

УДК 537.534.2

© 1991

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭМИССИИ ФОТОНОВ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ КРЕМНИЯ

И. Н. Иванов, Д. В. Ледянжин, И. Ф. Уразильдин, В. Е. Юрасова

Изучалась угловая зависимость эмиссии различных линий SiII и SiI, плучаемых при распаде возбужденных состояний атомов и однозарядных вторичных ионов, образующихся при бомбардировке кремния ионами аргона с энергией 8 кэВ. Установлено, что при облучении грани (111)Si анизотропия угловой зависимости ИФЭ более выражена для линии, соответствующей излучению частицы с меньшей энергией возбуждения. В случае аморфизованной поверхности кремния крутизна угловой зависимости ионно-фотонной эмиссии SiII и SiI убывала в последовательности: SiII 545, 413, 624, 504, 385 нм, SiI 727, 390 нм, соответствующей, как правило, уменьшению энергии возбуждения относительно основного состояния (исключение составляет линия SiII 413 нм). Проводится обсуждение полученных закономерностей.

Исследование ионно-фотонной эмиссии (ИФЭ) в зависимости от угла падения бомбардирующих ионов проводилось в [1] для мишеней из бора, бериллия и магния. Было показано, что интенсивность выхода фотонов I возрастает с увеличением угла падения α ионов Ag^+ с энергией 80 кэВ, отсчитываемого от нормали к поверхности. Однако рост $I(\alpha)$ происходит по-разному для различных мишеней. Крутизна кривых $I(\alpha)$ определяется также механизмом возбуждения соответствующих состояний, распад которых приводит к излучению фотонов той или иной длины волны. Поэтому изучение угловых зависимостей $I(\alpha)$ может облегчить идентификацию механизмов, приводящих к возбуждению распыленных атомных частиц.

В настоящей работе такое исследование проводилось для фотонов различной длины волны, излучаемых при ионной бомбардировке с поверхности мишени кремния.

1. Методика эксперимента

Эксперимент проводился на установке, описанной в [2, 3]. Для бомбардировки использовался пучок ионов Ag^+ с энергией 8 кэВ. Плотность ионного тока на образце 150 мкА/см². В качестве мишени использовалась

Эмиссия фотонов при бомбардировке кремния

Распадаю- щиеся час- тицы	Длина волны фотона, нм	Энергия основного состояния, эВ (отн. ур. вакуума)	Начальная энергия воз- буждения, эВ (отн. осн. сост.)	Конечная энергия воз- буждения, эВ (отн. осн. сост.)	Энергия воз- бужденного состояния, эВ (отн. ур. вакуума)	Переход	Номер кри- вой на рис. 3
Si ⁺⁺	545	16.345	18.91	16.64	-2.6	$4p^4P-4d^4D^0$	1
	413	16.345	12.84	9.84	3.5	$3d^2D-4f^2F^0$	2
	624	16.345	14.82	12.84	1.51	$4f^2F^0-6g^2G$	3
	504	16.345	12.52	10.07	3.8	$4p^2P^0-4d^2D$	4
	385	16.345	10.07	6.86	6.3	$3p^2^2D-4p^2P^0$	5
Si ^{0*}	727	8.151	7.32	5.62	0.83	$3p^3^3D^0-4f^3G$	6
	390	8.151	5.08	1.91	3.07	$3p^2^1S-4s^1P^0$	7

грань (111) монокристалла кремния. С помощью манипулятора угол падения ионов на мишень менялся от 0 до 30°, отсчитываемых от нормали. Анализ фотонов проводился вблизи плоскости мишени с помощью интерференционных фильтров с полосой пропускания до ± 3 нм. Фотоны улавливались в телесном угле $1 \cdot 10^{-4}$ ср. Температура мишени выбиралась равной 100 или 470 °С. В первом случае поверхность образца аморфизировалась за счет дефектов, образующихся при ионной бомбардировке. Во втором случае происходил отжиг образующихся дефектов и распыление подвергалась монокристаллическая поверхность.

Измерения проводились для фотонов, выходящих вблизи поверхности и образующихся при распаде возбужденных состояний нейтральных атомов, а также однозарядных ионов кремния (см. таблицу).

2. Угловая зависимость для ИФЭ с грани (111) Si

Исследование зависимости ИФЭ от угла падения ионов аргона на грань (111) Si проводилось для двух линий, связанных с излучением при распаде возбужденного состояния нейтрального атома кремния и иона кремния. В первом случае выделялась линия SiI 727 нм, образующаяся при переходе возбужденного атома $3p^3 \ ^3D^0 - 4f^3G$ во втором случае — линия SiII 413 нм, образующаяся при переходе $3d^2D - 4f^2F^0$. Поворот мишени происходил вокруг направления [110]. Полученная угловая зависимость ИФЭ $I(\alpha)$ показана на рис. 1. Зависимость представлена в относительных единицах и совмещена в первом максимуме обеих кривых. Отчетливо видны минимумы выхода ИФЭ при совпадении направления

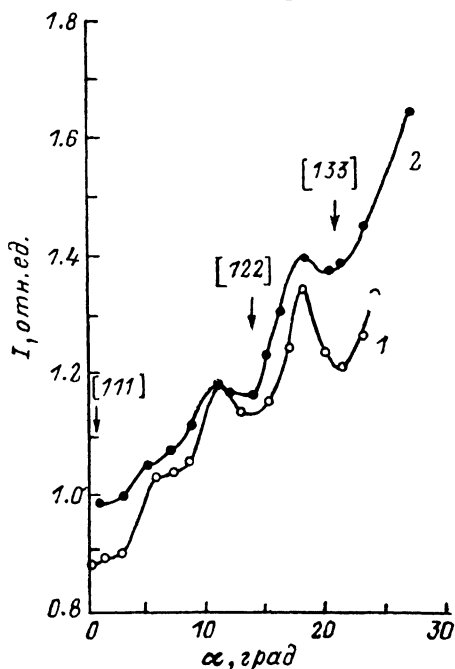


Рис. 1. Угловая зависимость выхода фотонов с грани (111) Si при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 8 кэВ, падающими в плоскости (110).

1 — SiI, $\lambda=727$ нм, $E_{\text{exc}}=7.32$ эВ (относительно основного состояния); 2 — SiII, $\lambda=413$ нм, $E_{\text{exc}}=12.84$ эВ

падения ионов с направлениями плотной упаковки [111], [122] и [133]. Обращают на себя внимание более пологий ход кривой $I(\alpha)$ (см. раздел 3) и меньшая глубина минимумов для ионной линии SiII 413 нм, для которой энергия возбуждения E_{exc} относительно основного состояния равна 12.84 эВ, чем для атомной линии SiI 727 нм с $E_{\text{exc}}=7.32$ эВ (см. таблицу). Этот результат не противоречит последним данным об анизотропии угловой зависимости оже-эмиссии с грани (110) Al [4] и согласуется с работой [5] по изучению угловой зависимости ИФЭ грани (100) Cu. Согласно [5], чем меньше энергия верхнего возбужденного уровня по отношению к основному состоянию, тем глубже минимум ИФЭ в направлении плотной упаковки и, следовательно, реализуется более сильная анизотропия угловой зависимости.

Приведенные результаты можно сравнить также с данными по исследованию угловой зависимости распыления [6] $S(\alpha)$ и вторичной ионной эмиссии $S^+(\alpha)$ [7] с грани (100) монокристалла меди при бомбардировке ионами аргона с энергией 5—35 кэВ (рис. 2). Такое сравнение показывает,

что минимумы в направлениях плотной упаковки для распыленных нейтральных частиц более глубокие, чем для заряженных, так как частицы, дающие вклад в нейтральную компоненту распыления, выходят с большей глубины, чем частицы, составляющие ионную компоненту (по оценкам [6, 7], для случая $\text{Ag}^+ - \text{Cu}$ (100) эти глубины соответственно равны 80 и 20 Å). Как известно, средняя энергия ионов при распылении выше средней энергии нейтральных частиц. Это связано с увеличением вероят-

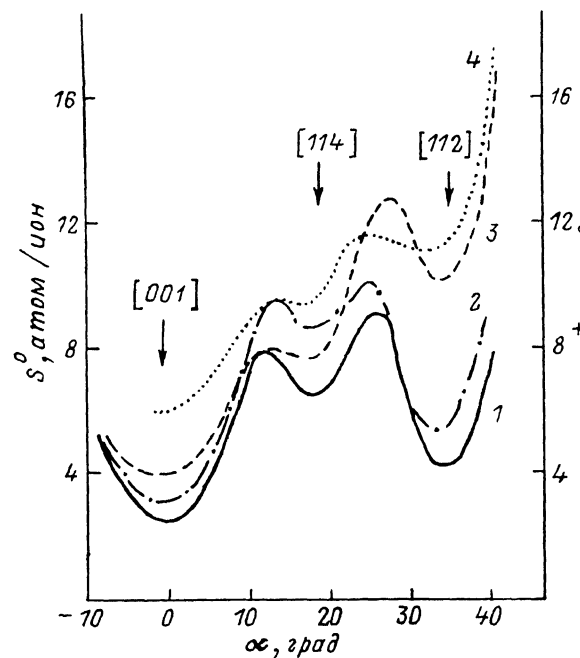


Рис. 2. Сравнение угловых зависимостей для распыления (1, 2) и вторичной ионной эмиссии (3, 4) при бомбардировке грани (001) Си ионами Ag^+ с энергией 20 (2, 3), 30 кэВ (1, 4); поворот в плоскости (110) [6, 7].

ности выживания эмиттированной частицы в ионизованном состоянии при увеличении ее скорости. В свою очередь чем выше энергия частицы, тем меньше средняя глубина ее выхода из твердого тела, и, следовательно, средняя глубина выхода для ионов меньше, чем для нейтральных частиц. Тот же подход может быть использован для объяснения разницы в анизотропии угловой зависимости для вторичных возбужденных ионов и нейтралей Si^{+*} и Si^{0*} , поскольку Si^{+*} образуется за счет более жестких соударений и соответственно имеет большую среднюю энергию, чем Si^{0*} (см. раздел 3).

3. Угловая зависимость эмиссии ионов и фотонов при ионной бомбардировке аморфизированной поверхности кремния

При бомбардировке грани (111) Si пучком ионов Ag^+ с энергией 8 кэВ при плотности ионного тока $150 \text{ мкА}/\text{см}^2$ происходила аморфизация поверхности мишени в случае, если ее температура была $\sim 100^\circ \text{C}$. Для такой поверхности снималась угловая зависимость $I(\alpha)$ эмиссии фотонов разной длины волны при ионной бомбардировке (рис. 3). Кривые нормированы и совмещены при 0° .

Более крутая зависимость $I(\alpha)$ наблюдалась для эмиссии исследуемых линий излучения SiII по сравнению с линиями SiI, причем чем выше энергия возбуждения $E_{\text{вых}}$ состояния, распад которого приводит к излучению фотонов, тем круче угловая зависимость ИФЭ (см. таблицу). Дей-

ствительно, крутизна угловой зависимости для излучения линий SiII и SiI убывает в последовательности: SiII 545, 413, 624, 504, 385 нм, SiI 727, 390 нм. Эти линии излучаются в результате перехода с уровней, возбуждение которых относительно основного состояния равно соответственно 18.9, 12.84, 14.82, 12.52, 10.07, 7.32, 5.08 эВ. Таким образом, из общей закономерности выпадает лишь линия SiII 413 нм, $E_{exc} = 14.8$ эВ, излучаемая в результате перехода $3d^2D - 4f^2F^0$.

На рис. 3 показаны также кривые $(\cos \alpha)^{-1}$ и $(\cos \alpha)^{-1.5}$; к последней близка угловая зависимость в интервале углов $0-35^\circ$ коэффициента распыления аморфизированной поверхности кремния, полученная в работе [8]. Возрастание коэффициента распыления при увеличении угла наклона пучка ионов к поверхности связано с увеличением доли энергии, выделяемой при соударении вблизи поверхности. Казалось, можно ожидать, что также будет возрастать с углом падения и выход возбужденных атомов. Но при наклонной бомбардировке возрастает доля быстрых распыленных частиц. Поэтому происходит дополнительное увеличение выхода частиц, возбужденных в результате сильных бинарных соударений вблизи

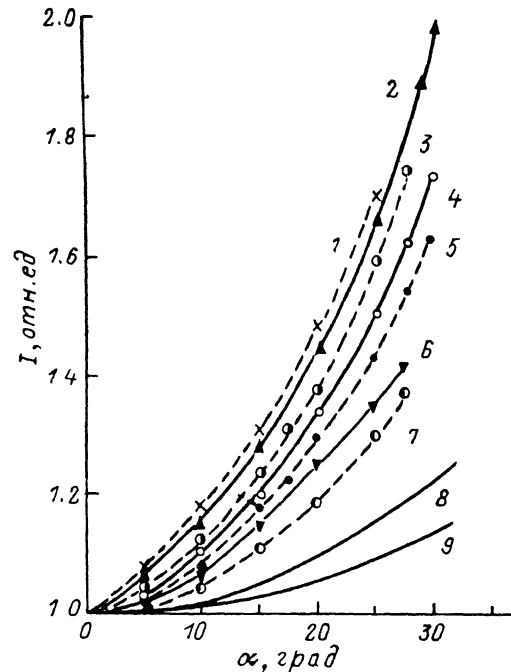


Рис. 3. Угловая зависимость выхода ионов Si⁺ с энергией 100 эВ и фотонов с аморфизированной поверхности кремния при бомбардировке ионами Ar⁺ с энергией 8 кэВ. SiII 545 (1), 413 (2), 504 (3), 624 (4), 385 нм (5), SiI 727 (6), 390 нм (7), $(\cos \alpha)^{-1.5}$ (8), $(\cos \alpha)^{-1}$ (9).

поверхности, — более быстрый рост угловых зависимостей с увеличением α , чем для распыления, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 3).

Различие в крутизне линий SiI и SiII может быть объяснено из следующих соображений.

Как известно, значительная часть ионов Si⁺ образуется по кинетическому механизму посредством оже-процесса. При жестком столкновении Si—Si или Ar—Si образуется дырка на $2p$ -уровне за счет перехода электрона в одно из возбужденных состояний. Последующая релаксация приводит к образованию возбужденного иона. При увеличении угла α возрастает относительная доля высокоэнергетических частиц и соответственно увеличивается число частиц, испытавших жесткое столкновение и имеющих возможность выхода из твердого тела. Процесс образования Si^{0*} менее критичен к высокоэнергетической части спектра вторичных частиц, поэтому увеличение выхода Si^{0*} с углом α менее явное. Si^{0*} также может образоваться по кинетическому механизму, однако для этого процесса требуется заметно меньшая энергия, так как заполнение возбужденного уровня происходит с высоколежащей оболочки $3p$.

Изменение крутизны угловой зависимости с изменением возбужденного состояния в рамках одного вида частиц можно объяснить следующим образом. При нерезонансном образовании возбужденного состояния посредством захвата электрона на уровень, расположенный выше уровня Ферми E_F в твердом теле, вероятность такого процесса увеличивается

с увеличением скорости вторичной частицы, так как разность энергий конечного и начального состояний электрона ΔE должна компенсироваться за счет кинетической энергии движения частиц. Т. е. относительное увеличение доли высокоэнергетичных частиц с углом α в большей степени активизирует процессы захвата электронов с большим ΔE (хотя абсолютное значение вероятности перехода электрона с большим ΔE может быть заметно меньше).

С другой стороны, если предположить возможность существования возбужденного состояния частицы внутри твердого тела, то чем выше $E_{\text{возб}}$ (относительно основного уровня), тем больше радиус электронной оболочки и, следовательно, тем меньше глубина, при выходе с которой данное возбужденное состояние частицы имеет шанс сохраниться. Поскольку при увеличении угла падения первичного пучка происходит относительное увеличение роли процессов на небольшой глубине, то $I(\alpha)$ растет быстрее для частиц с большим радиусом (в рамках частиц одного типа). Следовательно, оба этих механизма работают в сторону увеличения крутизны зависимости $I(\alpha)$ с энергией возбужденного состояния. Предположение о возможности возбужденного состояния частицы внутри твердого тела основывается на том, что время потери возбуждения за счет резонансного перехода электрона в зону проводимости и время движения частицы в приповерхностной области при ее эмиссии имеют одинаковый порядок ($\sim 10^{-14}$ с). Такое предположение позволило также объяснить наблюдаемые осцилляции в энергетическом спектре некоторых возбужденных состояний Si^{+*} [3].

Как отмечалось ранее, в работе [1] исследовалась ИФЭ возбужденных атомов Be, B и Mg в зависимости от угла падения первичных ионов аргона; наблюдалась особенно сильная угловая зависимость для тех линий, которые возникали в результате распада возбужденных состояний, образующихся по молекулярно-орбитальному механизму (electron-promotion). Это относилось, например, к излучению, связанному с электронными переходами на $2p$ -уровни Be и B и на $3d$ -уровни Mg. Исходя только из существования молекулярно-орбитального механизма возбуждения, невозможно подобно [1] объяснить полученные в настоящей работе результаты, так как канал образования возбужденного состояния по указанному механизму существует для всех исследованных нами состояний. Заметим, что эффективность возбуждения по молекулярно-орбитальному механизму может отличаться для разных возбужденных состояний и поэтому может внести некоторые коррективы в объяснение угловой зависимости эмиссии фотонов, отвечающих различным состояниям. Этот вопрос может стать предметом дальнейших исследований.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Veje E. // Nucl. Instr. and Meth. 1984. V. B2. P. 520—524.
- [2] Abramenko V., Ledyankin D., Urazgil'din I., Yurasova V. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. V. B33. P. 547—550.
- [3] Ледянкин Д. В., Уразгильдин И. Ф., Юрасова В. Е. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 90—100.
- [4] Benazeth S., How M., Mayroal C., Benazeth N. // Nucl. Instr. and Meth. 1987. V. B18. P. 555—560.
- [5] Van der Weg W. F., Tolk N., White C. W., Kraus Y. M. // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V. 132. P. 405—410.
- [6] Onderdelinden D. // Can. J. Phys. 1968. V. 46. P. 739.
- [7] Yurasova V., Eltekov U. // Vacuum. 1982. V. 32. N 7. P. 399—424.
- [8] Sommerfeldt H., Mashkova E., Molchanov V. // Phys. Lett. 1972. V. 38A. P. 237—240.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
31 октября 1989 г.

В окончательной редакции
11 ноября 1990 г.