

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.334.8

У. Мюллер-Ярайс (ГДР) НЕСКОЛЬКО ЗАМЕЧАНИЙ О ДВУХАТОМНОЙ МОДЕЛИ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ КРИСТАЛЛАМИ

Преимущество двухатомной модели рассеяния ионов поверхностями монокристаллов [1, 2] состоит в том, что, во-первых, задачу о рассеянии иона атомной парой можно решить аналитически [3] и, во-вторых, можно получить графическими методами ясное представление о процессах на поверхности монокристаллов [4, 5]. В данной работе двухатомная модель используется для объяснения нескольких экспериментальных результатов, полученных при изучении рассеяния ионов аргона с энергией 10—35 кэВ на поверхности монокристалла меди.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные, полученные при рассеянии ионов гранью (100) в плоскости (100). Менялся угол рассеяния θ_0 (см. рис. 2) при

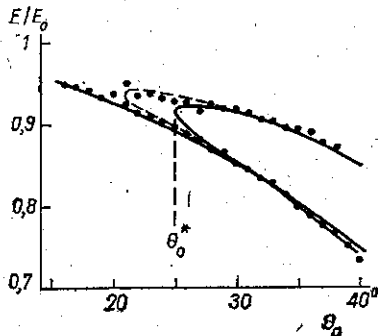


Рис. 1. Энергия пиков двукратного и квазидвукратного рассеяния. E_0 — начальная энергия ионов, θ_0 — угол рассеяния, θ_0^* — граничный угол двукратного рассеяния

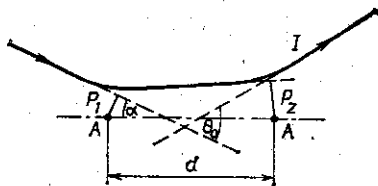


Рис. 2. Двукратное рассеяние. I — траектория иона, A — атомы, p — прицельные параметры, θ — угол рассеяния, α — угол скольжения

постоянным угле скольжения $\alpha = 16^\circ$. Точки на рис. 1 соответствуют экспериментальным значениям энергии двух пиков в энергетическом спектре рассеянных ионов, нормированным на начальную энергию (верхние точки — двукратное рассеяние, нижние — квазидвукратное). Сплошная кривая представляет собой теоретические данные, полученные на основе двухатомной модели. Кривая приспособлена к экспериментальным точкам квазидвукратного рассеяния. Тем самым осуществлялась коррекция неупругих потерь энергии. Как видно, экспериментальные и теоретические данные удовлетворительно совпадают. Лишь в диапазоне граничного угла двукратного рассеяния θ_0^* имеется отклонение экспериментальных от теоретических данных, вышедшее за пределы экспериментальной точности. В частности, экспериментальный граничный угол меньше теоретического, что может быть связано с тепловыми колебаниями атомов кристалла. Перпендикулярные к поверхности кристалла колебания меняют угол скольжения α , но не влияют на угол рассеяния θ_0 . Поэтому целесообразно рассмотреть влияние таких колебаний при постоянном θ_0 и переменном α . При рассеянии ионов аргона (30 кэВ, (100) и $\theta_0 = 32^\circ$) мы получим на основе двухатомной модели зависимость положения пиков в энергетическом спектре от угла скольжения α , которая показана на рис. 3, а. Видно, что двукратное рассеяние имеет место только в диапазоне $\alpha_1^* \leq \alpha \leq \alpha_2$. Влияние тепловых колебаний учитывается путем введения $\pm \Delta\alpha$ (заштрихованная часть на рис. 3, б), что соответствует отклонению атомов на поверхности около 0,2 Å. Порядок этого значения дается в работе [6]. На рис. 3, б видно, что только вблизи граничных углов α имеется сильное влияние тепловых колебаний. В симметричном случае $\alpha = \theta_0/2$ оба пика немного расширяются, пик двукратного рас-

сеяния немного смещается в направлении меньшей энергии. В отличие от этого вблизи граничного угла (штрихованный диапазон) пики двукратного рассеяния сильно расширяются и нижний угол уменьшается на $\Delta\alpha$. (В случае квазигармонических колебаний атомов все пики были бы раздвоены.)

Тепловые колебания почти не влияют на квазиднократные столкновения.

Такой результат легко перенести на выше рассмотренный случай, когда угол скольжения оставался постоянным и угол рассеяния менялся. Таким образом получим штрихпунктирную кривую на рис. 1, которая хорошо совпадает с эксперименталь-

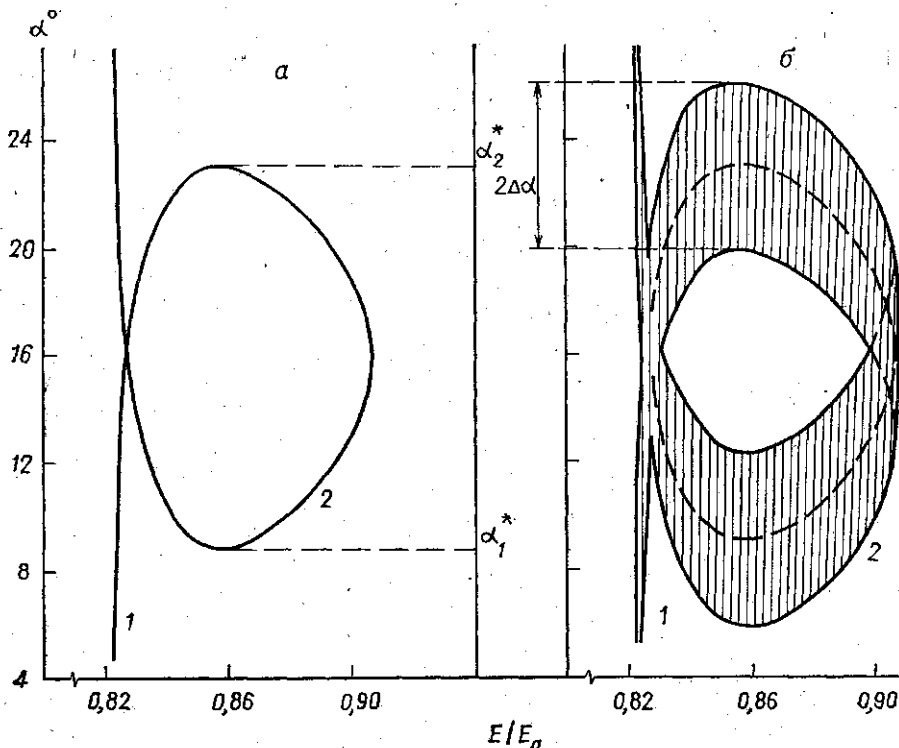


Рис. 3. Зависимость энергии пиков от угла скольжения без колебаний решетки (а) и с колебаниями (б). 1 — квазиднократное рассеяние, 2 — двукратное рассеяние и α_1^* и α_2^* — граничные углы двукратного рассеяния

ными данными. Движение атомов, решетки в плоскости поверхности кристалла всегда уменьшает энергию рассеянных ионов. Однако такой сдвиг экспериментальной кривой в этих измерениях невозможно отличить от неупругих потерь энергии из-за указанной выше привязки теоретической кривой к экспериментальным точкам. Все изложенное относится к паре атомов (в нашем случае расстояние между атомами $d=3,61$ А). Для модели цепочки влияние тепловых колебаний атомов исследовалось на ЭВМ, [7].

Нетрудно показать, что обобщение двухатомной модели легко осуществимо, причем все основные выводы остаются правильными. Обобщение двухатомной модели в первом приближении означает только устранение асимметрии в процессе столкновения иона с первым и вторым атомами. Действительно, в двухатомной модели значение прицельного параметра первого столкновения неограниченно, а поскольку второй атом расположен в «тени» первого, значение прицельного параметра второго столкновения ограничено. В случае атомной цепочки такое ограничение на прицельный параметр справедливо и для первого атома, потому что перед ним расположен другой атом цепочки на расстоянии d . Это означает, что пики однократного рассеяния пропадают. Следовательно, в случае цепочки части кривых, соответствующие квазиднократным столкновениям, не существуют. Появление экспериментальных пиков в энергетическом спектре, соответствующих квазиднократному рассеянию (см. рис. 1) при малых значениях θ_0 , показывает, что все предпосылки для применения двухатомной модели выполнены. Эти предпосылки выполняются не только в случае одиночных атомных пар и отдельных атомов, но и в случае рассеяния в начале цепочки. Таким образом, такие пики дают информацию о наличии, например, ступенчатой структуры поверхности кристалла.

Автор выражает благодарность В. А. Молчанову за предоставление возможности выполнения эксперимента и А. М. Борисову за помощь в его проведении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Машкова Е. С., Молчанов В. А. «Физика твердого тела», 1966, 8, 1517.
2. Mashkova E. S., Molchanov V. A. «Red. Effects», 1974, 23, 215.
3. Martinenko Yu. V. «Red. Effects», 1973, 20, 211.
4. Мюллер-Ярайс У. ДАН СССР, 1970, 191, 801.
5. Mashkova E. S., Molchanov V. A. «Rad. Effects», 1972, 13, 183.
6. Verhey L. K., Boers A. L. «Atomic Collisions in Solids», vol. 2, Plenum Press Corp. New York, 1975.
7. Parilos E. S., Turaev N. Yu., Kivilis V. M. 8-th Int. Conference on Ionized Gases., 1967.
8. Кивилис В. М., Парилс Е. С., Тураев Н. Ю. ДАН СССР, 1970, 15, 587.

Поступила в редакцию
20.4.1976 г.
НИИЯФ

УДК 533.6.011.72

А. И. Климов
Ф. В. Шураев

К ВОПРОСУ О НЕСТАБИЛЬНОСТИ ФРОНТА
ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
ПЕРЕД ТУПЫМ ТЕЛОМ С ВЫЕМКОЙ

В ряде работ по взаимодействию ударных волн с криволинейной стенкой (отрицательной кривизны) и обтеканию сверхзвуковым потоком тупых тел с выемками в головной части было отмечено явление неустойчивости фронта головной ударной волны. Под неустойчивостью фронта головной волны условимся понимать появление на гладком фронте хаотических возмущений за счет нестационарного режима течения за фронтом ударной волны (образование внутри полостей тупых тел вихрей, струй и т. д.). По-видимому, стационарная картина обтекания моделей с выемками в головной части невозможна.

В [1] исследовался вопрос об устойчивости ударных волн, отраженных от искривленной стенки, и о затухании со временем возмущений на плоском фронте. В [2] впервые удалось наблюдать неустойчивость фронта головной волны в экспериментах с моделями, имеющими различного рода выемки. Работа [3] посвящена взаимодействию слабых ударных волн с вогнутой стенкой. Явление неустойчивости автор не наблюдал.

В настоящей работе было детально изучено явление неустойчивости и определены условия и границы появления последнего. Для проведения экспериментов были изготовлены модели, которые представляли собой цилиндры со сферической выемкой ($\eta=0,5; 0,75; 1$), или параллелепипеды сечением $16 \times 16 \text{ мм}^2$ ($\eta=0,5; 0,6; 0,8; 1$), где $\eta=d/2R$: d — диаметр модели, R — радиус цилиндрического сегмента. Отметим, что полость выемки (зона возможного формирования вихрей) была сделана открытой для наблюдателя в подобного рода экспериментах впервые. Эксперименты были выполнены на ударной трубе сечением $28 \times 28 \text{ мм}^2$. Рабочим газом был воздух, толкающий азот либо гелий. Давление в секции толкающего газа изменялось от 2 до 18 атм. (в зависимости от применяемых диафрагм), а в рабочей секции от 10 до 100 мм рт. ст. На данной ударной трубе получались ударные волны до чисел Маха, равных 5. Фотографирование проводилось на приборе ИАБ-451 фоторегистратором СФР или ЖФР. Источником света служила лампа ИФП-2000. Синхронизация осуществлялась электрическим сигналом с пьезодатчика на ударной трубе. В ходе опытов были получены серии кадров и фоторазвертки движения ударных волн, которые затем обрабатывались на микроскопе УИМ-2. Типичные фоторазвертки и кадры показаны на рис. 1: 2 и 3 — отраженная волна; 4 — вихревая пелена.

На рис. 1 отчетливо виден момент (3), после которого на фронте появляются растущие со временем возмущения хаотической природы. Из той же фоторазвертки видно, что от фронта отраженной ударной волны отходят различного рода возмущения, которые движутся к модели. Расшифровка этих возмущений показала, что они движутся либо со скоростью потока V_2 , либо со скоростью V_2+C (где C — скорость звука за фронтом отраженной ударной волны).

Отсюда можно сделать вывод, что фронт головной волны с момента появления возмущения на нем является источником интенсивных звуковых волн. Заметим также, что на участке А, Т фронт движется ускоренно. Вопрос об излучении звуковых волн возмущенным фронтом ударной волны ранее не исследовался.

На рис. 2, а показано, что $V_{отр}$ волны в начальный момент отражения является монотонной функцией от η для фиксированного значения числа $M=3$. Зависимость $V_{отр}$ от числа M при фиксированном значении $\eta=0,25$ показана на рис. 2, б ($V_{отр}$ — скорость отраженной волны).

Анализируя отдельные кадры, прежде всего отметим, что по оси модели реализуется маховский тип отражения. Как и в работе [3], этому типу отражения сопут-