

## КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОСЕВОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ\*

С.И. Матюхин, А.В. Мятечкин, А.В. Разин

Орловский государственный технический университет  
302020, г.Орёл, Наугорское шоссе, 29, e-mail: sim1@mail.ru

Рассмотрен вопрос о критических параметрах каналирования, которые играют определяющую роль в проблеме деканалирования ионов из осевых каналов кристаллов. Получены аналитические выражения для пороговой энергии каналирования, критической поперечной энергии, для расстояния наибольшего сближения частиц с образующими каналы атомными цепочками и для критического угла осевого каналирования. Проанализирована зависимость критических параметров осевого каналирования от температуры кристаллов.

Ключевые слова: эффект каналирования, критические параметры каналирования, осевое каналирование ионов.

### Введение

В настоящее время явление каналирования ионов, возникающее при ориентированном взаимодействии этих частиц с атомами кристаллов [1–5], широко используется для исследования состава и структуры твердых тел [5, 6], при разработке эффективных систем управления пучками высоких энергий в ускорительной технике [7], а также для модификации свойств традиционных для электроники и микроэлектроники кристаллических материалов методом ионной имплантации [8–11]. Между тем, в теории этого явления, несмотря на то, что она развивается с начала 60-х годов прошедшего столетия, до сих пор существует ряд нерешенных проблем, среди которых можно выделить проблему адекватного аналитического описания каналирования и деканалирования ионов низких энергий.

Основным препятствием для этого является необходимость учета множества связанных между собой факторов (например, потерь полной энергии ионов и процессов рассеяния, которые приводят к росту их поперечной энергии), а также сложная зависимость критических параметров каналирования от полной энергии частиц.

В настоящей работе проведено исследование этой зависимости для ионов низких энергий, захваченных в осевые каналы кристаллов.

В работе получены аналитические выражения для пороговой энергии каналирования, критической поперечной энергии, для расстояния наибольшего сближения частиц с образующими каналы атомными цепочками и критического угла осевого каналирования. Показано, что для ионов низких энергий основным фактором, определяющим эти величины, является параметрическая неустойчивость их движения. При этом учет конечности поперечных размеров каналов приводит к появлению максимума в зависимости критического угла от энергии и обращению его в ноль при энергиях частиц, меньших пороговой энергии.

---

\* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №07-07-12015).



Проанализирована зависимость критических параметров осевого каналирования от температуры кристаллов. Показано, что для ионов низких энергий этой зависимостью можно пренебречь.

### 1. Критические параметры осевого каналирования, рассчитанные исходя из критерия потери корреляций Линдхарда

Как известно, впервые представления о критических параметрах каналирования были введены Линдхардом в его основополагающей работе [1] по теории каналирования. Используя приближение непрерывных потенциалов атомных цепочек и плоскостей, он показал, что движение любой каналированной частицы можно разложить на продольное, параллельное оси канала, и поперечное, перпендикулярное ей. При этом оказалось, что при описании эффекта каналирования можно ограничиться рассмотрением только поперечного движения частиц.

В приближении статической атомной цепочки [1] энергия  $E_{\perp}$  поперечного движения определяется выражением

$$E_{\perp} = E \sin^2 \psi + U(r) \approx E \psi^2 + U(r), \quad (1)$$

где  $E$  – полная энергия частицы,  $\psi$  – угол между вектором ее скорости и атомной цепочкой ( $\psi \ll 1$ ),  $U(r)$  – непрерывный потенциал цепочки на расстоянии  $r$  от неё.

Из-за дискретности цепочек эта энергия ограничена сверху величиной критической энергии  $E_{\perp L}$ , по достижении которой частица выходит из режима каналирования (деканализирует) вследствие потери корреляций при столкновениях с атомами кристалла. При этом, приближаясь к цепочке на минимально возможное расстояние  $r_L$ , частица покидает канал после рассеяния на большой угол при однократном взаимодействии с одним из атомов.

Критерий потери корреляций был выведен Линдхардом из условия сохранения поперечной энергии частиц и имеет вид [1]

$$\frac{d^2 U''(r_L)}{8E} = 1, \quad (2)$$

где  $d$  – период цепочки, а  $U''(r_L)$  – значение второй производной от непрерывного потенциала  $U(r)$  на расстоянии наибольшего сближения  $r_L$  с цепочкой.

Найденное из условия (2) расстояние наибольшего сближения  $r_L$  определяет область применимости приближения непрерывного потенциала  $U(r)$  и величину критической поперечной энергии  $E_{\perp L}$ :

$$E_{\perp L} = U(r_L). \quad (3)$$

С понятиями расстояния наибольшего сближения и критической поперечной энергии тесно связано и понятие критического угла каналирования  $\psi_L$ , введенное Линдхардом в той же работе [1] и определяемое уравнением

$$E \psi_L^2 = E_{\perp L}. \quad (4)$$

Ставшие общепринятыми явные выражения для критического угла осевого каналирования получаются путем совместного решения уравнений (2) – (4) с использованием стандартного потенциала цепочки [1]:

$$\psi_L(E) \approx \begin{cases} \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{dE} \right)^{1/2} & \text{при } E > \frac{2Z_1 Z_2 e^2 d}{a_{TF}^2}, \\ \left( \frac{3Z_1 Z_2 e^2 a_{TF}^2}{d^3 E} \right)^{1/4} & \text{при } E < \frac{2Z_1 Z_2 e^2 d}{a_{TF}^2}. \end{cases} \quad (5)$$



В формулах (5)  $Z_1e$  и  $Z_2e$  – заряды атомных ядер частицы и мишени соответственно,  $a_{TF} \approx 0,885a_B(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3}$  – радиус экранирования межатомного взаимодействия ( $a_B$  – боровский радиус). Соответствующие выражения для критического расстояния наибольшего сближения с цепочкой и критической поперечной энергии осевого каналирования имеют вид

$$r_L(E) \approx \begin{cases} a_{TF} & \text{при } E > \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a_{TF}^2}, \\ \left( \frac{9Z_1Z_2e^2a_{TF}^2d}{4E} \right)^{1/4} & \text{при } E < \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a_{TF}^2}; \end{cases} \quad (6)$$

$$E_{\perp L}(E) \approx \begin{cases} \frac{2Z_1Z_2e^2}{d} & \text{при } E > \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a_{TF}^2}, \\ \left( \frac{3Z_1Z_2e^2a_{TF}^2E}{d^3} \right)^{1/2} & \text{при } E < \frac{2Z_1Z_2e^2d}{a_{TF}^2}. \end{cases} \quad (7)$$

Нетрудно, однако, убедиться в том, что формулы (5) – (7) неприменимы для описания каналирования ионов низких энергий: при  $E \rightarrow 0$  рассчитанные по этим формулам критические углы  $\psi_L(E) \rightarrow \infty$ .

Наиболее полное исследование поведения критических параметров каналирования в области низких энергий частиц было проведено в работе [12]. В этой работе показано, что в рамках критерия потери корреляций указанный недостаток линдхардовского определения критических параметров легко устраняется введением в рассмотрение вместо потенциала  $U(r)$  изолированной цепочки потенциала  $U_{ch}(r)$  реального канала, который образован несколькими атомными цепочками и имеет конечные поперечные размеры:

$$\frac{d^2U_{ch}^*(R_s - r_L)}{8E} = 1, \quad (8)$$

$$E_{\perp L} = U_{ch}(R_s - r_L), \quad (9)$$

где  $R_s$  – это расстояние от центра канала до образующих его цепочек.

Совместно с выражением (4) формулы (8) и (9) исчерпывающе определяют критические параметры  $\psi_L(E)$ ,  $r_L(E)$  и  $E_{\perp L}(E)$  при любом потенциале канала  $U_{ch}(r)$ . При этом, как показано в [12], естественным образом возникает еще один критический параметр каналирования – пороговая энергия  $E_L$  такая, что при энергиях частиц  $E \leq E_L$  каналирование невозможно даже в том случае, если частицы движутся параллельно атомным цепочкам в центре канала.

Выражение для пороговой энергии каналирования, полученное из условия потери корреляций (8), имеет вид [12]:

$$E_L = \frac{d^2U_{ch}^*(0)}{8} \quad (10)$$

(в отличие от формул (2), (3) здесь расстояние отсчитывается от центра канала).

Используя стандартный потенциал Линдхарда [1], из (10) находим

$$E_L \approx 3Z_1Z_2e^2a_{TF}^2d \cdot \left( \sum_{s=1}^{N_s} \frac{\cos^2 \varphi_s}{R_s^4} - \frac{N_s}{4} \right), \quad (11)$$

где  $N_s$  – число образующих канал цепочек,  $\varphi_s$  – азимутальный угол, характеризующий положение цепочек в поперечной плоскости канала.

К сожалению, получение с помощью формул (8), (9) явных аналитических выражений для  $\psi_L(E)$ ,  $r_L(E)$  и  $E_{\perp L}(E)$  оказывается затруднительным. Однако эти величины могут быть найдены в неявном виде. Так, в приближении стандартного потенциала



Линдхарда [1] расстояние наибольшего сближения частицы с атомными цепочками  $r_L(E)$  определяется неявным уравнением

$$E = \frac{3Z_1Z_2e^2d}{4a_{TF}^2} f(r_L), \quad (12)$$

где

$$f(r_L) = \sum_{s=1}^{N_s} \left[ \frac{2a_{TF}^4 [4R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + 2r_L^2 + 3a_{TF}^2] \cdot [R_s(1 - \cos\varphi_s) - r_L]^2}{[2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2 + 3a_{TF}^2]^2 [2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2]^2} - \frac{a_{TF}^4}{[2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2 + 3a_{TF}^2] \cdot [2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2]} \right] \quad (13)$$

При этом, как следует из (4), (9), критический угол осевого каналирования равен

$$\psi_L = \sqrt{\frac{4a_{TF}^2}{3d^2 f(r_L)} \left[ \sum_{s=1}^{N_s} \ln \left[ 1 + \frac{3a_{TF}^2}{2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2} \right] - N_s \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{R_s^2} \right) \right]}, \quad (14)$$

а критическая поперечная энергия имеет вид

$$E_{\perp L} = \frac{Z_1Z_2e^2}{d} \cdot \left[ \sum_{s=1}^{N_s} \ln \left[ 1 + \frac{3a_{TF}^2}{2R_s(R_s - r_L)(1 - \cos\varphi_s) + r_L^2} \right] - N_s \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{R_s^2} \right) \right]. \quad (15)$$

Формулы Линдхарда (5) – (7) вытекают из (12) – (15), если пренебречь влиянием на движение каналированной частицы всех цепочек, кроме ближайшей, и воспользоваться тем, что  $a_{TF} \ll R_s$ .

На рис. 1 представлен график функции  $\psi_L(E)$ , построенный по формулам (12) – (14) для протонов, которые движутся между цепочками  $\langle 110 \rangle$  монокристалла вольфрама (сплошная кривая). Графики зависимости от энергии критического угла каналирования Линдхарда (5) изображены на этом же рисунке пунктиром.

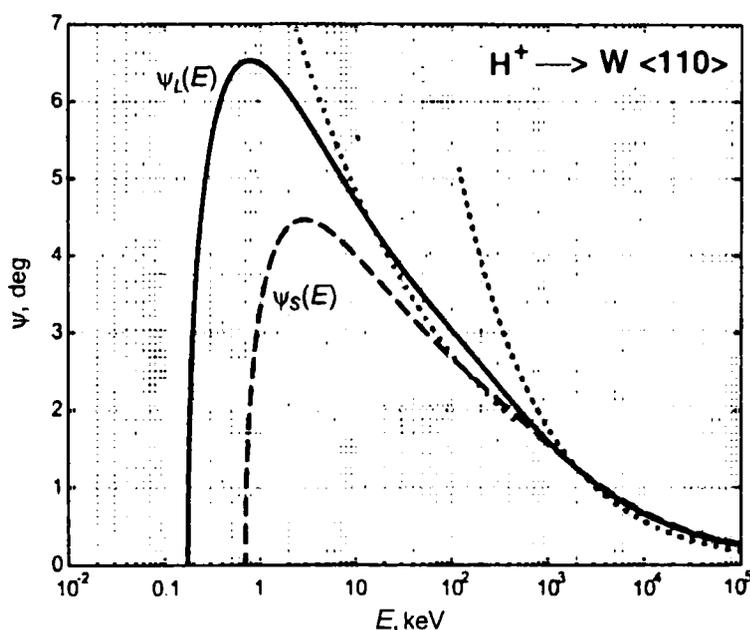


Рис. 1. Критические углы осевого каналирования, рассчитанные для протонов различных энергий, движущихся вдоль цепочек  $\langle 110 \rangle$  монокристалла вольфрама: по критерию потери корреляций (сплошная кривая), по критерию потери устойчивости движения (штриховая кривая) и по приближенным формулам Линдхарда (5) (пунктир).



Как видно из рисунка, учет конечности поперечных размеров канала приводит к появлению максимума в зависимости  $\psi_L(E)$  и обращению критического угла каналирования в ноль при энергиях  $E \leq E_L$  [12]. Такое поведение  $\psi_L(E)$  в области низких энергий частиц принципиально отличается от предсказанного Линдхардом. Что касается области высоких энергий, то в ней критические углы осевого каналирования, рассчитанные по формулам (12) – (14) и (5), практически не различаются. Небольшое отличие в области сверхвысоких энергий вызвано тем, что в формулах (5) Линдхардом опущен множитель, пропорциональный квадратному корню из логарифма энергии; при его учете различие исчезает.

Максимум функции  $\psi_L(E)$  приходится на энергию  $E = 4E_L$ . Соответствующее этой энергии расстояние  $r_L \approx 0,6R_s$ , а критический угол  $\psi_L \approx 0,5R_s/d$ .

Отметим, что описанное поведение критического угла осевого каналирования в области низких энергий частиц было обнаружено в работе [13] при машинном моделировании каналирования ионов между двумя атомными цепочками. В этой же работе впервые было высказано соображение, что причиной такого поведения критического угла каналирования является конечная ширина осевого канала.

## 2. Критические параметры каналирования, рассчитанные исходя из критерия потери устойчивости движения

При исследовании вопроса о пороговой энергии каналирования в работе [14] было показано, что в реальных каналах может иметь место эффект параметрической неустойчивости движения частиц. При этом пороговая энергия каналирования  $E_S$ , обусловленная этим эффектом, была определена как энергия, при которой параметрическая неустойчивость возникает даже при движении строго по оси симметрии канала.

В работе [12] показано, что, кроме ограничения на полную энергию  $E$ , при  $E > E_S$  параметрическая неустойчивость накладывает ограничения и на возможные поперечные энергии каналированных частиц.

Таким образом, наряду с критерием потери корреляций существует еще один критерий, обуславливающий существование критических параметров каналирования. Далее, следуя работе [12], мы будем называть его критерием устойчивости, а для соответствующих ему критических параметров осевого каналирования введем обозначения  $\psi_S(E)$ ,  $r_S(E)$  и  $E_{LS}(E)$ .

Параметрическая неустойчивость развивается в том случае, если угол рассеяния частицы на атомах кристалла начинает превышать критический угол каналирования. Таким образом, критерий устойчивости приводит к следующему соотношению между критическим расстоянием наибольшего сближения частицы с атомной цепочкой  $r_S(E)$  и критическим углом  $\psi_S(E)$  [12]:

$$\psi_S = \frac{dU'_{ch}(R_s - r_S)}{2E}. \quad (16)$$

Это уравнение совместно с выражениями

$$E_{LS} = U_{ch}(R_s - r_S), \quad (17)$$

$$E\psi_S^2 = E_{LS}, \quad (18)$$



аналогичными (8) и (9), определяет критический угол потери устойчивости движения  $\psi_S(E)$ , расстояние наибольшего сближения  $r_S(E)$  и критическую поперечную энергию потери устойчивости  $E_{\perp S}(E)$  при любом потенциале канала  $U_{ch}(r)$ .

Из этих же формул и условия  $\psi_S(E_S) = 0$  вытекает следующее выражение для пороговой энергии каналирования  $E_S$  по критерию устойчивости [12]:

$$E_S = \lim_{\psi_S \rightarrow 0} \left[ \frac{dU'_{ch}(0)}{2\psi_S} \right] = \frac{d^2 U_{ch}(0)}{2} = 4E_L. \quad (19)$$

С учетом (11) из (19) получаем

$$E_S \approx 12Z_1 Z_2 e^2 a_{TF}^2 d \cdot \left( \sum_{s=1}^{N_s} \frac{\cos^2 \varphi_s}{R_s^4} - \frac{N_s}{4} \right). \quad (20)$$

Рассчитанное по критерию устойчивости расстояние наибольшего сближения  $r_S(E)$  в приближении стандартного потенциала Линдхарда [1] при осевом каналировании задается неявным уравнением

$$E = \frac{9Z_1 Z_2 e^2 d}{a_{TF}^2} f(r_S), \quad (21)$$

где в данном случае

$$f(r_S) = \frac{\left[ \sum_{s=1}^{N_s} \frac{a_{TF}^3 [R_s(1 - \cos \varphi_s) - r_S]}{[2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2 + 3a_{TF}^2][2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2]} \right]^2}{\sum_{s=1}^{N_s} \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2} \right) - N_s \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{R_s^2} \right)}. \quad (22)$$

При этом обусловленный параметрической неустойчивостью критический угол осевого каналирования равен

$$\psi_S = \frac{a_{TF}}{3df(r_S)} \cdot \sum_{s=1}^{N_s} \frac{a_{TF}^3 [R_s(1 - \cos \varphi_s) - r_S]}{[2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2 + 3a_{TF}^2][2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2]}, \quad (23)$$

а критическая поперечная энергия (17) определяется выражением

$$E_{\perp S} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \cdot \left[ \sum_{s=1}^{N_s} \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{2R_s(R_s - r_S)(1 - \cos \varphi_s) + r_S^2} \right) - N_s \ln \left( 1 + \frac{3a_{TF}^2}{R_s^2} \right) \right]. \quad (24)$$

График функции  $\psi_S(E)$ , рассчитанный по формулам (21) – (23) для протонов, захваченных в каналы <110> монокристалла вольфрама, представлен на рис. 1 штриховыми кривыми. Как показывает этот рисунок, функция  $\psi_S(E)$ , как и  $\psi_L(E)$ , имеет максимум и обращается в ноль при  $E \leq E_S$ .

Максимум  $\psi_S(E)$  приходится на энергию  $E = 4E_S$ . При этом  $r_S \approx 0,5R_s$ , а  $\psi_S \approx R_s/(3d)$ .

В случае аппроксимации потенциала канала параболой из формул (16) – (18) можно получить следующее простое аналитическое выражение [12], хорошо описывающее поведение  $\psi_S(E)$  в области максимума:



$$\psi_S(E) \approx A \cdot \left( \frac{E_S}{E} \right)^{1/4} \sqrt{1 - \sqrt{\frac{E_S}{E}}} \quad (25)$$

Константа  $A$  в этом выражении зависит от типа каналирования и выбора потенциала канала. Для потенциала Линдхарда  $A \approx 2R_s / (3d)$ .

Приближенная формула (25) так же, как и точно рассчитанные кривые  $\psi_S(E)$ , имеет максимум при  $E = 4E_S$ . Аналогичное выражение можно использовать для описания в области максимума зависимости  $\psi_L(E)$ :

$$\psi_L(E) \approx B \cdot \left( \frac{E_L}{E} \right)^{1/4} \sqrt{1 - \sqrt{\frac{E_L}{E}}} \quad (26)$$

Для потенциала Линдхарда постоянная  $B \approx R_s / d$ .

### 3. Влияние на критические параметры каналирования тепловых колебаний атомов решетки

Следует отметить, что представленные в двух предыдущих разделах формулы, включая формулы Линдхарда (5) – (7), не учитывают влияния на критические параметры каналирования тепловых колебаний атомов решетки, вследствие чего вопрос о температурной зависимости этих параметров требует отдельного рассмотрения.

Самый общий подход к описанию этой зависимости заключается в том, чтобы заменить в формулах (8) – (10) и (16) – (19) статический потенциал реального канала  $U_{ch}(r)$  потенциалом  $U_{ch}^T(r)$ , который представляет собой сумму непрерывных потенциалов, образующих канал атомных цепочек, усредненных по тепловым колебаниям решетки [2–5]. При этом, однако, заранее очевидно, что результаты такой замены будут существенно отличаться от уже полученных только для тех частиц, которые могут приближаться к атомным цепочкам на расстояния, сравнимые с длиной экранирования  $a_{TF}$ .

Действительно, тепловые смещения атомов приводят к изменению эффективных значений непрерывных потенциалов только в малой области вблизи цепочек, размеры которой близки к  $a_{TF}$  [2–5]. Оставаясь в режиме каналирования, этой области могут достичь только ионы высоких энергий, основным механизмом деканалирования которых является потеря корреляций при столкновениях с атомами кристалла (рис. 1). Таким образом, учет тепловых колебаний решетки будет приводить к изменению значений критических параметров каналирования только в той области энергий, где выполняются асимптотические формулы Линдхарда (5) – (7), т.е. для ионов с энергией  $E \geq 2Z_1Z_2e^2d / a_{TF}^2$ .

Влияние температуры кристалла на критические параметры каналирования в области высоких энергий частиц можно учесть [2–5], полагая, что расстояние наибольшего сближения с атомными цепочками равно

$$r_L \approx \sqrt{a_{TF}^2 + \sigma_1^2} \quad (27)$$



Взяв в формулах (3) и (4), определяющих  $E_{\perp L}$  и  $\psi_L$ , вместо потенциала статической атомной цепочки усредненный по тепловым колебаниям потенциал  $U^T(r)$ , при  $E \geq 2Z_1Z_2e^2d/a_{TF}^2$ , получаем

$$E_{\perp L} \approx U^T\left(\sqrt{a_{TF}^2 + \sigma_{\perp}^2}\right), \quad (28)$$

$$\psi_L \approx \sqrt{\frac{U^T\left(\sqrt{a_{TF}^2 + \sigma_{\perp}^2}\right)}{E}}. \quad (29)$$

В частности, для потенциала межатомного взаимодействия в форме Мольер [2–5] из (28) – (29) находим:

$$E_{\perp L} \approx \frac{Z_1Z_2e^2}{d} \cdot \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp\left(\frac{\beta_i^2 \sigma_{\perp}^2}{4a_{TF}^2}\right) \cdot \int_0^1 \exp\left(-\frac{(a_{TF}^2 + \sigma_{\perp}^2)x}{\sigma_{\perp}^2} - \frac{\beta_i^2 \sigma_{\perp}^2}{4a_{TF}^2 x}\right) \cdot \frac{dx}{x}, \quad (30)$$

$$\psi_L \approx \left[ \frac{Z_1Z_2e^2}{dE} \cdot \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp\left(\frac{\beta_i^2 \sigma_{\perp}^2}{4a_{TF}^2}\right) \cdot \int_0^1 \exp\left(-\frac{(a_{TF}^2 + \sigma_{\perp}^2)x}{\sigma_{\perp}^2} - \frac{\beta_i^2 \sigma_{\perp}^2}{4a_{TF}^2 x}\right) \cdot \frac{dx}{x} \right]^{1/2}. \quad (31)$$

Нетрудно сообразить, что связанное с тепловыми колебаниями увеличение (27) области вблизи цепочек, где каналирование ионов невозможно, с ростом температуры приводит к уменьшению критической поперечной энергии (30) и, как следствие, к уменьшению критических углов осевого каналирования (31).

### Заключение

Полученные в настоящей работе результаты показывают (рис. 1), что вплоть до весьма высоких энергий ионов при осевом каналировании имеет место неравенство  $\psi_L(E) > \psi_S(E)$ . Это значит, что практически всегда определяющим механизмом выведения этих частиц из режима осевого каналирования является параметрическая неустойчивость: по достижении значения  $\psi_S(E)$  скорость увеличения угла  $\psi$  благодаря параметрической неустойчивости движения резко возрастает, и его значение быстро приближается к значению  $\psi_L(E)$ , при котором ионы деканалируют в результате рассеяния на большой угол в парных столкновениях с атомами кристалла.

С ростом энергии частиц оба механизма – потеря устойчивости и потеря корреляций – дают практически одинаковые значения критических углов осевого каналирования:  $\psi_L(E) \approx \psi_S(E)$ . При этом расстояние наибольшего сближения ионов с атомными цепочками оказывается намного меньше ширины осевого канала ( $r_L \approx r_S \ll R_S$ ), и влиянием всех цепочек, кроме ближайшей, можно пренебречь. Именно вследствие этого при высоких энергиях ионов значения  $\psi_L(E)$  и  $\psi_S(E)$  практически совпадают со значениями критического угла Линдхарда (5).

Анализ зависимости критических параметров осевого каналирования от температуры кристаллов показывает, что для ионов низких энергий этой зависимостью мож-



но пренебречь. Связанное с тепловыми колебаниями атомов увеличение области вблизи цепочек, где каналирование ионов невозможно, существенно только для ионов высоких энергий, и с ростом температуры приводит к уменьшению критической поперечной энергии и критических углов осевого каналирования.

### Литература

1. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН. – 1969. – Т.99. – Вып.2. – С.249-296.
2. Gemmell D.S. Channeling and Related Effects in the Motion of Charged Particles through Crystals // Rev. Mod. Phys. – 1974. – V.46, №1. – P.129-217.
3. Кумахов М.А., Ширмер Г. Атомные столкновения в кристаллах. – М.: Атомиздат, 1980. – 192 с.
4. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. – М.: Мир, 1985. – 280 с.
5. Рябов В.А. Эффект каналирования. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 240 с.
6. Feldman L.C., Mayer J.W. and Picraux S.T. Materials Analysis by Ion Channeling. – N.Y.: Academic Press, 1982.
7. Biryukov V.M., Chesnokov Y.A. and Kotov V.I. Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators. – Berlin: Springer, 1997.
8. Мейер Дж., Эриксон Л., Дэвис Дж. Ионное легирование. – М.: Мир, 1973.
9. Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials / Ed. B.L. Crowder. – N.Y.: Plenum, 1974.
10. Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. – М.: Наука, 1983.
11. Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. – М.: Мир, 1985. – 496 с.
12. Рожков В.В., Дюльдя С.В. О критических углах каналирования для реальных каналов // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т.10. – Вып.19. – С. 1182-1185.
13. Kornelsen E.V., Van Gorkum A.A. Enhanced penetration of low energy (25 – 5000 eV) helium along the <100> channel in tungsten // Nucl. Instr. Meth. – 1980. – V.170. – № 1-3. – P.161.
14. Кумахов М.А., Муралев В.А. Вопросы теории взаимодействия ионных пучков с кристаллами // Изв. АН СССР: Сер. Физ. – 1973. – Т. 37. – С.2585.

## CRITICAL PARAMETERS OF AXIAL CHANNELING FOR LOW ENERGY IONS

S.I. Matyukhin, A.V. Myatechkin, A.V. Razin

Orel State Technical University  
Naugorskoe shosse, 29, Orel, 302020, Russia, e-mail: sim1@mail.ru

The critical channeling parameters, which determine the process of ion dechanneling from axial channels of crystals, are considered. Analytical expressions for the threshold total energy and critical transverse energy of channeled particles, their minimum distance to the atomic strings, which form axial channels, and the critical angle of axial channeling are obtained. The dependence of the critical parameters on temperature of crystals is discussed.

Key words: channeling, critical parameters of channeling, axial channeling of ions