

Так как при радиоактивных распадах из ядер вылетают α -частицы, электроны, позитроны и γ -кванты и так как энергия радиоактивных излучений обычно не превышает нескольких МэВ, то из только что сказанного следует важный вывод: радиоактивные излучения, как правило, не создают вторичной радиоактивности.

Возникновение наведенной активности — вредное явление, так как она отравляет материал и делает опасной работу с ним. С другой стороны, в исследовательских работах по ядерным реакциям явление наведенной активности часто используется для идентификации и изучения выхода различных реакций (см. гл. IV, § 1).

§ 7. Прохождение тяжелых положительно заряженных частиц через монокристаллы

1. Прохождение тяжелых положительно заряженных частиц через монокристаллы отличается от прохождения через аморфные и поликристаллические среды только для частиц, движущихся под

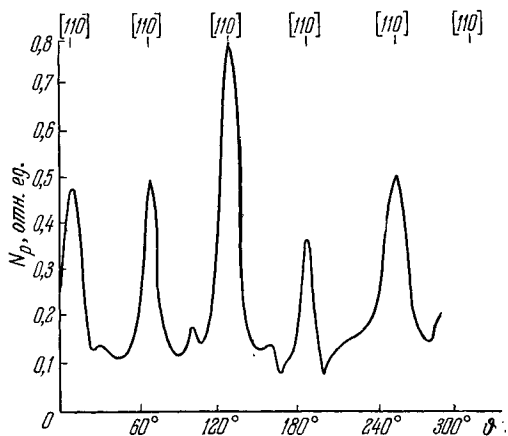


Рис. 8.11. Зависимость числа прошедших через монокристаллическую пленку золота протонов от угла ориентации плоскости пленки относительно протонного пучка.

Вверху указаны миллеровские индексы кристаллографических осей. Энергия протонов равняется 75 кэВ.

малыми углами к кристаллографическим осям низшего порядка. Это отличие состоит прежде всего в том, что у частиц, движущихся вдоль этих осей, резко уменьшаются ионизационные потери энергии и, следовательно, резко возрастают пробеги. Рис. 8.11 и 8.12 иллюстрируют это утверждение. На рис. 8.11 изображена зависимость числа протонов, прошедших через монокристаллическую пленку золота, от угла поворота монокристалла относительно на-

правления пучка налетающих протонов. Как видно из рисунка, если направление пучка совпадает с одной из кристаллографических осей, то число прошедших через монокристалл протонов резко возрастает. На рис. 8.12 приведено энергетическое распределение протонов, прошедших через тонкую пластинку монокристалла кремния. Из этого рисунка видно, что если протоны движутся вдоль оси [110] (диагональ грани куба), то их ионизационные потери в среднем сильно уменьшаются.

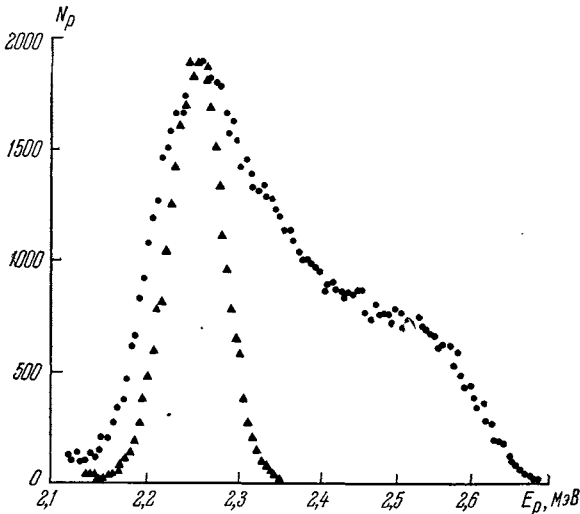


Рис. 8.12. Энергетические спектры протонов, прошедших через тонкую пластинку кремния.

Энергия налетающих протонов 3 МэВ. Треугольники — направление протонного пучка отличается от направления кристаллографических осей; кружочки — направление протонного пучка совпадает с осью [110].

Кроме ионизационных потерь у значительной доли частиц, движущихся вдоль осей, резко уменьшаются выход характеристического рентгеновского излучения, испускаемого атомами монокристалла в результате выбивания частицей электронов с *K*- и *L*-оболочек, а также вероятность вступить в ядерную реакцию. Последнее можно видеть на рис. 8.13, где изображена зависимость выхода резонансной реакции (ρ , γ) на ядре изотопа алюминия $^{13}\text{Al}^{27}$ ($E_p = 405$ кэВ) от угла между направлением пучка и осью [110] монокристалла алюминия.

2. Монокристалл можно рассматривать как систему цепочек атомов или ионов, выстроенных вдоль направления кристаллографической оси. Отмеченные выше особенности прохождения частиц через монокристаллы обусловлены тем, что частицы, движущиеся

в монокристалле под малыми углами к его оси, испытывают отражение от встречающихся на их пути цепочек атомов, выстроенных вдоль этой оси (рис. 8.14). В этом случае говорят, что частицы движутся в режиме *каналирования*. Вследствие отражения от цепочек атомов каналированные частицы *удерживаются на больших расстояниях от атомов*. Поэтому прохождение каналированных частиц характеризуется теми особенностями, о которых мы говорили в п. 1.

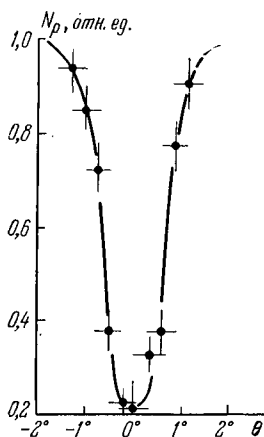


Рис. 8.13. Зависимость выхода γ -квантов в резонансной реакции (p, γ) в монокристалле алюминия от угла между направлением пучка протонов и осью [110].

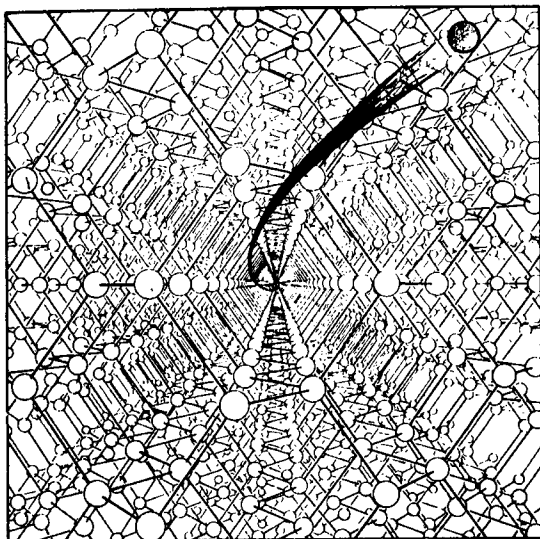


Рис. 8.14. Движение положительно заряженных частиц в режиме каналирования.

Чтобы убедиться в том, что налетающие на цепочку под достаточно малыми углами частицы будут отражаться от нее, рассмотрим сначала обратную задачу о движении частиц, испущенных из узлов цепочки. Ограничимся простейшей моделью, в которой на испущенную из узла частицу действует только кулоновское поле ядра соседнего узла. В такой модели угол вылета частицы из цепочки будет следующим образом выражаться через параметр p столкновения частицы с ядром (рис. 8.15):

$$\theta = \theta_0 + \vartheta = \frac{p}{d} + \frac{b}{p}; \quad (8.51)$$

смысл углов θ_0 и ϑ очевиден из рисунка, d — расстояние между соседними ионами, $b = zZ_1^2/E$ и E — энергия частицы. Из формулы (8.51) следует, что существует минимальный угол θ_T (угол тени)

вылета частицы из цепочки, который дается соотношением

$$\theta_T = 2 \sqrt{\frac{b}{d}} = 2 \sqrt{\frac{E_1}{E}}, \quad (8.52)$$

где $E_1 = zZe^2/d$. Для ориентировки в порядках величин укажем, что для цепочки монокристалла вольфрама, направленной вдоль оси [100], $E_1 = 340$ эВ, и следовательно, испущенные из узла этой цепочки протоны с энергией 1 МэВ характеризуются углом θ_T , равным 2° .

Оценка (8.52) угла тени получена при довольно грубых предположениях. Однако более точное рассмотрение не меняет вывода о том, что существует минимальный угол вылета частиц из цепочки, и дает тот же самый порядок величины угла тени.

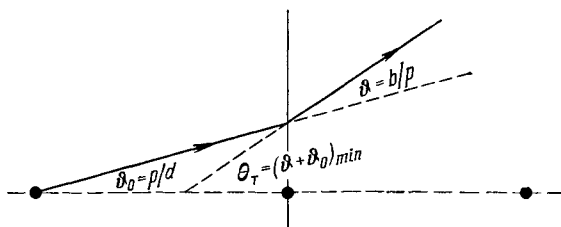


Рис 8.15. Схема рассеяния положительно заряженной частицы, вылетающей из узла решетки, ядром соседнего узла.

Линия со стрелкой — траектория частицы, черные кружочки — находящиеся в узлах атомные ядра. Масштабы углов завышены.

Из обратимости механического движения следует, что если испущенные из узлов цепочки частицы не могут вылететь под углом θ_T к ее оси, то и частицы, налетающие на цепочку под углом, меньшим θ_T , не смогут достичь этой оси и должны, следовательно, отражаться от цепочки. Если частицы налетают на цепочку под углами, только «чуть-чуть» меньшими угла тени, то углы отражения (которые мы отсчитываем от оси цепочки) будут, как правило, большими. Это связано с тем, что такие частицы движутся по траекториям, близко подходящим к атомным ядрам. При дальнейшем уменьшении угла падения он становится равным углу отражения.

Угол $\theta_{\text{кан}}$ падения частицы на цепочку, начиная с которого происходит захват частицы в режим каналирования, называется *углом каналирования*. Оценки показывают, что угол каналирования примерно в полтора раза меньше угла тени.

Кристаллические плоскости также обладают свойством отражать частицы, налетающие на них под достаточно малыми углами. Поэтому наряду с «осевым» каналированием можно говорить и о «плоскостном» каналировании. При этом углы θ_T и $\theta_{\text{кан}}$ для плоскостей в несколько раз меньше соответствующих углов для цепочек.

Режим каналирования может поддерживаться длительное время только в идеальных монокристаллах, у которых атомы закреплены в узлах цепочек. В реальных же монокристаллах каналированные частицы могут рассеиваться на углы, превышающие угол каналирования, и выбывать из режима каналирования, например, в результате столкновений с атомами, внедренными в пространство между цепочками. Поэтому число каналированных частиц сильно уменьшается с увеличением глубины их проникновения в монокристалл.

В режим каналирования могут захватываться также и электроны. При этом монокристаллический канал играет роль ондулятора, вызывая поперечные колебания электронов. В результате возникают мощные, остро направленные потоки фотонов.

3. В предшествующем пункте мы видели, что для частиц, вылетающих из узлов решетки, направления вдоль кристаллографических осей и плоскостей являются закрытыми. Поэтому, если узлы монокристалла в результате ядерных процессов (α -распад, упругое и неупругое рассеяние протонов) станут излучателями частиц, то в направлениях осей и плоскостей должны наблюдаться своеобразные тени. Это явление было предсказано и обнаружено А. Ф. Тулиновым (1965) и названо им «эффектом теней». На рис. 8.16 приведена система теней, которая создана на фотопластинке протонами, упруго рассеянными в монокристалле вольфрама.

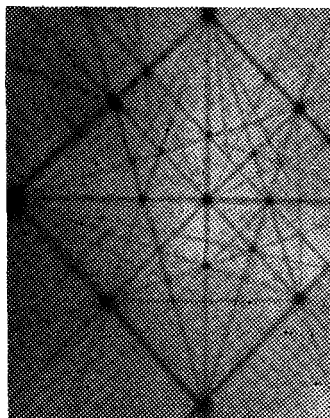


Рис. 8.16. Система теней, образованных упруго рассеянными протонами в монокристалле вольфрама.

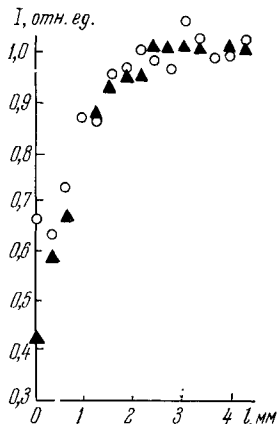
Фотографическая пластинка располагалась перпендикулярно оси [110]. Пятно в центре представляет собой тень от цепочек, выстроенных вдоль этой оси. Остальные точечные тени образованы цепочками других направлений. Наконец, темные линии представляют собой тени от кристаллических плоскостей.

Эффект теней открывает принципиальную возможность прямого измерения времени протекания ядерных реакций. В качестве иллюстрации этого утверждения рассмотрим эксперимент по измерению времени жизни составного ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{239}$, образующегося при облучении ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$ нейтронами с энергией 1,7 МэВ (опыт был поставлен в НИИ ядерной физики МГУ в 1970 г.). Принципиальная схема опыта такова. Пучок нейтронов направлялся на монокристалл UO_2 , ориентированный таким образом, чтобы одна из осей [111] (диагональ куба) была направлена вдоль пучка, а другая—

перпендикулярно ему. Вдоль обеих осей наблюдались тени, образованные осколками деления. Нетрудно видеть, что тень вдоль перпендикулярной пучку оси должна быть менее «глубокой», чем вдоль оси, параллельной пучку. Действительно, некоторые составные ядра, образующиеся в перпендикулярных пучку цепочках, за счет отдачи успеют до акта деления выйти в пространство между

Рис. 8.17. Тени, образованные осколками деления в монокристалле UO_2 .

Кружочками отмечена интенсивность в направлении оси, перпендикулярной пучку нейтронов, треугольниками — в направлении оси, параллельной пучку. Углы заменены расстояниями в плоскостях, перпендикулярных соответствующим осям и удаленных от монокристалла на 50 мм (в этих плоскостях находились детекторы).



цепочками. Осколки деления таких ядер могут двигаться вдоль цепочки и будут, следовательно, уменьшать глубину тени. На рис. 8.17 приведены кривые зависимости интенсивности вылетающих из монокристалла осколков от угла, под которым они движутся к выделенным ранее осям. Как видно из рисунка, глубина тени от параллельных пучку цепочек больше, чем от цепочек, перпендикулярных пучку. По тому, насколько уменьшается глубина тени, можно определить расстояния, на которые смещаются ядра, и, следовательно, время жизни составного ядра. В данном случае это время оказалось равным примерно $2 \cdot 10^{-16}$ с.