

**ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ
И ПОЗИТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ**

С. А. ВОРОБЬЕВ

В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям движения заряженных частиц в монокристаллах, которое демонстрирует интересные особенности, отсутствующие в случае прохождения частиц через аморфные мишени. В результате этих исследований для тяжелых положительно заряженных частиц было показано, что при прохождении такой частицы в кристалле параллельно низкоиндексной оси или плоскости наблюдается резкое уменьшение удельных потерь энергии и уменьшение выхода процессов, требующих малого параметра столкновения частицы с атомом. Каналирование положительно заряженных частиц, то есть движение в канале решетки с пониженной атомной плоскостью, приводит к уменьшению выхода частиц, рассеянных на большие углы, выхода ядерных реакций и характеристического рентгеновского излучения и к увеличению пробегов заряженных частиц в монокристаллах. Эффект каналирования достаточно хорошо описывается с помощью классической механики.

Движение частиц в кристаллах решетки

Теоретические исследования эффекта каналирования [1] показали, что существует определенный критический угол ψ_k между направлением движения частицы и осью канала, который позволяет условно разделить падающий на кристалл поток частиц на каналированный и хаотический пучки. Каналированные частицы испытывают последовательные малоугловые столкновения с атомами рядов решетки и не могут подойти к атому ближе величины параметра экранирования Томаса—Ферми, чтобы не выйти из канала. Траектория каналированной частицы в этом случае аппроксимируется осциллирующей кривой с максимальной амплитудой колебаний $(R_k - a)$, где R_k —радиус исследуемого канала, a —параметр экранирования Томаса—Ферми, лежащий в области эффективного потенциала ряда $V(y)$, где y есть поперечное смещение частицы от оси канала. Эта осциллирующая траектория характеризуется поперечным смещением частицы y и углом ψ_k , под которым частица пересекает ось канала. Указанные выше характеристики связаны условием стабильного каналирования, согласно которому максимальная поперечная энергия $\psi_k^2 E$ должна соответствовать потенциальной энергии в максимуме амплитуды траектории $\psi_k^2 E \leq \bar{V}(y_{\max})$. Если потен-

циал ряда атомов выбрать в виде кулоновского распределения, то критический угол каналирования имеет вид

$$\Psi_k = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2}$$

при условии, что $\Psi_k < a/d$.

В [1] также получено выражение для определения выхода заряженных частиц, рассеянных атомами решетки на достаточно малой глубине вблизи поверхности кристалла в случае хорошо каналированного пучка

$$X_{\min} = \pi N d [a^2 + \rho^2 (T^0)]$$

в приближении, что среднеквадратичная амплитуда $\rho (T^0)$ колебаний атомов решетки перпендикулярно оси цепочки сравнима с параметром экранирования Томаса — Ферми a . Величина N определяет плотность атомов в ряду или цепочке.

Многочисленные и разнообразные эксперименты с тяжелыми заряженными частицами [2] подтверждают выводы теории Линдхарда [1], основанной на представлениях классической механики. Что касается легких заряженных частиц, электронов и позитронов, то их движение через кристалл должно иметь особенности неклассического характера [3] и, особенно, это относится к отрицательно заряженным электронам, для которых хорошо известно явление волновой дифракции. В настоящее время имеются экспериментальные данные, подтверждающие как волновой, так и классический механизм каналирования заряженных частиц.

Эмиссия бета-частиц из монокристаллов

В первом исследовании [4] угловой зависимости с разрешением детектора $1,5^\circ$ эмиссии электронов, испускаемых радиоактивными ионами Xe^{133} из монокристаллического танталового источника, была обнаружена сложная пространственная структура потока рассеянных электронов. Внедренные в монокристалл примерно на среднюю глубину 260 атомных слоев радиоактивные ионы занимали позиции в узлах

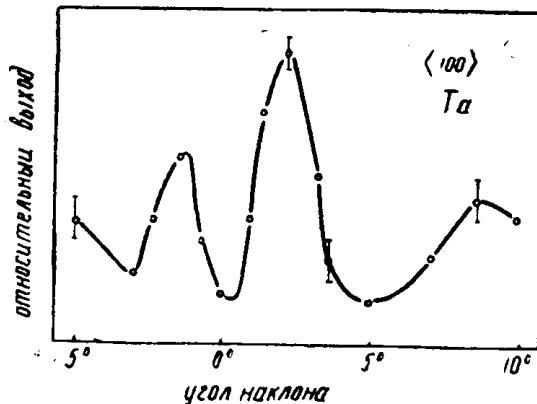


Рис. 1. Зависимость выхода эмиссии от угла наклона монокристалла [4]

решетки, и выход конверсионных K -электронов с энергией 44,8 Кэв и L -электронов с энергией 75,8 Кэв затенялся в направлении оси кристалла цепочкой атомов решетки. В результате такого экранирующего действия атомов цепочки при совпадении оси кристалла $\langle 100 \rangle$ с осью детектора наблюдался минимум выхода электронов, с обеих сторон которого при нескольких больших величинах угла наклона кристалла были обнаружены два симметричных узких максимума выхода эмитированных электронов (рис. 1). Наблю-

даемая картина углового распределения была одинакова для электронов конверсии с обеих исследуемых оболочек иона Xe^{133} , причем положение максимумов и их ширина на половине высоты не укладывается в рамки простой кинематической теории дифракции.

Исследование эмиссии электронов и позитронов, испускаемых радиоактивными ионами Cu^{64} , локализованными на средней глубине около 200 \AA в узлах решетки монокристалла меди [5, 6], подтвердили факт ориентирующего влияния кристаллической решетки на выход бета-частиц из кристаллов. В указанных работах система регистрации с использованием магнитного спектрометра позволяла одновременно, с угловым разрешением до $0,5^\circ$, разделять и регистрировать пучок электронов с энергией $(150 \div 250) \text{ КэВ}$ и пучок позитронов с энергией $(200 \div 300) \text{ КэВ}$. Результаты измерений показали, что при совпадении оси детектора с кристаллографической осью эмиттера наблюдается понижение выхода позитронов по сравнению с разориентированным кристаллом и увеличение выхода электронов. На рис. 2 показана зависимость выхода эмиссии

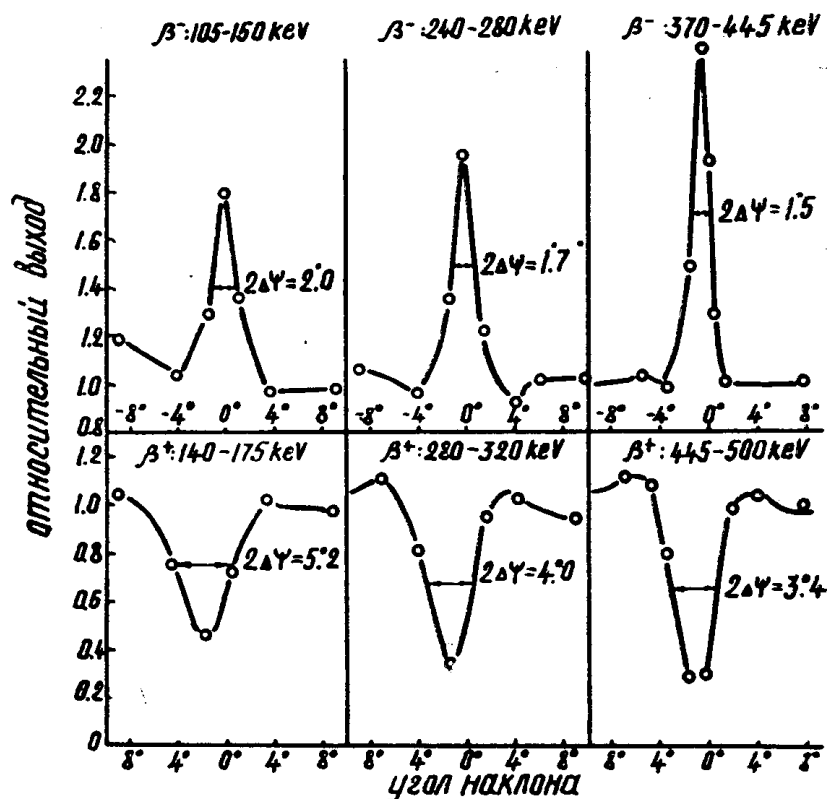


Рис. 2. Зависимость выхода эмиссии электронов и позитронов от угла наклона монокристалла [5, 6]

позитронов и электронов различных энергий от угла между направлением вылета частиц и осью $\langle 110 \rangle$ медного монокристалла. Полученное в этих работах отличие в картинах эмиссии для электронов по сравнению с [4] авторы относят за счет возможных интерференционных эффектов в [4], где электроны были сравнительно небольшой энергии, тем более, что на рис. 2 также заметны некоторые осцилляции выхода электронов, имеющие место по бокам основного максимума. Измеренный минимум выхода позитронов имеет ширину несколько больше ширины электронного максимума и очень похож на соответствующий минимум в распределении выхода обратнорассеянных тяжелых положительно заряженных частиц. Расчет критических углов каналирования по релятивистской формуле Линдхарда дает величины теоретических углов, примерно совпадающие с экспериментальными значениями, причем с увеличением энергии позитронов это совпадение улучшается.

Характеристическое рентгеновское излучение

Возбуждение характеристического рентгеновского излучения требует достаточно малого параметра взаимодействия падающей частицы с атомами мишени и поэтому также должно быть чувствительно к ориентации мишени относительно падающего пучка. В [7, 8] было экспериментально показано, что характеристическое рентгеновское излучение слабее возбуждается каналированными позитронами, а для электронов, напротив, имеет место усиление выхода рентгеновских квантов.

При измерении выхода характеристического рентгеновского излучения, генерированного в серебряном монокристалле толщиной до 2000 \AA электронами с энергией 350 Кэв (угловая расходимость электронного пучка около 10^{-3} рад), было обнаружено увеличение выхода рентгеновских квантов в случае совпадения оси $\langle 100 \rangle$ кристалла с осью пучка [7]. Ширина пика на половине его высоты составляла около 3° , что хорошо согласуется с результатами [5, 6]. Наблюдалась также тонкая структура максимума, однако авторы не связывают ее с дифракционными структурами, а объясняют искажением ориентационного эффекта за счет пересечения электронным пучком кристаллографических плоскостей при вращении кристалла. Интерференционного разделения максимума выхода рентгеновского излучения на два узких пика, подобно наблюдаемому в [4], в данном эксперименте обнаружено не было.

В [8] подобный эксперимент выполнялся с помощью радиоактивного источника позитронов Co^{58} , имеющего непрерывный спектр со средней энергией 220 Кэв , но вследствие немонотонности источника позитронов, а также большой статистической погрешности эксперимента не было обнаружено при измерении выхода характеристического рентгеновского излучения из монокристалла RbVr каких-либо отклонений от классического поведения ориентационных эффектов.

Рассеяние бета-частиц кристаллами

Детальное исследование ориентационных явлений для рассеяния электронов монокристаллами было проведено в [9] с целью уточнения природы наблюдаемых эффектов. С помощью ускорителя Ван-де-Графа выполнено измерение резерфордовского рассеяния электронов с энергией 1 Мэв , падающих на монокристаллические пленки золота толщиной менее 5000 \AA . Угловая расходимость падающего пучка была равна $0,1^\circ$, а угловое разрешение полупроводникового детектора составляло 10° . На рис. 3 показаны типичные результаты для зависимости выхода резерфордовского рассеяния от угла наклона кристалла при падении электронов вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ мишени. При совпадении оси падающего пучка с этой осью кристалла были получены максимумы выхода рассеянных на большие углы электронов с шириной, совпадающей с формулой Линдхарда для классического угла каналирования. Небольшие «горбы», искажающие наблюдаемые максимумы выхода частиц, авторы аналогично [7] относят за счет влияния плоскостных эффектов, проявляющихся при вращении мишени. В подтверждение сделанного предположения измерение выхода электронов вдоль кристаллографических плоскостей не выявило искажений ориентационных максимумов. Многочисленные эксперименты, выполненные в [9], в том числе по измерению углового распределения многократно рассеянных электронов, свидетельствуют о классическом поведении электронов в монокристаллах и о некоторой «фокусировке» электронов на цепочке атомов. В соответствии с правилом обратимости Линдхарда [1]

ориентационные эффекты рассеяния электронов на большие углы должны быть аналогичны эмиссии электронов из узлов решетки.

Следовательно, полученные в [9] результаты можно сравнить с данными работы [7] и сделать вывод в пользу возможности классического описания осевых ориентационных эффектов.

Как было показано в [10], поведение заряженных частиц может рассматриваться классическим, не зависящим от массы, в том случае, если число связанных состояний в поперечном фазовом пространстве

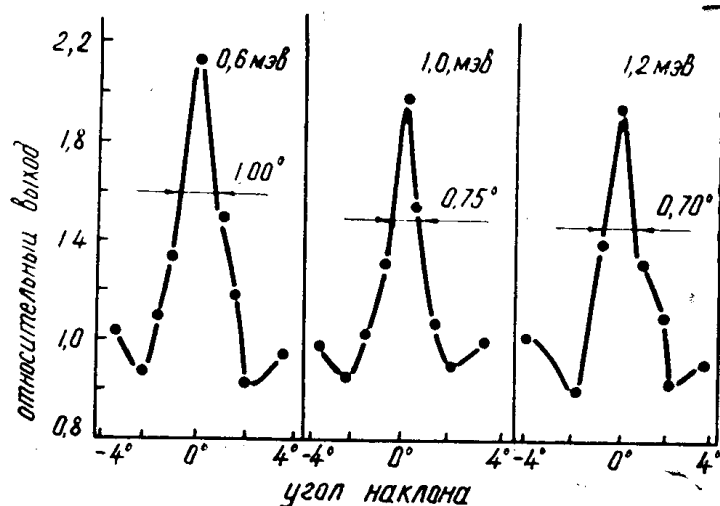


Рис. 3. Зависимость выхода рассеянных электронов от ориентации монокристалла [9]

оказывается достаточно большим. Согласно этому условию в [9] получено приближенное выражение для числа связанных состояний электрона при движении в осевом канале

$$n_k \approx \frac{4a_0 Z^{1/3}}{d} (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

и для межплоскостного каналирования

$$n_p \approx \frac{2a_0}{d_p} (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

где $\beta = v/c$, v — скорость падающей частицы, c — скорость света в вакууме, Z — атомный номер кристалла, a_0 — классический радиус Бора, d — расстояние между атомами в цепочке, d_p — межплоскостное расстояние. Для электронов с энергией 1 Мэв в монокристалле золота $n_k \approx 10$, а $n_p \leq 1$, что объясняет возможность применения аппарата классической механики в описании осевого каналирования. Межплоскостное каналирование электронов, согласно полученному критерию, следовало бы описывать квантово-механической теорией, однако экспериментальные результаты анализируемых работ не выявили волновой картины межплоскостных ориентационных картин для электронов.

Дальнейшее подтверждение возможности классического описания осевых ориентационных явлений для электронов получено из температурной зависимости эффективности аномального обратного рассеяния электронов [11]. Изучался выход электронов от радиоактивного источника $(\text{Sr} + \text{Y})^{90}$ для обратного рассеяния электронов, падающих вдоль оси $\langle 100 \rangle$ щелочно-галогидных монокристаллов KCl и KBr в области температур $(300 \div 700)^\circ\text{K}$. Было обнаружено, что при нагреве монокристаллической мишени эффективность ориентационных явлений умень-

шается с увеличением температуры примерно по линейному закону (рис. 4) и при некоторой критической температуре $T_{кр}^0 \approx 4\Theta_D$ (Θ_D — характеристическая температура Дебая) они практически перестают наблюдаться, что согласуется с температурной зависимостью для эффективности каналирования положительно заряженных тяжелых частиц и позитронов. В [11] также наблюдались, аналогично результатам [5, 6], классические максимум обратных отраженных электронов и минимум для позитронов при ориентации оси $\langle 100 \rangle$ монокристаллов вдоль оси пучка заряженных частиц. Ширина на половине высоты полученных пиков для электронов и позитронов согласуется с расчетными значениями по теории Линхарда.

Вызывает определенный интерес, что вклад интерференционных эффектов в классическую картину ориентационных явлений для легких заряженных частиц был впервые довольно определенно установлен в эксперименте с позитронами [12] в условиях эксперимента менее строгих по сравнению с [9]. Угловая расходимость падающего пучка позитронов с энергией $(1,00 \pm 0,15)$ Мэв составляла $(0,14 \div 0,30)^\circ$, а угловое разрешение детектора было равно 6° . Для более корректного определения интерференционного вклада в механизм каналирования авторами проведено сравнение минимумов выхода позитронов, рассеянных на большие углы в случае каналирования позитронов и протонов соответствующей энергии. На рис. 5 показаны позитронный и протонный минимумы, наблюдаемые для оси $\langle 110 \rangle$ в золотой монокристаллической пленке толщиной 1200 \AA . Минимальный выход и ширина на половине высоты минимумов хорошо совпадают, однако в компенсационных пиках при углах несколько больше критического угла есть заметное различие. Авторы относят это различие за счет влияния неточности ориентации монокристалла относительно пучка, но факт, что в «плечах» позитронного минимума есть небольшие осцилляции, отсутствующие в случае протонов, указывает, по-видимому, на вклад интерференционных эффектов, правда, не очень значительных для случая осевого каналирования.

Более сильно квантовомеханические эффекты проявляются в случае межплоскостного каналирования позитронов.

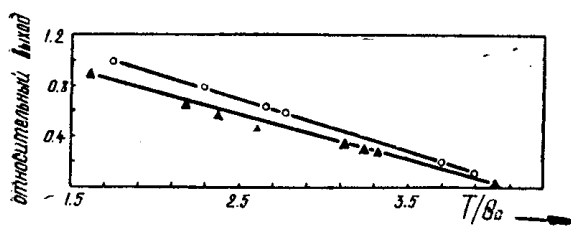


Рис. 4. Температурная зависимость выхода рассеянных на угол 150° электронов [11]

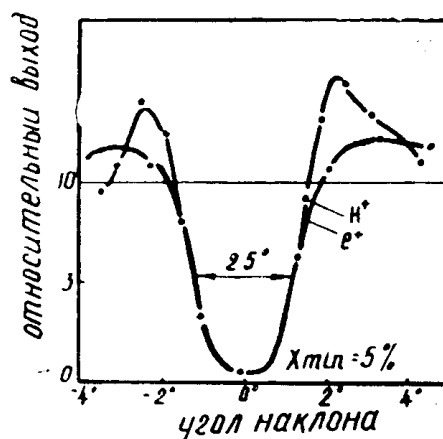


Рис. 5. Сравнение ориентационных зависимостей выхода рассеянных на большие углы позитронов и протонов с энергией 1 Мэв [12]

тронов. На рис. 6 показана измеренная зависимость выхода однократно рассеянных на большие углы позитронов, каналирующих в плоскости $\{110\}$, от угла наклона кристалла относительно направления падающего пучка. Отчетливо проявляется интерференционная тонкая структура как в минимуме выхода позитронов, так и в компенсационном пике. Для сравнения на этом же рисунке показана аналогичная зависимость, рассчитанная по 10-пучковой теории динамической дифракции, которая до-

вольно хорошо совпадает с экспериментально измеренной кривой для позитронов.

Критерий применимости классической механики записывается для осевого каналирования позитронов с помощью представления о числе квантовых состояний в минимуме потенциала цепочки атомов в виде [12]

$$n \approx Z\gamma/\pi N d_2 a_0,$$

где γm_0 — релятивистская масса позитрона. Для случая, иллюстрированного на рис. 6, $n \approx 100$, и, следовательно, теория Линхарда вполне применима. В межплоскостном каналировании, однако, n оказывается близко к единице и начинают сказываться интерференционные эффекты, которые для определенных плоскостей, по-видимому, могут стать доминирующими.

Таким образом, в настоящее время имеются весьма противоречивые сведения о природе ориентационных эффектов легких заряженных частиц. Решение этого вопроса, которое наметилось в [12], позволит выявить области предпочтительного использования ориентационных эффектов бета-частиц в практике.

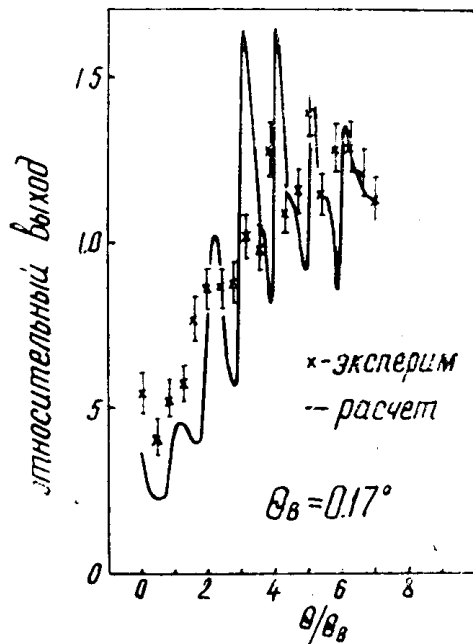


Рис. 6. Сравнение измеренной и расчетной ориентационных зависимостей для плоскости {110} монокристалла [12]

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Lindhard. «Mat. Fys. Medd. Dan. Vild. Selsk», 34, N14, 1965.
2. S. Datz, C. Erginsoy. G. Leibfried, H. O. Lutz, Annual Rev. Nucl. Science 17, 129, 1967.
3. P. Lervig, J. Lindhard, V. Nielsen. Nucl. Phys., 1967, A96, 481.
4. G. Astner, J. Bergström, B. Domey, L. Eriksson, A. Persson. «Phys. Letters», 14, 308, 1965.
5. E. Uggerhoj, J. U. Andersen. «Can. J. Phys.», 1968, 46, 543.
6. E. Uggerhoj, J. U. Andersen. Can. J. Phys., 1968, 46, 543.
7. Th. Bronder, J. Jakschik. «Phys. Letters», 1969, 29A, 580.
8. R. Behnisch, F. Bell, R. Sizmann. «Phys. stat. sol.», 33, 375, 1969.
9. E. Uggerhoj, F. Frandsen. Phys. Rev. 2, 582, 1970.
10. J. Lindhard. «Atomis Collision Phenomena in Solids», Amsterdam, 1970, chap. 1.
11. A. A. Vorobiev, A. N. Didenko, S. A. Vorobiev, J. A. Tsekhanovskii. «Phys. stat. sol.», 1971, 6a, 389.
12. J. U. Andersen, W. M. Augustyniak, E. Uggerhoj. «Phys. Rev.» 1971, 3, 705.