

ДИНАМИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН КАНАЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ. ОКОЛОБАРЬЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

С. А. Воробьев, В. И. Гриднев, Е. И. Розум, В. Г. Хлабутин

В диапазоне энергий $E=1.87\div 5.70$ МэВ измерены угловые распределения электронов, каналирующих вдоль (100) и (110) плоскостей 2 мкм монокристалла Si. Результаты сравниваются с численными расчетами, проведенными в 31-волновом приближении квантовой теории каналирования. Получено согласующееся с экспериментом условие локализованности квантовых состояний каналирования. Обнаружены и исследованы эффекты квантовой модуляции деканалирования электронов, подавления деканалирования при $E > E_c$, где E_c — критическая энергия электронов, подавления дифракции электронов при локализации состояний верхней заселенной зоны.

Каналирование электронов средних энергий (полная энергия $E = \gamma mc^2 \leq 50$ МэВ) определяется, как известно, зонным спектром и состояниями их поперечного движения, обусловленных усредненными потенциалами атомных плоскостей или осей [1]. Квантовые состояния каналирования описываются решениями уравнения Шредингера с периодическим потенциалом плоскостей (осей) и релятивистской массой $M = \gamma m = E/c^2$. Поэтому динамикой энергетических зон будет являться изменение спектра и заселенностей этих состояний, происходящее при изменении любого из параметров взаимодействия каналирующей частицы с кристаллом (энергии E , характеристик потенциала и т. д.).

Зонная структура спектра поперечных энергий состояний каналирования определяется переходами электронов через барьер, разделяющий потенциальные ямы двух соседних плоскостей. Как следствие, малые ширины разрешенных подбарьерных зон обусловлены слабым туннелированием из связанных состояний ямы в такие же состояния соседней ямы, а большие ширины надбарьерных зон — переходами в непрерывном спектре.

Околобарьерные эффекты каналирования ярче всего проявляются в «энергетической» динамике зон (при изменении E). Так, ширины запрещенных надбарьерных зон определяются коэффициентом отражения электронов от межплоскостного потенциального барьера R , равным нулю лишь при «критических» энергиях электронов $E = E_c$ (при которых касаются друг друга границы двух соседних разрешенных околобарьерных зон [2]). При $E = E_c$ имеют место изменение симметрии волновых функций границ касающихся зон [3] и инверсия заселенностей этих зон [4]. В модально-независимом подходе [5] показана взаимосвязь этих явлений и найдены конкретные значения E_c , подтвержденные последующим экспериментом [6].

При совместном изменении E и направлений каналирования имеет место подобие угловых распределений каналирующих электронов [7], проявляющееся при определенных E в практическом совпадении (по числу и интенсивности пиков и измеренному в углах Брэгга θ_B угловому расстоянию между ними) угловых распределений для разных плоскостей кристалла.

Итак, в динамике зон плоскостного каналирования электронов обнаруживается ряд новых существенно квантовых явлений, общая причина которых — параметрическая зависимость состояний каналирования от E и характеристик межплоскостного потенциала.

Цель настоящей статьи — систематическое изучение энергетической динамики квантовых состояний каналирования и состояний дифракции, подобия угловых распределений, влияния квантового характера каналирования электронов средних энергий на процесс деканалирования.

1. Экспериментальная методика и численные расчеты

Систематическое исследование угловых распределений (100) и (110) каналирования электронов за 2 мкм монокристаллом кремния при угле вылета $\theta_0=0$ проведено на базе микротрона на установке [8] по электронографической методике [9]. Параметры выведенного пучка электронов микротрона: диапазон изменения энергии электронов $E=1.5\div 5.7$ МэВ, относительная немонотонность пучка 0.3 %, угловая расходимость пучка на мишени $\Delta\theta_0=0.02^\circ$.

Численные расчеты проводились в 31-волновом приближении квантовой теории каналирования [10] с периодическим потенциалом [11] атомных плоскостей кристалла. Угловые распределения электронов за кристаллом рассчитывались по формуле [7, 12]

$$J(\theta) = F(\Delta\theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} W_n(\theta_0) W_n(\theta), \quad (1)$$

где

$$F(\Delta\theta_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\{-2[(\theta - \theta_0 - 2m\theta_B)/\Delta\theta_0]^2\}, \quad (2)$$

$W_n(\theta)$ — заселенность n -й зоны при угле вылета θ электронов из кристалла.

2. Локализованные квантовые состояния быстрых электронов в кристаллах

В ранних работах [13, 14] каналирование электронов рассматривалось как движение их в квантовых состояниях, локализованных в поле потенциальной ямы отдельной атомной плоскости (оси). При описании каналирования как движения электронов в квантовых состояниях зонного спектра межплоскостного потенциала [10] эти состояния также разделяются на локализованные (вблизи атомных плоскостей) и образованные почти свободными электронами [15, 16].

На рис. 1 даны кривые возбуждения $W_n(\theta)$ для (100) и (110) каналирования, представляющие собой и ступенчатые функции ширины θ_B , и плавные широкие кривые. Известно [15, 16], что ступенчатые кривые возбуждения описывают делокализованные, плавные — локализованные состояния. Сравнивая с помощью рис. 1 число n локализованных зон и отношение θ_L/θ_B , где θ_L — критический угол плоскостного каналирования, получаем неравенство

$$2(n-1)\theta_B < \theta_L, \quad (3)$$

являющееся условием локализации первых n зон (основное состояние $n=1$ есть нижняя зона). С учетом явных выражений

$$\theta_B = \pi\hbar/pd, \quad \theta_L = \sqrt{2EV_A}/pc \quad (4)$$

(p — импульс электрона, d — межплоскостное расстояние, V_A — амплитуда межплоскостного потенциала) из (3) следует выражение для энергии электронов E_n , выше которой состояния n -й зоны локализованы

$$E_n = \frac{2(\pi\hbar c/d)^2}{V_A} (n-1)^2. \quad (5)$$

Условие $E_n \geq mc^2$ дает, что при (100) и (110) каналировании основное состояние локализовано при любых значениях E . Значения E при $n > 1$ даны в таблице.

Покажем, что (5) есть условие локализованности состояний n -й энергетической зоны. При (100) каналировании рис. 1, *a—e* показывает, что кривая возбуждения 1 для $E=(2.45, 4.15, 5.70)$ МэВ есть плавная кривая, т. е. основное состояние локализовано при всех E . Кривая 2 на рис. 1, *a*

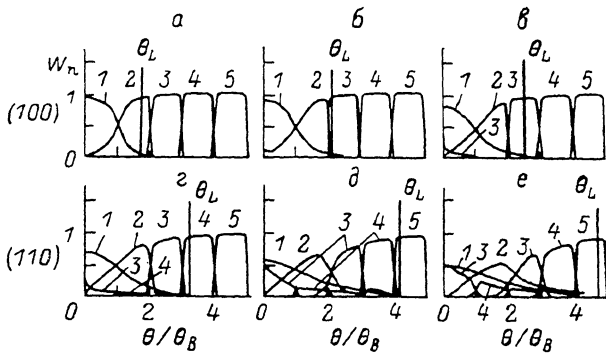


Рис. 1. Кривые возбуждения состояний первых пяти зон (кривые 1—5) (100) и (110) каналирования.

Энергии электронов E (МэВ): *a, в* — 2.45; *б, д* — 4.15; *в, е* — 5.70.

($E=2.45$ МэВ) имеет плоскую вершину (состояние почти локализовано), а на рис. 1, *б, в* является плавной кривой, т. е. в согласии с таблицей, вторая зона при $E > 3.54$ МэВ локализована. Кривые 3—5 на рис. 1, *a—в* имеют ступенчатый вид (зоны делокализованы), что также согласуется с данными таблицы.

Значения энергий E_n электронов, выше которых состояния зоны n локализованы вблизи атомных плоскостей

Плоскости Si	E_n , МэВ		
	$n=2$	$n=3$	$n=4$
(100)	3.54	14.15	31.83
(110)	0.98	3.91	8.81

Для (110) каналирования из рис. 1, *г—e* видно, что кривые 1 и 2 плавные, т. е. в согласии с таблицей зоны 1 и 2 локализованы. Кривая 3 при $E=2.45$ МэВ (рис. 4, *г*) ступенчатого вида, а при $E=(4.15, 5.70)$ МэВ плавная (рис. 4, *д, е*). Поэтому в согласии с таблицей зона 3 при $E < 3.91$ МэВ делокализована, а при $E > 3.91$ МэВ локализована. Зоны с $n > 3$ в согласии с таблицей делокализованы (кривые 3—5 имеют ступенчатый вид).

Первая подбарьерная зона дает такой же вклад в угловое распределение каналирующих электронов, что и подбарьерные зоны [16], поэтому в (3) число n локализованных зон есть

$$n = n_0 + 1, \quad (6)$$

где n_0 — число подбарьерных зон.

На рис. 2 даны электронограммы угловых распределений (100) и (110) каналирования, на рис. 3 — результаты их фотометрирования. Их ана-

лиз дает, что число N_e экспериментально наблюдаемых пиков углового распределения удовлетворяет соотношению

$$N_e \geq \theta_L/\theta_B + 1. \quad (7)$$

Подставляя (6) в (3), а результат в (7), получаем

$$2n_0 + 1 < \theta_L/\theta_B \leq N_e, \quad (8)$$

откуда следует соотношение

$$N_e \leq 2n_0 + 1, \quad (9)$$

ранее полученное феноменологически в [12].

На рис. 4 даны энергетические зависимости зонных спектров (100) и (110) каналирования. Для (100) каналирования при $E=1.87 \div 5.70$ МэВ

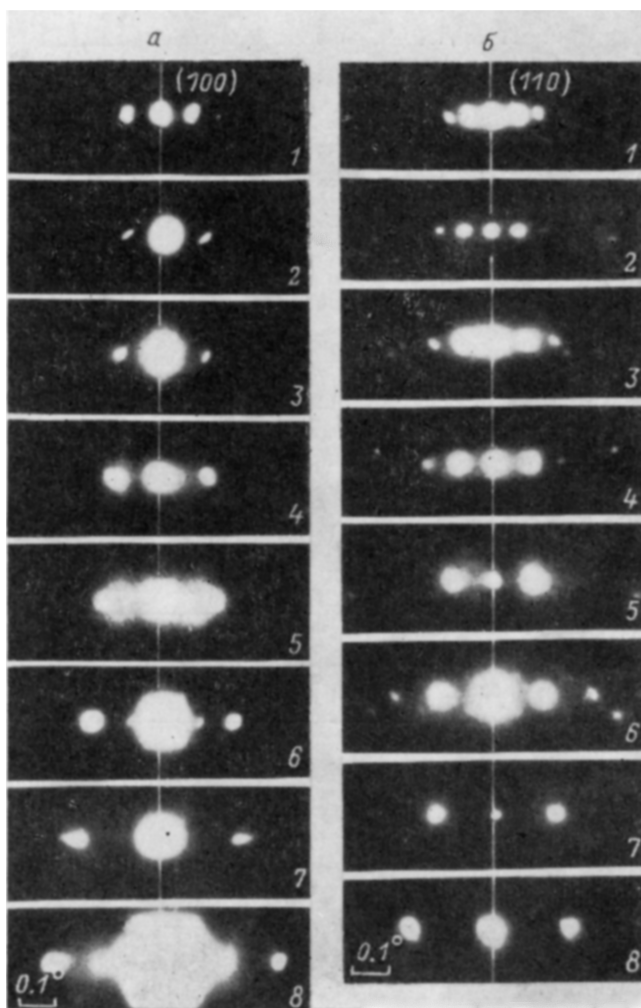


Рис. 2. Фотографии электронограмм угловых распределений (100) (а) и (110) (б) каналирования.

Энергии электронов E (МэВ): 1 — 5.70, 2 — 5.15, 3 — 4.65, 4 — 4.15, 5 — 3.65, 6 — 3.15, 7 — 2.45, 8 — 1.87.

имеется одна подбарьерная зона и, согласно (9), $N_e \approx 3$, что согласуется с экспериментом (рис. 2, а, фото 1—8). Для (110) каналирования при $E=1.87 \div 3.65$, $E=4.15 \div 5.70$ и $E=4.15 \div 5.70$ МэВ имеем $n_0=1$ и $n_0=2$, что дает значения $N_e \approx 3$ и $N_e \approx 5$, согласующиеся с экспериментом (рис. 2, б,

фото 5—8 и 1—4). Т. е. соотношение (9), полученное из условия (3) локализации состояний, хорошо описывает число экспериментально наблюдаемых пиков углового распределения электронов. Следовательно, каналирующие электроны описываются главным образом локализованными квантовыми состояниями.

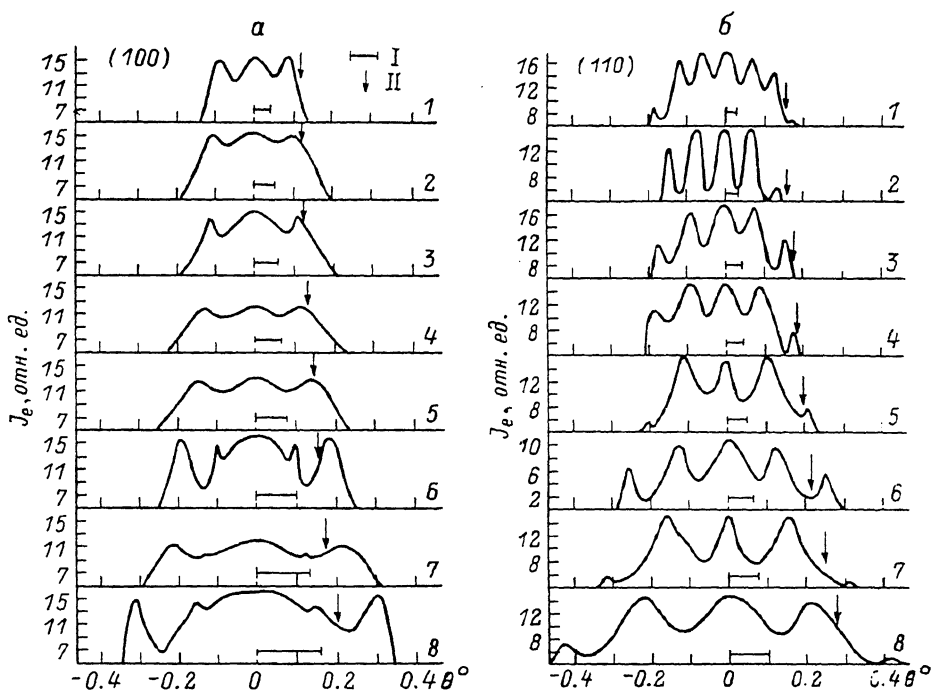


Рис. 3. Кривые фотометрирования электронограмм, соответствующих фотографиям на рис. 2, а, б. I — θ_B , II — θ_L .

3. Делокализованные квантовые состояния

Расчитанные по (1) и (2) угловые распределения каналирующих электронов (учтен вклад 15 зон), нормированные на высоту наиболее интенсивного пика, показаны на рис. 5 (обозначения те же, что на рис. 2, 3). Правая часть рис. 5 отличается от левой (заштрихованной) исключением вклада основного состояния.

Рис. 3 и 5 показывают хорошее согласие расчетных распределений

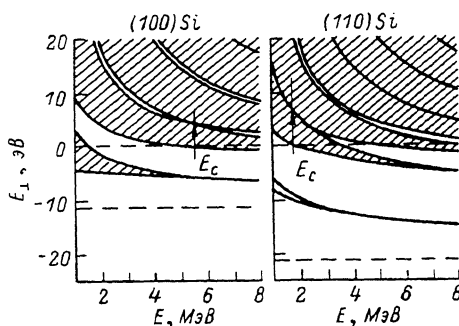


Рис. 4. Энергетические зависимости зонных спектров (100) и (110) каналирования электронов.

Штриховые линии — амплитудные значения межплоскостного потенциала, E_c — значения критической энергии электронов.

с экспериментальными по числу и положению пиков. Однако при $E=3.65$ МэВ на экспериментальных распределениях (100) каналирования имеются пики на углах $\theta = \pm \theta_B$ (кривые 6—8 на рис. 3, а), отсутствующие на расчетных распределениях (кривые 6—8, на рис. 5, а). Из рис. 2, а (фото 6—8) видно, что эти пики есть дифракционные рефлексии для направления $\langle 111 \rangle$ падающего пучка. При $E \geq 3.65$ МэВ в эксперименте наблюдается подавление рефлексов.

Из рис. 1, *a*–*в* видно, что для (100) каналирования при $E < E_c \approx 5.64$ МэВ заселены зоны 1 и 2, при $E > E_c$ — 1 и 3. Состояния зоны 1 локализованы всегда, зоны 3 дelokализованы при $E > E_c$, зоны 2 локализованы при $E < E_2 = 3.54$ МэВ и дelokализованы при $E > E_2$ (см. раздел 2). В эксперименте же при $E \geq 3.65$ МэВ исчезают дифракционные рефлексы. Объяснить это можно только исчезновением квантовых состояний дифракции, происходящим при превращении дelokализованных состояний зоны 2 в локализованные. Так, при $E = 1.87 \div 3.54$ МэВ заселены локализованная зона 1 и дelokализованная зона 2, дающие вклад в формирование как пиков каналирования, так и расположенных при $\theta = \pm \theta_B$

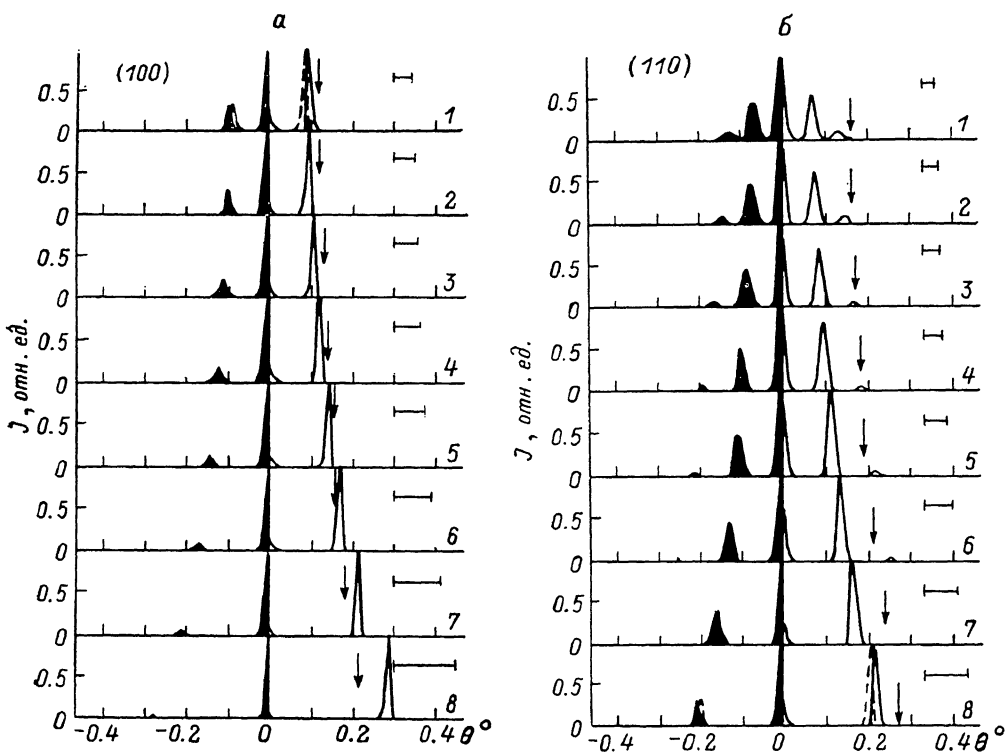


Рис. 5. Расчетные угловые распределения, соответствующие распределениям на рис. 3. Обозначения те же, что и на рис. 3.

дифракционных рефлексов. Для зоны 2 заселенность $W_2(0) \approx 1$, а вероятность вылета электронов из кристалла под углами $\theta = \pm \theta_B$ есть $W_2(\pm \theta_B) \approx 0.5$ (рис. 1, *a*, *б*), поэтому аналогично (1) интенсивность рефлексов равна $J_2 = W_2(0)W_2(\pm \theta_B) \approx 0.05$. При $E = 3.54 \div 5.64$ МэВ заселены локализованные зоны 1 и 2, поэтому рефлексы должны быть подавлены, что согласуется с экспериментом. При $E = 5.64 \div 5.70$ МэВ заселены локализованная зона 1 и дelokализованная зона 3, но здесь $W_3(0) \approx 0.15$, $W_3(\pm \theta_B) \approx 0.005$ (рис. 1, *в*) и интенсивность рефлексов $J_3 = W_3(0)W_3(\pm \theta_B) \approx 0.008 \ll J_2$. Вследствие малости J_2 (кривые 6–8 на рис. 3, *a*) дифракционные рефлексы при $E > 5.64$ МэВ будут практически ненаблюдаемы, что подтверждается экспериментом (кривая 1 на рис. 3, *a*).

Итак, локализованные квантовые состояния описывают движение только каналирующих электронов, дelokализованные состояния дают вклад и в каналирование, и в дифракцию электронов в кристаллах.

4. Приближенное подобие угловых распределений канализирующих электронов

Подобие угловых распределений электронов, каналирующих вдоль разных плоскостей монокристалла кремния, имеет место при значениях энергии электронов E_{hkl} , связанных соотношением [7]

$$a_{100} \sqrt{E_{100} V_{100}} = a_{110} \sqrt{E_{110} V_{110}}. \quad (10)$$

Здесь V_{hkl} — амплитуда периодического потенциала $V(x)$ плоскостей $\{hkl\}$; a_{hkl} — ширина прямоугольной ямы глубины V_{hkl} , фазовая площадь которой равна фазовой площади изолированной ямы потенциала $V(x)$.

Но, согласно (6) и (9), подобные угловые распределения должны быть образованы одинаковым числом локализованных зон. Записывая (5) для (100) и (110) каналирования при $n_{100} = n_{110}$, получаем соотношение

$$d_{100} \sqrt{E_{100} V_{100}} = d_{110} \sqrt{E_{110} V_{110}}, \quad (11)$$

отличающееся от (10) лишь заменой ширин прямоугольных ям a_{hkl} на межплоскостные расстояния d_{hkl} .

По сравнению с (10) равенство (11) — менее точное (значения a_{hkl} в (10) определяются конкретной формой межплоскостного потенциала).

Следующее из (10) и (11) соотношение

$$a_{100} d_{110} = a_{110} d_{100} \quad (12)$$

выполняется с точностью 10 % при подстановке в него $d_{100} = 1.358 \text{ \AA}$, $d_{110} = 1.920 \text{ \AA}$ и a_{hkl} из [7]. Итак, полученное из условия локализации (5) равенство (11) является приближенным условием подобия угловых распределений каналирующих электронов.

Приближенное подобие угловых распределений является следствием приближенной масштабной инвариантности зонного спектра каналирующих частиц, а (11) — лишь другой формой записи одного из масштабных инвариантов [17]

$$\mu(E) = EV_A d^2 \simeq \text{const}. \quad (13)$$

Вследствие масштабной инвариантности зонного спектра локализованность состояний каналирования, делокализованность состояний дифракции, выражение (9), подобие распределений и т. д. будут иметь место и в общем случае (hkl) плоскостного каналирования частиц.

5. Квантовая модуляция деканалирования электронов

В приближении одной плоскости деканалированием электронов уровня n называют их безызлучательные переходы на вышележащие уровни и в состоянии непрерывного спектра. При небольшом числе уровней в яме скорость деканалирования определяется главным образом скоростью ухода электронов в непрерывный спектр.

Следуя [14, 18], будем далее процесс убывания электронов из зоны называть деканалированием электронов из этой зоны. Наиболее интенсивно деканалируют электроны, движущиеся в области тепловых колебаний атомов кристалла, где велика вероятность близких взаимодействий электронов с атомами [14, 19].

Явление квантовой модуляции деканалирования покажем на примере (110) каналирования, где, согласно рис. 1, $g-e$ и рис. 4 при $E = 1.8 \div 5.7 \text{ МэВ}$, заселены только две зоны, а число надбарьерных зон меняется от одной до трех.

Сравнение расчетных угловых распределений (рис. 5, б) с экспериментальными (рис. 3, б) позволяет грубо оценить интенсивность деканалиро-

вания электронов из основного состояния. Так, при $E=1.87$ МэВ экспериментальное распределение (кривая 8 на рис. 3, б) описывается полусуммой левой и правой частей расчетного распределения (кривая 8 на рис. 5, б). Т. е. при $E=1.87$ МэВ из основного состояния деканализирует около 50 % электронов. Аналогично при $E=5.70$ МэВ деканализирует около 25 % этого состояния.

Интенсивное деканализирование здесь обусловлено тем, что максимум плотности числа частиц основного состояния лежит в области тепловых колебаний атомов (рис. 2 в [20]), и вероятность близких взаимодействий велика. Уменьшение интенсивности деканализирования от 0.5 до 0.25 вызвано уменьшением с ростом E заселенности этого состояния (согласно рис. 1, $z-e$, от 0.79 до 0.50 соответственно). Т. е. интенсивность деканализирования электронов из основного состояния «модулирована» заселенностью этого состояния.

Но даже при учете этого в расчетных угловых распределениях при $E > 3.65$ МэВ центральный пик выше боковых (кривые 1—4 на рис. 5, б), чего не наблюдается в эксперименте (кривые 1—4 на рис. 3, б). Центральный пик при $E=2.45$ МэВ формируется главным образом состояниями зоны 1, боковые пики — состояниями зоны 3 (см. (1) и рис. 1, z); при $E=5.70$ МэВ эти зоны дают одинаковый вклад в угловое распределение (рис. 1, e). Поэтому в эксперименте подавление центрального пика (по сравнению с расчетом) возможно лишь при одновременном деканализировании электронов и зон 1 и 3.

Согласно [14, 19], присутствующие в центральном пике распределения электроны зоны 3 должны интенсивно деканализировать при всех E , так как центральный максимум плотности числа частиц этой зоны лежит в области тепловых колебаний атомов (рис. 2 в [20]). В эксперименте же электроны этого пика интенсивно деканализируют лишь при $E > 3.65$ МэВ. Напомним, что при $E < E_3=3.91$ МэВ зона 3 делокализована, при $E > E_3$ локализована (см. таблицу), основное состояние локализовано при любых E , а деканализирование из него интенсивно во всем диапазоне $E=1.87-5.70$ МэВ.

Итак, электроны интенсивно деканализируют из зоны, когда состояния этой зоны локализованы вблизи атомных плоскостей и хотя бы один из максимумов плотности числа частиц зоны находится в области тепловых колебаний атомов кристалла. Поэтому интенсивность деканализирования электронов из зоны «модулирована» и заселенностью, и степенью локализованности состояний зоны.

Деканализирование электронов из верхней заселенной зоны резко меняется при критической энергии электронов $E=E_c$. Так, для (110) каналирования $E_c \approx 1.86$ МэВ, при $E < E_c$ заселен верхний край локализованной зоны 2, а при $E > E_c$ нижний край делокализованной зоны 3 (см. [6] и таблицу). Хотя при $E=E_c$ меняются и симметрия волновых функций, и заселенности границ касающихся зон [3, 4], четность волновых функций заселенных состояний не меняется, центральный максимум плотности числа частиц лежит в области тепловых колебаний атомов при всех E . Поэтому при $E < E_c$ локализованность состояний приведет к их интенсивному деканализированию, а делокализованность при $E > E_c$ к ослаблению деканализирования.

Итак, при переходе через $E=E_c$ наряду с эффектом критической энергии [6] должно наблюдаться уменьшение интенсивности деканализирования. Действительно, при $E < E_c$ боковые пики формируются главным образом состояниями зоны 2 [6], их интенсивное деканализирование приведет к подавлению боковых пиков, т. е. к превышению центрального пика (согласно рис. 3, а, при $E > E_c$ величины пиков одинаковы). Обнаружить это легче всего в относительно толстых кристаллах (3—7 мкм), где вероятности деканализирования велики.

Превышение центрального пика над боковыми (при $E < E_c$) наблюдалось нами ранее в эксперименте. На рис. 6 приведено угловое распределение электронов с $E=1.3$ МэВ $< E_c$, каналирующих вдоль (110) плоско-

стей 5 мкм монокристалла кремния (рис. 1 в [3]). Видно, что центральный пик почти вдвое выше боковых, т. е. эффект подавления при $E > E_c$ деканалирования электронов верхней заселенной зоны можно считать экспериментально доказанным. Причина этого эффекта та же, что и при $E = E_3$: модуляция деканалирования изменением степени локализованности состояния.

Итак, интенсивность деканалирования из основного состояния монотонно уменьшается с ростом E , из верхней заселенной зоны — значительно меняется при изменении степени локализованности зоны. При $E < E_c$ электроны интенсивно деканалируют из локализованной зоны 2, при $E_c < E < E_3$ слабо деканалируют из делокализованной зоны 3, при $E > E_3$ вновь интенсивно деканалируют из локализованной зоны 3. Такая немонотонная зависимость от E интенсивности деканалирования есть следствие существенно квантовой природы каналирования электронов средних энергий.

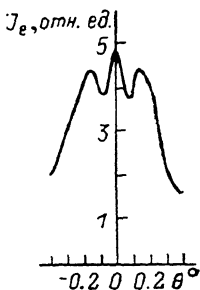


Рис. 6. Кривая фотометрирования электронограммы углового распределения 1.3 МэВ электронов, каналирующих вдоль (110) плоскостей 5 мкм монокристалла кремния [3].

Изложенные выше результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Экспериментально наблюдаемые угловые распределения каналирующих электронов образованы главным образом электронами локализованных квантовых состояний (в ряде случаев имеется «примесь» делокализованных состояний).

2. Электроны, дифрагирующие в кристалле, описываются делокализованными квантовыми состояниями.

3. Подобие угловых распределений есть следствие приближенной инвариантности зонного спектра каналирования.

4. Интенсивность деканалирования электронов из зоны модулирована заселенностью и степенью локализованности состояний этой зоны.

5. Электроны интенсивно деканалируют из зоны, когда состояния этой зоны локализованы вблизи атомных плоскостей и хотя бы один из максимумов плотности числа частиц этой зоны находится в области тепловых колебаний атомов кристалла.

6. Выше критической энергии электронов имеет место подавление деканалирования электронов верхней заселенной зоны.

7. Вследствие приближенной масштабной инвариантности зонного спектра вышеперечисленные выводы должны быть справедливы и в общем случае (hkl) плоскостного каналирования частиц.

Л и т е р а т у р а

- [1] Воробьев С. А. Каналирование электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1984. 96 с.
- [2] Lasikov V. V., Pivovarov Yu. L., Kostareva O. G. Phys. St. Sol. (b), 1982, vol. 109, N 2, p. 761—771.
- [3] Бабаханян Э. А., Воробьев С. А., Кононец Ю. В., Попов Д. Е. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 5, с. 184—187.
- [4] Kaplin V. V., Nurmagambetov S. B., Gridnev V. I. et al. Phys. St. Sol. (b), 1984, vol. 126, N 2, p. 565—574.
- [5] Хлабутин В. Г. Деп. в ВИНТИ, № 5590-85, 1985. 44 с.
- [6] Воробьев С. А., Гриднев В. И., Каплин В. В. и др. Тез. докл. XVI Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1986, с. 74.
- [7] Gridnev V. I., Khlabutin V. G., Rozum E. I., Vorobiev S. A. Phys. St. Sol. (b), 1987, vol. 140, N 1, p. K13—K17.
- [8] Гриднев В. И., Розум Е. И., Слупский А. М., Воробьев С. А. ПТЭ, 1987, № 1, с. 20—23.
- [9] Gridnev V. I., Rozum E. I., Slupsky A. M., Vorobiev S. A. Nucl. Instr. Meth., 1987, vol. 15D, № 5, p. 1323—1325.
- [10] Andersen J. U., Andersen S. K., Augustyniak W. M. K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 1977, vol. 39, N 10, p. 1—58.

- [11] *Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Sorensen A. H.* Physica Scripta, 1983, vol. 28, N 2, p. 308—330.
- [12] *Гриднев В. И., Хлабутин В. Г., Розум Е. И.* Деп. в ВИНТИ, № 193-B86, 1986. 54 с.
- [13] *Kaplin V. V., Popov D. E., Vorobiev S. A.* Phys. St. Sol. (b), 1976, vol. 76, N 2, p. 779—786.
- [14] *Каплин В. В., Воробьев С. А.* ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 2, с. 583—596; ФТТ, 1977, т. 19, № 7, с. 1958—1965.
- [15] *Воробьев С. А., Каплин В. В., Нурмагамбетов С. Б.* и др. Кристаллография, 1986, т. 31, в. 1, с. 66—72.
- [16] *Воробьев С. А., Нурмагамбетов С. Б., Каплин В. В., Розум Е. И.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 2, с. 359—367.
- [17] *Хлабутин В. Г.* Автореф. канд. дис. Томск, ТГУ, 1986. 115 с.
- [18] *Базылев В. А., Жеваго Н. К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987.
- [19] *Рябов В. А.* ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1176.
- [20] *Andersen J. U., Eriksen K. R., Laegsgaard E.* Physica Scripta, 1981, vol. 24, N 3, p. 588—600.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском политехническом институте
им. С. М. Кирова
Томск

Поступило в Редакцию
23 октября 1987 г.