоль плотноупакованной цепочки, больше, чем в случае менее плотно упакованной цепочки. Установлено, что пики кратных (двукратных) столкновений отчетливее выражены, когда основными рассеивающими атомами служат атомы более плотно упакованных направлений кристалла. Показано, что в области  $E_0 < 200$  эв влияние энергии связи атомов мишени на рассеяние ионов различно вдоль различных кристаллографических направлений.

Экспериментальные исследования угловых закономерностей взаимодействия ионов с монокристаллом, позволяют получить количественную информацию, необходимую для создания теории рассеяния ионов твердым телом. В этом отношении особенно ценны те сведения, которые могут быть получены при исследовании влияния тепловых колебаний атомов решетки мишени на угловое и энергетическое распределения ионов, рассеянных монокристаллом.

В области средних энергий ионов (10—30 кэв) такое исследование проводилось в двух работах—(<sup>3, 4</sup>). Бомбардировались грани монокристаллов Ni и Cu ионами  $Ag^+$ . В (<sup>4</sup>) особое внимание уделено влиянию температуры мишени на угловые распределения, ширину энергетических спектров и ход зависимости соотношения интенсивностей пиков однократно и двукратно рассеянных ионов  $Ag^+$  от начальной энергии бомбардирующих ионов. Было обнаружено, что влияние температуры мишени на процесс рассеяния значительно больше в случае, когда одновременно малы как угол скольжения, так и угол рассеяния.

Представлялось интересным провести аналогичные исследования в области малых энергий ионов ( $E_0 < 5000$  эв) с использованием монокристаллических мишеней из тугоплавких металлов, таких как W и Mo, что позволит варьировать температуру в более широких пределах (300—3000° K). Настоящая работа посвящена исследованию влияния кристаллической структуры на угловое и энергетическое распределение вторичных ионов при различных температурах мишени.

Исследование проводилось на установке, описанной в (<sup>7</sup>), в которой была предусмотрена возможность ионной бомбардировки мишени под разными углами падения  $\Phi$  с помощью подвижного ионного источника. Анализ по энергиям вторичных ионов, вылетающих под разными углами вылета  $\theta$  и рассеяния  $\beta$ , производился с помощью специального приспособления, позволяющего изменять ориентацию мишени. Экспериментальная установка позволяла исследовать изменение углового и энергетического

\* Известно, что в энергетических распределениях ионов, рассеянных монокристаллом, наряду с пиками, соответствующими однократно рассеянному ионом и атомом отдачи, присутствуют также пики, соответствующие ионам, испытавшим кратное рассеяние на атомах мишени (<sup>3, 4</sup>).

распределения вторичных ионов в зависимости от азимутального угла поворота мишени  $\phi$ . Изменение углов  $\Phi$ ,  $\theta$ ,  $\beta$  и  $\phi$  в приборе осуществлялось извне при помощи магнетитов, что позволяло следить за изменениями характера углового и энергетического распределения ионов при одних и тех же условиях температуры поверхности мишени ( $T = 300\text{--}2000^\circ\text{K}$ ) и вакуума  $(1 \div 2) \cdot 10^{-7}$  тор.

Анализатором вторичных ионов по энергиям служил цилиндрический конденсатор Юза — Рожанского с разрешающей способностью  $\Delta E / E \approx 0,7\%$ . Для усиления тока на выходе анализатора использовался ионно-электронный умножитель с коэффициентом усиления  $\sim 10^6$ .

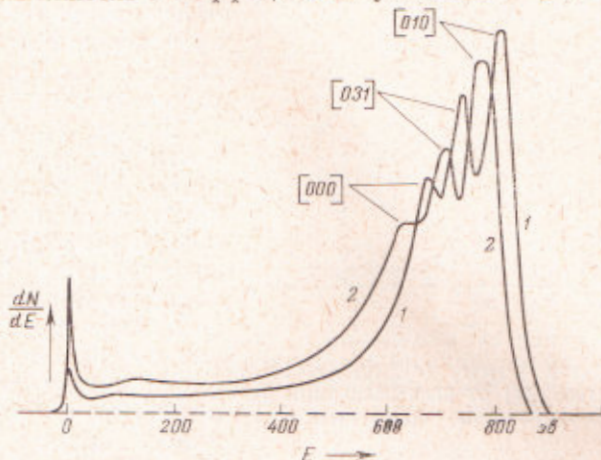


Рис. 1. Осциллограммы распределения вторичных ионов по энергиям, полученные при бомбардировке грани (100) Мо ионами  $\text{Rb}^+$  с энергией  $E_0 = 1000$  эв. 1 —  $T_1 = 1000^\circ\text{K}$ , 2 —  $T_2 = 2000^\circ\text{K}$ ,  $\Phi = \theta = 75^\circ$

На рис. 1 приведены две осциллограммы распределений вторичных ионов по энергиям, полученные при бомбардировке грани (100) монокристалла Мо ионами  $\text{Rb}^+$  с энергией  $E_0 = 1000$  эв. Ориентация мишени здесь была такова, что падающий и рассеянный пучки лежали в плоскости падения, проходящей через ось [100] мишени. Углы  $\Phi$  и  $\theta$  были равны между собой и близки к скользящим углам ( $\Phi = \theta = 75^\circ$ ). Осциллограмма 1 (рис. 1) получена при температуре мишени  $T_1 = 1000^\circ\text{K}$ , а осциллограмма 2 при  $T_2 = 2000^\circ\text{K}$ .

Измерения энергетического положения пиков и сравнение их с расчетными значениями, полученными на основе простой двухатомной модели процесса рассеяния, показывают, что здесь, так же как и в работах (3, 8), пик с индексом [000] на осциллограмме 2 соответствует ионам, претерпевшим однократные столкновения, а пики с индексами [010] и [031] — ионам, двукратно рассеянным на соответствующих атомах. В случае осциллограммы 1 эти пики несколько смещены в сторону больших энергий. Как видно из осциллограмм, с увеличением температуры мишени высота пиков убывает, а их полуширина возрастает.

Малое, но воспроизводимое смещение пиков спектра (смещения пиков наблюдались на экране осциллографа в динамике, что исключало возможность ошибки при измерении их энергетического положения при различных температурах мишени) в сторону больших энергий с уменьшением температуры мишени, по-видимому, говорит о наличии ионов, рассеянных цепочкой атомов кристалла. Действительно, машинные расчеты (9) показывают, что и при рассеянии ионов цепочкой атомов кристалла могут наблюдаться два пика, но оба они обусловлены столкновениями более высокой кратности, чем одно- и двукратные. Принимая, что пики в случае осциллограммы 1 (рис. 1) обусловлены столкновениями более высокой кратности, их смещение в сторону меньших энергий с ростом температуры

мишени объяснимо. Увеличение амплитуды тепловых колебаний атомов решетки приводит к изменению условий взаимного экранирования атомов в цепочке, на которой происходит рассеяние быстрого иона, а это в свою очередь приводит к увеличению вероятности 1- и 2-кратного столкновения иона с атомами мишени по сравнению со столкновениями с цепочкой<sup>(10)</sup>. Поэтому в случае осциллограммы 2 пика являются истинными пиками 1- и 2-кратного столкновения и соответственно смещены в сторону меньших энергий по сравнению с пиками цепочечных столкновений.

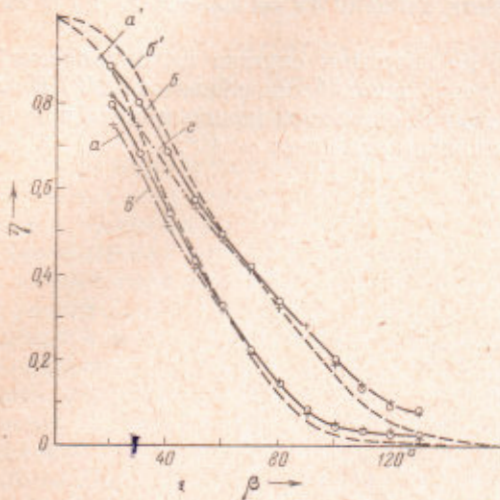


Рис. 2. Зависимости  $\eta_{[000]T_1}$  (а),  $\eta_{[010]T_1}$  (б),  $\eta_{[000]T_2}$  (с) и  $\eta_{[010]T_2}$  (д) от угла рассеяния  $\beta$ . а' и б' — теоретические  $\eta_{[000]}$ ,  $\eta_{[010]}$

ются от аналогичных кривых для низких температур в области углов рассеяния  $\beta \leq 30^\circ$ . Это показывает, что влияние тепловых колебаний атомов решетки больше для ионов, падающих на мишень под скользящими углами.

На рис. 3 приведена зависимость  $R = I_2 / I_1$  — отношения интенсивности (высоты) двукратного пика  $I_2$  к интенсивности однократного  $I_1$  в произвольном масштабе, от азимутального угла поворота мишени  $\varphi$ . Здесь диаграмма 1 (рис. 3) относится к осциллограмме распределения вторичных ионов по энергиям, полученной при бомбардировке грани (100) молибденовой мишени, нагретой до  $T_1 = 1000^\circ \text{K}$ , а диаграмма 2 — для такой же мишени при  $T_2 = 2000^\circ \text{K}$ . Видно, что в зависимости от температуры мишени значение  $R(\varphi)$  меняется, температурный эффект сильнее вдоль более плотно упакованных направлений, чем вдоль менее плотно упакованных. Это свидетельствует, по-видимому, об анизотропии амплитуды колебаний атомов решетки вдоль различных кристаллографических направлений, что и должно привести к сглаживанию различий упаковки атомов в цепочках и тем самым к сглаживанию анизотропии значения  $R$  в зависимости от азимутального угла поворота мишени<sup>(1)</sup>.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициентов рассеянных  $k_p$ , диффузионных  $k_d$  и испаренных ионов  $k_n$  в зависимости от угла  $\Phi$ , получен-

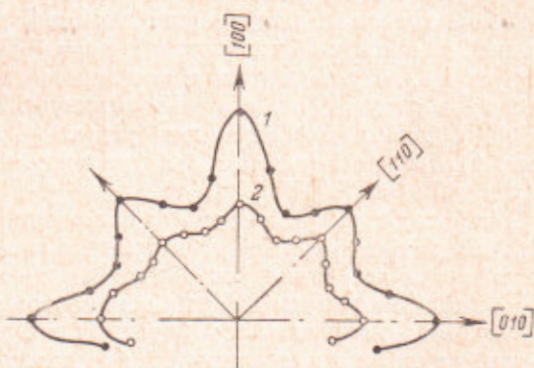


Рис. 3. Зависимость интенсивности (высоты) двукратного пика [010] от азимутального угла  $\varphi$  поворота мишени в произвольных единицах.  $\text{Rb}^+$  на  $\text{Mo}$  (100),  $\Phi = \theta = 70^\circ$ , 1 —  $T_1 = 1000^\circ \text{K}$ , 2 —  $T_2 = 2000^\circ \text{K}$

ные при бомбардировке грани (100) молибденовой мишени (нагретой до  $T = 1500^\circ\text{K}$ ) ионами  $\text{Rb}^+$  с энергией  $E_0 = 1000$  эв. Там же для сравнения приведена зависимость коэффициента рассеяния ионов  $k_p$ , полученная при бомбардировке чистой холодной грани (100) молибденовой мишени (черные точки). Коэффициенты  $k_p$ ,  $k_d$ ,  $k_i$  находили из вольт-амперной характеристики, полученной методом двойной модуляции<sup>(11)</sup>, который позволяет отделить ток рассеянных ионов  $I_p$  от диффузионных  $I_d$  и ток испаренных ионов  $I_i$  от тока рассеянных.

Видно, что анизотропия значения коэффициента рассеяния ионов  $k_p$  в зависимости от  $\Phi$ , обнаруженная нами в (3), наблюдается и здесь. Однако в зависимости от температуры мишени заметного изменения (сглаживания) анизотропии этого коэффициента здесь не наблюдалось. Это связано, по-видимому, с тем, что температура мишени ( $T = 1500^\circ\text{K}$ ) еще недостаточна для того, чтобы амплитуда тепловых колебаний атомов решетки заметно влияла на прозрачность кристалла. Для получения заметного сглаживания анизотропии величины  $k_p$  надо, по-видимому, довести мишень до температуры, близкой к температуре плавления металла<sup>(10)</sup>. Однако при этом наличие термоэлектронной эмиссии затруднит измерение коэффициента.

Как видно из рис. 4, наряду с анизотропией  $k_p$  наблюдается и анизотропия коэффициента диффузионных ионов  $k_d$ . Эта анизотропия наблюдается в тех же направлениях, что и анизотропия  $k_p$ , однако максимум значения  $k_d$  совпадает с минимумом  $k_p$  и наоборот. Последнее объясняется эффектом каналирования налетающих частиц в кристаллической решетке и их последующей обратной диффузией на поверхность накаливаемой мишени. Таким образом, рассмотрение изменения углового и энергетического распределения ионов в зависимости от температуры мишени показывает, что эти изменения обусловлены главным образом влиянием тепловых колебаний атомов решетки на процессы рассеяния ионов.

Результаты нашего исследования подтверждают возможность использования рассеяния (отражения) ионов для изучения структуры твердого тела и корреляции колебаний атомов, образующих цепочки.

Институт электроники  
Академии наук УзССР  
Ташкент

Поступило  
17 XII 1969

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> У. А. Арифов, А. А. Алиев, Proc. IX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, 1969. <sup>2</sup> У. А. Арифов, А. А. Алиев, ЖЭТФ, 57, в. 4, № 12 (1969). <sup>3</sup> А. А. Алиев, У. А. Арифов, ДАН, 172, № 1, 65 (1967). <sup>4</sup> E. S. Maschkova, V. A. Molchnov et al., Phys. Lett., 18, 7 (1965). <sup>5</sup> E. S. Maschkova, V. A. Molchnov, V. Soshka, Phys. Stat. Sol., 19, 425 (1967). <sup>6</sup> В. М. Чичеров, ЖЭТФ, 55, в. 1, № 7, 25 (1968). <sup>7</sup> У. А. Арифов, А. А. Алиев, А. Х. Аюханов, Изв. АН УзССР, сер. физ.-матем. наук, № 4, 20 (1964). <sup>8</sup> У. А. Арифов, А. А. Алиев, Proc. VIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967. <sup>9</sup> В. М. Кивилис, Э. С. Парилис, Н. Ю. Тураев, ДАН, 173, 805 (1967). <sup>10</sup> E. S. Parilis, N. Yu. Turayev, V. M. Kivilis, Proc. VIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967. <sup>11</sup> У. А. Арифов, А. Х. Аюханов, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 1165 (1956).

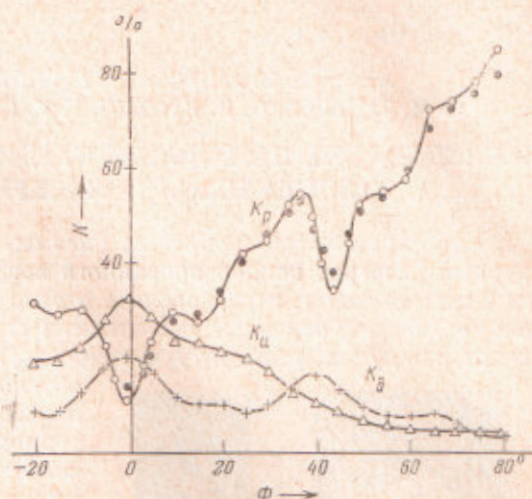


Рис. 4. Зависимости коэффициентов рассеяния  $k_p$ , диффузии  $k_d$  и испарения  $k_i$  ионов от угла падения первичных ионов  $\Phi$ .  $\text{Rb}^+$  на  $\text{Mo}$  (100)