

Если таких значений несколько, то в качестве  $\alpha$  берем наименьшее из них (ослабленная форма квазиоптимального  $\alpha$ ).

Таким образом, изложенный выше подход позволяет построить функцию  $\tilde{f}(b)$ , аппроксимирующую  $f(b)$  при произвольном  $b$ .

В статистической физике часто определяют решение в форме, которая лучше всего соответствует имеющимся экспериментальным данным (например, в виде аппроксиманты Паде), т. е. класс возможных решений сужается. В этом случае нам, естественно, удобнее использовать метод подбора: в качестве приближенного решения берем элемент  $\tilde{f} \in M$ , где  $M$  — заранее заданный подкласс возможных решений, причем

$$\rho_U(A\tilde{f}, u) = \inf_{f \in M} \rho_U(Af, u). \quad (3)$$

Расчеты, проведенные для конкретных статистических систем, показали эффективность данного подхода.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Базаров И. П., Николаев П. Н. Журн. физ. химии, 1983, 57, с. 1609.  
[2] Арсенин В. Я. ДАН СССР, 1968, 183, № 2, с. 257. [3] Тихонов А. Н., Гласко В. Б. ЖВМ и МФ, 1965, 5, № 3, с. 463.

Поступила в редакцию  
25.10.25

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

#### АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.334.8

#### ЗАВИСИМОСТЬ ФРАКЦИИ ВЫЖИВАНИЯ ОТРАЖЕННЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ОТ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ АТОМНЫХ РЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛА

Л. Л. Балашова

(НИИЯФ)

Эксперименты [1—3] по изучению отражения ионов азота  $N_2^+$  от поверхности кристалла обнаружили сильную зависимость доли молекулярных ионов, рассеянных без диссоциации (фракции выживания), от ориентации мишени относительно плоскости падения первичного пучка. Такая зависимость для ионов азота энергии 30 кэВ при их взаимодействии с гранью (100) кристалла меди была установлена в работах [1, 2] и при взаимодействии с гранью (110) кристалла меди — в работе [3]. В данной работе мы проанализируем, как связаны различия в характере ориентационных зависимостей отражения с различиями в кристаллической структуре самих граней. Такое сопоставление позволит точнее сформулировать вопрос о механизме бездиссоциативного отражения молекулярных ионов поверхностью кристалла.

На рис. 1, а представлен вид сверху на грань (100), а на рис. 1, б — на грань (110) гранецентрированной кубической решетки; при этом черные кружки — это атомы поверхностного монослоя, а светлые — лежащего под ним следующего, второго монослоя. Сплошные линии на рис. 1 показывают главные кристаллографические направления на поверхности кристалла. Легко видеть, что одному и тому же кристаллографическому направлению на двух разных гранях кристалла может соответствовать как сходное, так и совершенно различное взаимное расположение упорядоченных атомных рядов.

Возьмем направление  $\langle 100 \rangle$ . Вид сверху на поверхность (100) показывает, что между соседними рядами  $\langle 100 \rangle$  атомов, лежащих на поверхности, имеются бесконечно глубокие провалы. В том же направлении  $\langle 100 \rangle$  структура грани (110) совсем иная: здесь два соседних ряда  $\langle 100 \rangle$  атомов, лежащих на поверхности, вместе с рядом  $\langle 100 \rangle$ , лежащим в углублении между ними, образуют поверхностный «полуканал». Из экспериментов по рассеянию атомарных ионов известно о сильном фокусирующем действии поверхностных полуканалов [4]; аналогичного эффекта можно было ожидать и при отражении молекулярных ионов. Так оно дей-

ствительно и происходит. Будем характеризовать фракцию выживания молекулярных ионов отношением выхода недиссоциированных и диссоциированных ионов [5]

$$K = Y(N_2^+) / Y(N_{\text{дис}}^+).$$

На рис. 2, а, б приведены эти величины (в относительных единицах) в зависимости от азимутального угла. Сравним между собой рис. 1, а, б и рис. 2, а, б. При рассеянии в направлении  $\langle 100 \rangle$  от поверхности (110) имеется резкий максимум, а от поверхности (100) — минимум относительного выхода ионов, рассеянных без диссоциации.

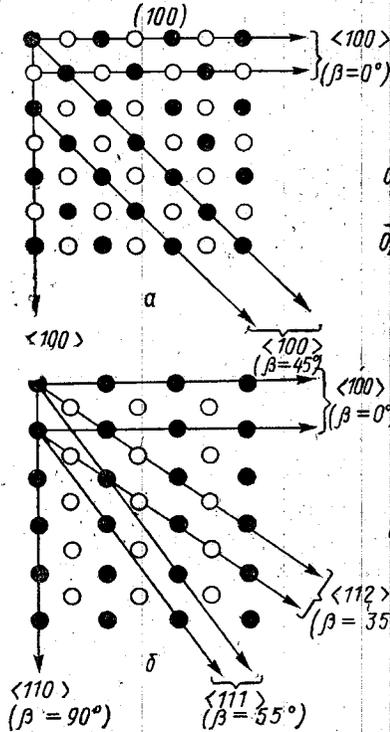


Рис. 1. Схема расположения атомов Cu на грани (100) (а) и (110) (б)

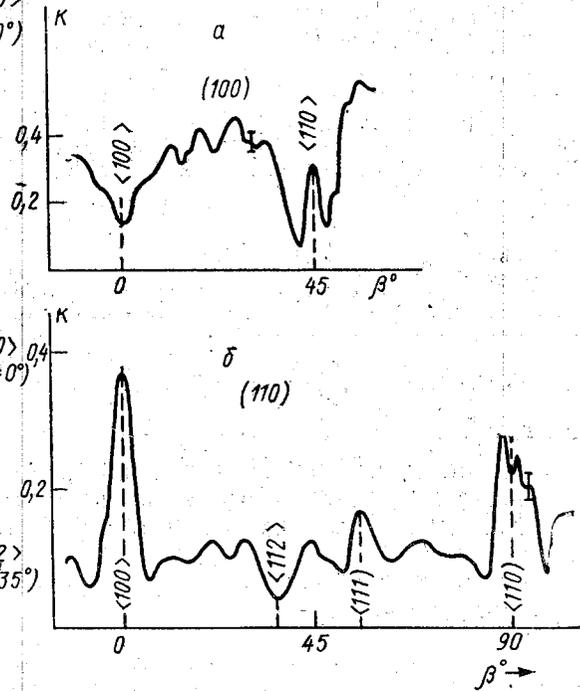


Рис. 2. Зависимость фракции выживания  $K$  от угла азимутального поворота мишени  $\beta$  для граней (100) (а) и (110) (б). Угол скольжения  $7^\circ$ , угол отражения  $14^\circ$

Четкое соответствие между минимумами (максимумами) фракции выживания  $K(\beta)$  и «провалами» (полуканалами) в расположении атомных рядов кристалла наблюдается и для других главных кристаллографических направлений. Так, в обоих случаях — при отражении и от грани (100), и от грани (110) — наблюдается резкое возрастание фракции выживания в направлении  $\langle 110 \rangle$ , что коррелирует с наличием и на грани (100), и на грани (110) поверхностного полуканала в этом направлении. Далее, при отражении от грани (110) в районе  $\beta \approx 35^\circ$  наблюдается минимум  $K(\beta)$ ; это четко коррелирует с наличием на грани (110) «провала» в направлении  $\langle 112 \rangle$ . Наоборот, в районе  $\beta \approx 55^\circ$  при отражении от той же грани наблюдается максимум  $K(\beta)$ ; это коррелирует с наличием поверхностного полуканала  $\langle 111 \rangle$ .

Угловая ширина рассмотренных максимумов (минимумов) невелика — в пределах  $5-10^\circ$ . На кривых  $K(\beta)$  можно заметить и другие неоднородности примерно столь же малого углового размера, но они выражены не так четко, и установить их соответствие определенным кристаллографическим направлениям пока не представляется возможным. В случае грани (100) обращает на себя внимание также нали-

чие «крупномасштабной» структуры: кривая  $K(\beta)$  имеет широкий максимум в середине промежутка  $0^\circ-45^\circ$ . При отражении от грани (110) такой картины нет.

Итак, сравнительный анализ отражения ионов азота от граней (100) и (110) кристалла меди показывает, что характер особенности (т. е. максимум или минимум) относительного выхода молекулярных ионов в окрестности того или иного кристаллографического направления определяется не кристаллографическим индексом этого направления, а тем, какая структура атомарных рядов на поверхности кристалла — полуканал или «провал» — ему соответствует. Описанные выше качественные закономерности, установленные экспериментально, конечно, требуют количественного теоретического объяснения. Однако теория бездиссоциативного отражения молекулярных ионов кристаллами находится еще в начальной стадии разработки [6—8]. То обстоятельство, что действие упорядоченных поверхностных структур кристалла проявляется сильнее при рассеянии молекулярного иона без диссоциации, остро ставит перед теорией вопрос о роли коррелированных столкновений атомов налетающего молекулярного иона с несколькими атомами мишени. В частности, можно предположить, что бездиссоциативное отражение молекулярных ионов избирательно по отношению к ориентации их межъядерной оси относительно направления поверхностных рядов кристалла или плоскости поверхности. В свою очередь такая избирательность может сказаться на распределении заселенности вибрационных и ротационных состояний отраженных ионов, а следовательно, на спектрах, возможной угловой анизотропии и линейной поляризации излучения при их девозбуждении. Эксперименты по определению заселенности ротационных состояний молекул (правда, малых энергий) при отражении поверхностью кристалла уже проводятся (см., например, [9]). Получение аналогичной информации в экспериментах при энергии ионов в десятки кэВ представляет очень большой интерес.

Автор благодарит В. А. Молчанова за полезные советы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балашова Л. Л. и др. Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, 3, с. 63. [2] Balashova L. L. et al. J. Phys. B.: At. Mol. Phys., 1983, 16, p. 2609. [3] Balashova L. L., Garin Sh. N., Molchanov V. A. Appl. Phys., 1985, A37, p. 171. [4] Балашова Л. Л., Машкова Е. С., Молчанов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, № 8, с. 1696. [5] Dodonov A. I., Garin Sh. N., Mashkova E. S., Molchanov V. A. Surf. Sci., 1984, 140, p. 244. [6] Balashova L. L. et al. Rad. Eff., 1983, 77, p. 67. [7] Bitensky I. S., Parilis E. S. Nucl. Instr. Meth., 1984, B2, p. 364. [8] Jakas M. M., Harrison D. E. Surf. Sci., 1985, 149, p. 500. [9] Kleyn A. W. et al. Ibid., 1985, 152—153, p. 99.

Поступила в редакцию  
18.07.85

После переработки  
12.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

#### РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.01

#### К ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЕЙ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

А. Ф. Александров, М. В. Кузелев, О. Е. Пыркина

(кафедра общей физики для физического факультета)

Настоящая работа посвящена теории сильноточных черенковских усилителей на диэлектрических волноводах.

Рассмотрим идеализованную модель — однородный диэлектрический волновод, пронизываемый сплошным, полностью замагниченным электронным пучком. В рамках этой модели линейное дисперсионное уравнение для колебаний  $E$ -типа имеет вид

$$k_{\perp}^2 + \left( k_{\parallel}^2 - \frac{\omega^2}{c_0^2} \right) \left( 1 - \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3} e^{-1}}{(\omega - k_{\parallel} u)^2} \right) = 0, \quad (1)$$