ТРЕКИ ТЯЖЕЛЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

© *И.В.Воробьева, Д.А.Колесников*

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина
(Поступила в Редакцию 30 мая 1996 г.)

1. Формирование треков тяжелых многозарядных ионов в диэлектриках — сложный процесс, зависящий не только от энергии и массы ионов, но и от физических свойств тормозящей среды. Влияние анизотропии физических свойств облучаемого кристалла на структуру треков практически не исследовано. В данной работе методами электронной микроскопии исследована структура треков тяжелых многозарядных ионов с энергией $\approx 1\,\mathrm{MeV/nucl}$ на поверхности слоистых диэлектриков.

2. В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы гипса, вольфрамата кадмия, слюды мусковит. Облучение ионами $54\,\mathrm{Xe}^{132}$ с энергией $1\,\mathrm{MeV/nucl}$ либо осколками деления ядер $98\mathrm{Cf}^{256}$ производилось под углом $\leqslant 3°$. После облучения поверхность образца оттенялась золотом под углом 8°. По ширине тени за выступами и впадинами судили об изменении профиля поверхности. Влияние анизотропии физических свойств кристалла на структуру треков мы исследовали, облучая различные кристаллографические сколы монокристаллов. На рис. 1 показаны схемы облучения и фотографии типичных треков на поверхности гипса. При геометрии облучения, соответствующей рис. 1,*a*, большинство треков имеют структуру, характерную для многих изотропных диэлектриков (коллодий, лавсан, углерод) [1]. Необычную структуру имеют треки, полученные при геометриях облучения, соответствующих рис. 1,*b*,*c*. В области канавки видны частично, либо полностью оторванные куски вещества. Перекрытия многих холмов сорваны и под ними видна канавка, представляющая собой дно полого канала, который формируется вдоль всей длины пробега осколка [2]. При облучении параллельно плоскостям спайности (рис. 1,*b*) в наиболее глубокой части канавки видна оттененная выпуклость в форме капли. Вещество капли — обезвоженный гипс $CaSO_4$, температура плавления которого $T_m = 1400\,°\mathrm{C}$. Кристаллы гипса характеризуются анизотропией коэффициента температуропроводности. При геометрии облучения, соответствующей рис. 1,*b*, в области ядра трека более длительное время сохраняется скачок температуры, что и приводит к

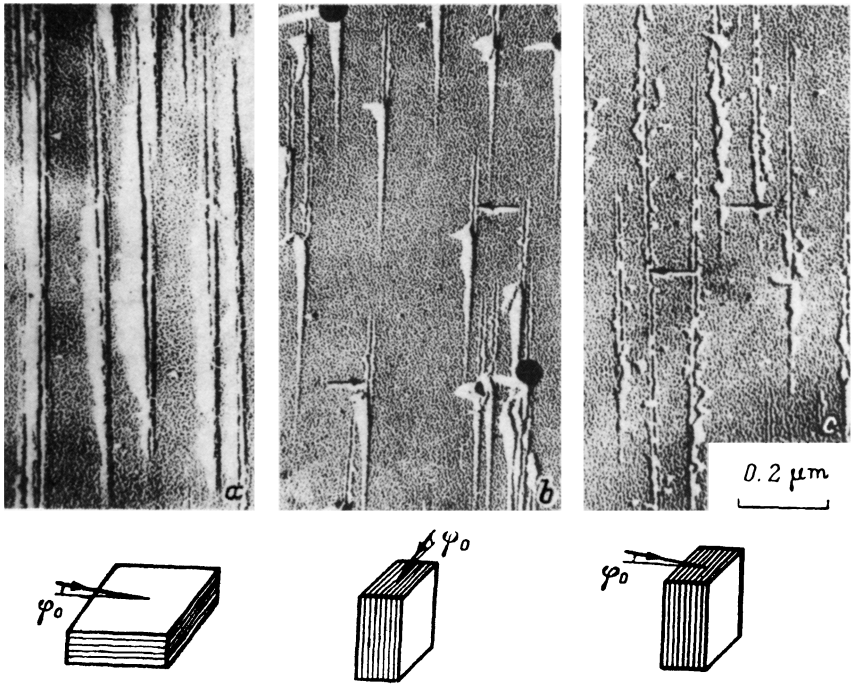

Рис. 1. Треки ионов $54Xe^{132}$ на поверхностях различных сколов монокристалла гипса.

Внизу показаны ориентации траекторий ионов относительно плоскостей спайности. Стрелками указаны полые каналы под сорванными участками холмов.

образованию жидких капель [3]. При геометрии облучения, соответствующей рис. 1,*a*, и при угле влета $\leqslant 1°$ мы наблюдали пунктирные поверхностные треки. Примеры пунктирные треков и схема их формирования показаны на рис. 2. Наблюдались два типа пунктирных треков. Первый создается ионом, влетающим под углом $\leqslant 1°$ и проникающим в глубину кристалла (рис. 2,*a*). Второй — формируется ионом, проникающим в кристалл и вылетающим из него (рис. 2,*b*).

3. Так же как и в [4], мы считаем, что формирование пунктирных треков связано со слоистой структурой исследуемых кристаллов. Когда ион пересекает плотноупакованные слои, энергетические потери выше, чем при движении в пространстве между слоями. Однако в отличие от [4] мы видим не повреждение пересекаемого ионом слоя, а искажение профиля поверхности над траекторией иона, находящейся в глубине кристалла. Зная l и a (рис. 2,*a*), можно найти угол влета иона и глубину H_p, при которой еще происходит пунктирное изменение профиля поверхности. Наши оценки показывают, что если считать траекторию иона прямолинейной, величина $H_p \leqslant 3 \cdot 10^{-8}$ m. Величина H_p для пунктирных треков не зависит от угла влета иона и оказывается большей, чем аналогичная величина $H_{\max}$, определенная по трекам, не имеющим пунктирной структуры. Величина $H_{\max}$ определялась для треков, созданных ионами, пересекающими ступеньки скола известной высоты на поверхности кристалла, что позволило точно определять

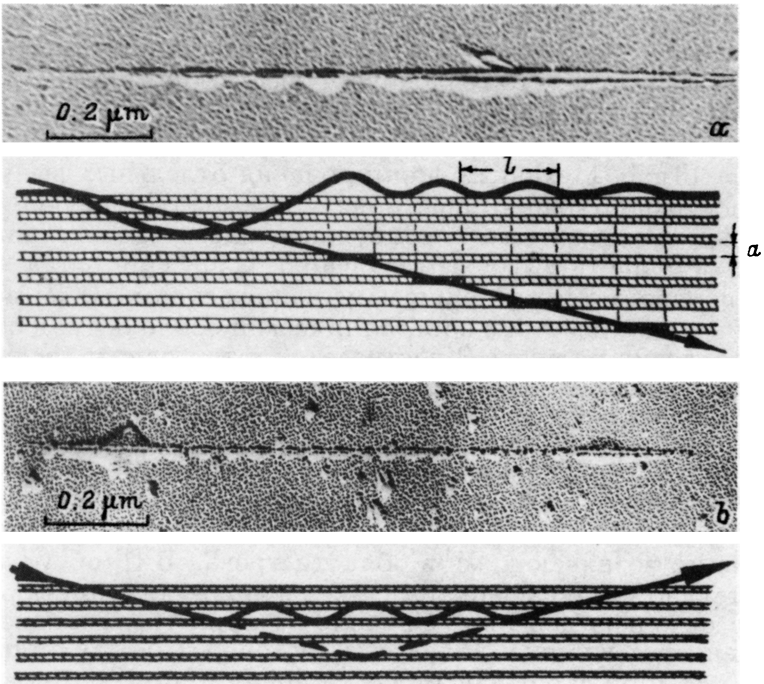

Рис. 2. Типы пунктирных поверхностных треков.

a) Трек, созданный ионом, проникающим в глубину кристалла, и схема формирования поверхностного рельефа. *b*) Пунктирный трек, созданный ионом, влетающим в кристалл и вылетающим из него, и схемы возможных траекторий иона: сплошная линия — траектория в режиме квазиканалирования, штриховая — траектория при рассеянии на каком-либо дефекте.

угол влета иона. Наши эксперименты показали, что величина $H_{\max}$ не превышает $2\cdot10^{-8}$ m. Отличие значений H_p и $H_{\max}$, возможно, связано с тем, что ион, создающий пунктирный трек, движется в приповерхностном слое в условиях квазиканалирования [5]. Режим квазиканалирования позволяет также объяснить, почему объем отдельных сегментов практически не зависит от того, на каком расстоянии они находятся от точки влета иона (рис. 2,*b*). Возможный механизм формирования прерывистых треков связан со скачками температуры и давления, происходящими в пересекаемом ионом плотноупакованном слое. Энергия, приходящаяся на одну молекулу гипса, определяется соотношением: $g = C(dE/dx)m/\pi r^2\rho$, где dE/dx — потери энергии на единице длины пути иона; m, ρ — масса молекулы и плотность гипса соответственно; r — радиус ядра трека; C — множитель, учитывающий, что часть энергии уносится из ядра трека высокоэнергетичными δ-электронами. При $dE/dx = 1.6\cdot10^{-6}$ J/m, $m = 2.9\cdot10^{-25}$ kg, $\rho \approx 2.3\cdot10^3$ kg/m^3, $r = 3$ nm, $C = 2/3$ [6] получаем $g = 4.8\cdot10^{-18}$ J (30 eV). Считая, что вещество в области трека находится в квазигазообразном состоянии, температуру и давление в этой области можно оценить из соотношений $T = 2g/3nk$, $P = nkT\rho/m$, где n — число атомов в молекуле гипса, k — постоянная Больцмана. При $n = 12$ получаем $T = 2\cdot10^4$ K, $P = 2.5\cdot10^{10}$ Pa. Если считать, что время существования нагретой области $t \approx 10^{-10}$ s,

то из соотношения $t = R^2/4K$, где K — коэффициент температуропроводности, можно найти размер R области повышения температуры и давления. Мы считаем, что тепло преимущественно переносится вдоль плотноупакованных плоскостей. Поэтому область повышенного давления и температуры имеет форму эллипса [2]. При $K = 5 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{m^2/s}$ получаем $R = 10\,\mathrm{nm}$. Механизм формирования отдельных выпуклостей на поверхности над траекторией иона может быть следующим. При пересечении ионом каждого плотноупакованного слоя возникает локализованная область высокого давления. Слой кристалла над этой областью подвергается механическим напряжениям. В [7] показано, что сдерживающее действие кристаллической оболочки над областью высокого давления радиуса R достигается в том случае, если ее толщина H удовлетворяет условию $H \geqslant 2R$. При $H < 2R$ слой кристалла над областью высокого давления изгибается, что и приводит к образованию выпуклости на поверхности. Из наших оценок следует, что $H_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}$. Поскольку $R \approx 10^{-8}\,\mathrm{m}$, соотношение $H \leqslant 2R$ хорошо выполняется. Отрыв от поверхности кусков вещества, происходящий на начальных участках треков, обусловлен большими термоупругими напряжениями, возникающими в области трека. В [8] обсуждены два последовательно возникающих импульса напряжений при формировании треков осколков деления. Сначала от ядра трека к поверхности распространяется ударная волна сжатия, опережающая температурный фронт. Ее импульс релаксирует за время $\approx 10^{-11}\,\mathrm{s}$. После прохождения ударной волны устанавливается поле термоупругих напряжений, существующих $\approx 10^{-10}\,\mathrm{s}$. В [8] предполагается, что разрыв вещества происходит в приповерхностном слое, где максимальны растягивающие напряжения, созданные отраженной от поверхности ударной волной. Форма оторванных кусков (часто повторяющая профиль каналов треков (рис. 1,*b*,*c*)) позволяет утверждать, что разрыв происходит в центре горячего ядра трека. Изгиб кусков частично оторванного вещества также подтверждает существование значительных термоупругих напряжений в области трека.

Таким образом, в работе представлены экспериментальные доказательства влияния анизотропии структуры кристалла на структуру поверхностных треков. Формирование треков обусловлено несколькими одновременно протекающими процессами: термическим испарением, термоупругими напряжениями и взаимодействием с поверхностью ударной волны.

Список литературы

[1] И.В. Воробьева, Я.Е. Гегузин, В.Е. Монастыренко. ФТТ **28**, *8*, 2402 (1986).
[2] И.В. Воробьева, В.Е. Монастыренко, В.П. Перелыгин. ФТТ **31**, *10*, 1 (1989).
[3] И.В. Воробьева, Я.Е. Гегузин, В.Е. Монастыренко. ФТТ **24**, *9*, 2866 (1982).
[4] L.T. Chadderton. Nucl. Tracks Radiat. Meas **15**, *1–4*, 11 (1988).
[5] Л. Чаддертон. Поверхность. **3**, 5 (1993).
[6] K. Isui. J. Phys. Soc. Jap. **20**, *6*, 915 (1965).
[7] А.М. Зайцев. Поверхность. **10**, 5 (1991).
[8] C. Ronchi. J. Appl. Phys. **44**, *8*, 3575 (1973).