

УДК 539.121.75

Г. Д. Коваленко

ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ И НИОБИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Прохождение электронов высоких энергий через тонкие слои вещества сопровождается эмиссией вторичных электронов. Это явление широко применяется для регистрации тока электронов [1—3]. Спектр вторичных электронов состоит из электронов с $E > 0,1$ кэВ (δ -электроны) и $E < 0,1$ кэВ [2, 4]. Электроны высоких энергий образуются в результате упругого рассеяния начальных электронов на электронах мишени [5]. Относительно механизма образования электронов низких энергий существует две гипотезы. Согласно одной из них [5] основным источником электронов низких энергий являются δ -электроны, согласно второй — неупругое взаимодействие начальных электронов с атомами мишени [6]. Электроны низких энергий, сталкиваясь с электронами мишени, быстро теряют энергию и поэтому их выход возможен с относительно тонкого слоя порядка 100 \AA [2], в отличие от δ -электронов, которые могут выйти из всего объема мишени. В рамках теории [5], где δ -электроны рассматриваются как источник электронов низких энергий, нельзя объяснить экспериментально обнаруженного различия в их выходе с первой и второй поверхностей мишени относительно направления движения начальных электронов [2, 7]. Образование электронов низких энергий в результате неупругого рассеяния рассмотрено только качественно [6], поэтому на основании имеющихся экспериментальных и теоретических результатов невозможно выяснить механизм их образования.

Особенностью взаимодействия электронов с тонкими монокристаллами является то, что в случае выполнения условия осевого или плоскостного каналирования происходит пространственное перераспределение потока начальных электронов при их движении через кристалл [8]. В случае осевого каналирования плотность потока электронов вблизи оси увеличивается, что приводит к увеличению не только среднеквадратичного угла многократного рассеяния [9], интенсивности тормозного излучения [10], но и эмиссии электронов [7].

В работе исследуется влияние особенностей движения электронов при выполнении условий осевого или плоскостного каналирования на эмиссию электронов низких и высоких энергий.

Исследования проведены на ускорителе ЛУ-2 ГэВ Физико-технического института АН УССР. В качестве эмиттера Э (рис. 1) использовались монокристаллы Si и Nb толщиной 180 и 150 мкм соответственно. Коллекторы K_1 , K_2 изолированы друг от друга и выполнены в виде колец с внутренним диаметром 14 мм. Расстояние между эмиттером и коллектором равно 5 мм. Система с кристаллом находилась в гониометре, который мог поворачивать кристалл вокруг двух взаимно перпендикулярных направлений и вокруг оси пучка. Точность измерения

угла поворота кристалла составляла 10^{-5} рад. Расходимость пучка не превышала $2 \cdot 10^{-4}$ рад, его размер на мишени — 8 мм, а энергетический разброс — 1 %. Ток с эмиттера измерялся с точностью до 1 %. Ток основного пучка измерялся с помощью монитора вторичной эмиссии, расположенного за исследуемой системой; ошибка измерения его абсолютной величины не превышала 5 %, а относительные измерения выполнены с точностью до 1 %.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента эмиссии $\sigma = I/I_0$ (I_0 , I — начальный ток электронов и ток эмиссии из кристалла) из монокристалла Si от напряжения U на коллекторах. На зависимостях

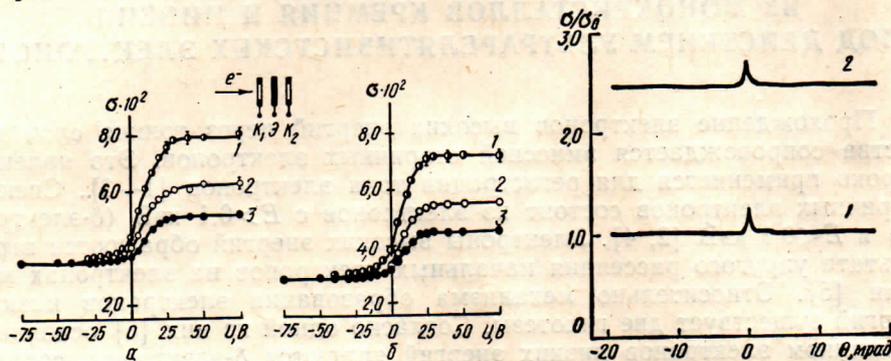


Рис. 1. Зависимость $\sigma(U)$ для монокристалла Si, ориентированного осью [111] параллельно пучку (а) и разориентированного (б): 1 — K_1 и K_2 закорочены, 2 — $U_{K_2} = -300$ В, 3 — $U_{K_1} = -300$ В.

Рис. 2. Зависимость σ от ориентации монокристалла Si ($\psi=0$): 1 — выход электронов высоких энергий, 2 — суммарный выход электронов низких и высоких энергий.

наблюдается два четко выраженных плато при $U > 40$ В (вытягивающий потенциал) и $U < 40$ В (запирающий потенциал). Для кристалла Nb эти зависимости аналогичные [7]. В случае вытягивающего потенциала регистрируется суммарный выход электронов, а в случае запирающего — только выход электронов высоких энергий. Разность этих выходов представляет собой выход электронов низких энергий ($E \leq 75$ эВ). Система с разделенными коллекторами позволяет выделить вклад эмиссии электронов низких энергий с первой поверхности ($U_{K_1} > 0$, $U_{K_2} < 0$) и со второй ($U_{K_1} < 0$, $U_{K_2} > 0$). Выход электронов низких энергий с первой поверхности составляет 62 ± 2 %, со второй — 38 ± 2 % их общего числа и не зависит от ориентации кристалла.

Зависимости σ от ориентации монокристалла Si (рис. 2) записывались с помощью двухкоординатного самопишущего потенциометра, на один вход которого подавался усиленный сигнал с эмиттера, а на другой — сигнал, пропорциональный углу поворота кристалла. Начальная энергия электронов $E_0 = 1200$ МэВ, σ_0 — коэффициент эмиссии δ -электронов из разориентированного кристалла. В случае кристалла, ориентированного осью [111] параллельно пучку ($\theta = 0$, $\psi = 0$), выход δ -электронов увеличивается на 25 % по сравнению с выходом из разориентированного кристалла (θ, ψ — углы поворота кристалла вокруг вертикальной и горизонтальной осей). Зависимости σ от ориентации кристалла Nb приведены на рис. 3 для $E_0 = 1600$ МэВ. При совпадении оси кристалла [111] с направлением пучка электронов коэффициент эмиссии δ -электронов увеличивается на 16 %. Ширина максимума на полувысоте Δ и его высота R на зависимости $\sigma(\theta)$ при различных E_0

для кристаллов Si и Nb приведены в таблице. В этой же таблице приведены значения критического угла каналирования $\psi_{кр}$ с учетом тепловых колебаний атомов решетки кристалла [11]. Ширина максимума с увеличением E_0 уменьшается как $E_0^{1/2}$, а абсолютная ее величина значительно больше $\psi_{кр}$. Увеличение выхода δ -электронов для ориентированного кристалла в пределах экспериментальных ошибок не зависит от E_0 .

В случае, когда направление пучка электронов параллельно плоскости кристалла Si типа (110) или (112) (рис. 4), наблюдается увели-

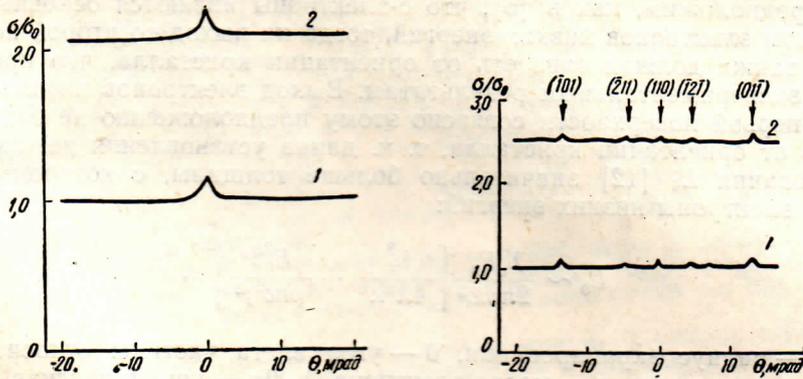


Рис. 3. Зависимость σ от ориентации монокристалла Nb ($\psi=0$). Обозначения те же, что и на рис. 2.

Рис. 4. Зависимость σ от ориентации монокристалла Si ($\psi=7,5 \cdot 10^{-3}$ рад). Обозначения те же, что и на рис. 2.

чение выхода δ -электронов на 7 и 3 % соответственно. (Точность определения величины σ/σ_0 — 2 %.) Выход электронов низких энергий в данном случае, как и при выполнении условий осевого каналирования, не зависит от ориентации кристалла. Для кристалла Nb такой зависимости не обнаружено, что, по-видимому, связано с несовершенством его структуры.

E_0 , ГэВ	R , %	Δ , мрад	$\psi_{кр}$, мрад	$\Delta/\psi_{кр}$
Si				
1,0	22 ± 2	$0,72 \pm 0,1$	0,4	1,8
1,2	25 ± 2	$0,63 \pm 0,1$	0,36	1,75
Nb				
0,6	18 ± 2	$2,2 \pm 0,1$	0,84	2,62
1,4	21 ± 2	$1,5 \pm 0,1$	0,55	2,73
1,6	16 ± 2	$1,35 \pm 0,1$	0,51	2,65

Таким образом, из экспериментальных результатов следует, что от ориентации кристалла зависит только выход электронов высоких энергий.

Образование δ -электронов обусловлено столкновениями с малыми прицельными параметрами $r < a$, где a — постоянная решетки кристалла, поэтому увеличение их выхода при выполнении условий осевого

(плоскостного) каналирования можно объяснить увеличением плотности потока начальных электронов вблизи цепочек (плоскостей) атомов кристалла. При выполнении условий плоскостного каналирования увеличение выхода δ -электронов меньше, чем при выполнении условий осевого каналирования, что обусловлено меньшим значением $\psi_{кр}$, а следовательно, и меньшим числом каналирующих частиц при данной расходимости начального пучка. Исследуя зависимость выхода электронов низких энергий от ориентации кристалла, можно определить механизм их образования.

Предположим, как в [5], что δ -электроны являются основным источником электронов низких энергий, тогда их выход со второй поверхности также должен зависеть от ориентации кристалла, что противоречит экспериментальным результатам. Выход электронов низких энергий с первой поверхности согласно этому предположению не будет зависеть от ориентации кристалла, т. к. длина установления режима каналирования L_0 [12] значительно больше толщины, с которой могут выйти электроны низких энергий:

$$L_0 \sim \frac{\lambda_c E_0}{2\pi m c^2} \left[\frac{\lambda_c^2}{4\pi^2 \kappa^2} + \frac{E_0^2 \theta^2}{(m c^2)^2} \right]^{-1},$$

где κ — радиус экранирования, θ — угол влета частицы относительно оси или плоскости, m — масса электрона, $\lambda_c/2\pi$ — комптоновская длина волны. В случае осевого или плоскостного каналирования ($\theta=0$) электрона с $E_0=1$ ГэВ $L_0 \approx 2$ мкм.

Неупругое взаимодействие начальных электронов с атомами мишени, приводящее к их ионизации, характеризуется большими параметрами столкновения $r \gg a$, поэтому пространственное перераспределение потока частиц, обусловленное каналированием, не может существенным образом влиять на это взаимодействие. Следовательно, согласно этой гипотезе, выход электронов низких энергий не должен зависеть от ориентации кристалла, что согласуется с экспериментальными результатами. В рамках этой гипотезы можно качественно объяснить уменьшение выхода таких электронов со второй поверхности по сравнению с выходом с первой. Уменьшение выхода обусловлено экранированием поля начальной частицы электронами вещества (эффект плотности). На выход электронов низких энергий с первой поверхности этот эффект не влияет, т. к. он начинает сказываться при толщинах, больших критической [13]. Для Si и Nb критическая толщина порядка 3 мкм. Ограничение области взаимодействия за счет эффекта плотности не может привести к зависимости выхода электронов низких энергий со второй поверхности от ориентации кристалла, т. к. она остается существенно больше постоянной решетки. Влияние эффекта плотности становится существенным [14] при $r \sim (m c^2 / 4\pi N_e e^2)^{1/2}$, где N_e — плотность электронов мишени, e — заряд электрона ($r \sim 10 a$).

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что основным механизмом образования электронов низких энергий является неупругое взаимодействие начальных электронов с атомами мишени.

Автор выражает глубокую признательность И. А. Гришаеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

SUMMARY

High- and low-energy emissions of electrons from silicon and niobium crystals are investigated in the $600 \leq E_0 \leq 1600$ MeV energy region of initiating electrons. The high-energy electron emission is found to depend on the crystal alignment. Mechanism of the low-energy electron formation is discussed.

1. Dell G. F., Fotino M. Secondary emission yield by extreme relativistic particles.— Phys. Lett. B, 1969, 29, 5, 324—326.
2. Raguet E. Secondary electron emission of metal foils in the energy range of 1.5—7 GeV. Hamburg, 1969. 9. (Preprint DESY; 69/12).
3. Гольдштейн В. А., Аркатов И. М., Старцев В. И. Монитор вторичной эмиссии на дельта-электронах.— ПТЭ, 1973, 2, 50—51.
4. Planskov B. Secondary electron emission in high energy beam monitors.— Nucl. Instrum. and Meth., 1963, 24, 2, 172—180.
5. Vanhuysse V. J., Van de Vijver R. E. Efficiency of secondary emission for electron beams.— Nucl. Instrum. and Meth., 1962, 15, 1, 63—68.
6. Sternglass E. J. Theory of secondary electron emission by highspeed ions.— Phys. Rev., 1957, 108, 1, 1—12.
7. Гришаев И. А., Коваленко Г. Д., Шраменко Б. И. Электронная эмиссия из монокристалла ниобия, вызванная ультрарелятивистскими электронами.— Письма в ЖТФ, 1979, 5, 18, 1104—1107.
8. Калашников Н. П. Влияние эффекта каналирования на тормозное излучение релятивистских позитронов.— В кн.: Тр. V Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 28—30 мая 1973 г. М., 1974, 233—237.
9. Гришаев И. А., Коваленко Г. Д., Шраменко Б. И. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ в кристаллах кремния, германия и ниобия.— ЖЭТФ, 1977, 72, 2, 437—443.
10. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в кристалле германия при температурах 293 и 77 К/И. А. Гришаев, Г. Д. Коваленко, В. И. Кулибаба и др.— УФЖ, 1979, 24, 8, 1188—1191.
11. Gemmel D. S. Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals.— Rev. Mod. Phys., 1974, 46, 1, 129—227.
12. Калашников Н. П. Угловое распределение релятивистских позитронов, прошедших через монокристалл.— В кн.: Тр. V Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Москва, 28—30 мая 1973 г. М., 1974, 228—232.
13. Ионизационные потери быстрых электронов в тонких слоях полистирола / А. И. Алиханян, А. К. Вальтер, Г. М. Гарибян и др.— ЖЭТФ, 1964, 46, 4, 1212—1215.
14. Тер-Микаелян М. Л. Исследование границ применимости теории ионизационных потерь.— ЖЭТФ, 1960, 38, 3, 895—905.

Физико-технический институт АН УССР,
г. Харьков

Поступила в редакцию 11. VIII 1980 г.
в окончательном варианте — 6.1 1981 г.