

10; 11

© 1990

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ,
РАСПЫЛЕННЫХ ИОННЫМ ПУЧКОМИ.В. Закурдаев, Д.Е. Миловзоров,
Г.А. Шероэия, В.А. Шишлаков

Исследование эмиссионных процессов, возникающих при взаимодействии ускоренных ионов с поверхностью твердого тела, началось фактически с момента открытия явления катодного распыления. Наиболее подробно к настоящему времени изучена эмиссия ионов и электронов с поверхности твердого тела [1, 2]. Не меньший интерес представляет исследование эмиссионных характеристик распыленных с поверхности ионным пучком атомов, составляющих более 95 % от общего числа распыленных частиц, и практически мало изученных, что связано с трудностью их регистрации [3].

В последнее время появились работы, в которых для исследования эмиссии распыленных ионным пучком атомов использован метод лазерной флуоресцентной спектроскопии [3, 4]. Однако для изучения характеристик пучков с малой плотностью атомов $n \sim 10^5 \div 10^7 \text{ см}^{-3}$, эмиттируемых поверхностью в процессе ее бомбардировки ускоренными ионами, необходим более чувствительный метод — селективной лазерной ионизации, позволяющий детектировать одиночные атомы [5, 6].

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по исследованию энергетического распределения в области низких энергий атомов III группы *Al, Ga, In* в основном состоянии и атомов *In* и *Ga* в первом метастабильном состоянии, распыленных с поверхности соответствующих поликристаллических образцов ионным пучком Ar^+ с энергией 5 кэВ.

Схема экспериментов изображена на рис. 1. Поверхность исследуемого образца (1) распыляется сфокусированным ионным пучком (2) Ar^+ со следующими параметрами: энергия ионов — 5 кэВ, ионный ток на образце — 500 мкА, диаметр ионного пучка на образце — 3 мм. После формирования и очистки от заряженных частиц в системе (3) атомный пучок (4) в пространстве между выталкивающими электродами (5) подвергался воздействию лазерного излучения (6), осуществлявшего двухступенчатую резонансную фотоионизацию распыленных атомов. Образовавшиеся фотоионы под воздействием электрического поля, создаваемого приложенным между электродами (5) напряжением $U_{выт}$, направляется на вторично-электронный умножитель (ВЭУ) (7), который через предварительный усилитель подключен к осциллографу.

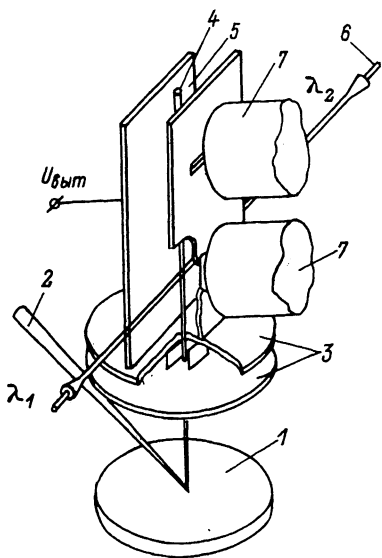


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - исследуемый образец, 2 - ионный пучок Ar^+ , 3 - система формирования атомного пучка, 4 - атомный пучок, 5 - выталкивающие электроды, 6 - лазерные лучи, 7 - вторично-электронный умножитель.

Поверхность образца (1) располагается под углом 45° к ионно-оптической оси пучка (2). Ось формируемого атомного пучка (4) проходит по нормали к поверхности исследуемого образца. Оптическая ось лазерных лучей лежит в плоскости, перпендикулярной атомному пучку и удаленной от распыляемого участка ис-

следуемого образца, на $R = 4$ см. В этой же плоскости лежит и ионно-оптическая ось одного из двух ВЭУ (7), предназначенного для точной настройки длины волны λ_1 лазерного излучения, осуществляющего первую ступень селективной лазерной ионизации, по сигналу фотоионов. Ионно-оптическая ось ВЭУ для исследования энергетического распределения распыленных атомов расположена на расстоянии $r = 5$ см от оптической оси лазерных лучей. Размер щели в заземленном электроде (5) для вывода селективно-ионизованных атомов составлял $\Delta r = 0.5$ мм.

Эксперимент проводился в вакууме при давлении 10^{-5} Па по остаточным газам. К межэлектродному промежутку системы формирования атомного пучка (3) приложено напряжение 5 кВ. Лазерное излучение, осуществляющее резонансную двухступенчатую фотоионизацию, создается перестраиваемым лазером на растворах органических соединений ЛЖИ-509 (λ_1), собранного по схеме генератор-усилитель, и твердотельным лазером АИГ: Nd^{3+} ЛТИ-409 (λ_2). Лазер ЛТИ-409 генерирует излучение с длиной волны $\lambda_2 = 355$ нм, энергией в импульсе - 0.01 Дж, длительностью импульса 10 нс и частотой повторения импульсов 50 Гц. Часть излучения лазера ЛТИ-409 с энергией в импульсе 0.004 Дж использовалась для накачки перестраиваемого лазера ЛЖИ-509, а вторая часть с энергией в импульсе 0.006 Дж - для второй ступени фотоионизации. Лазерные лучи сводились и фокусировались на атомный пучок в пятно диаметром $S \approx 0.5$ мм.

В работе исследовалось энергетическое распределение атомов In , Ga и Al в основном состоянии, распыленных с поверхности соответствующих поликристаллических образцов. Излучение лазера на красителе с λ_1 возбуждало в распыленных атомах переход на воз-

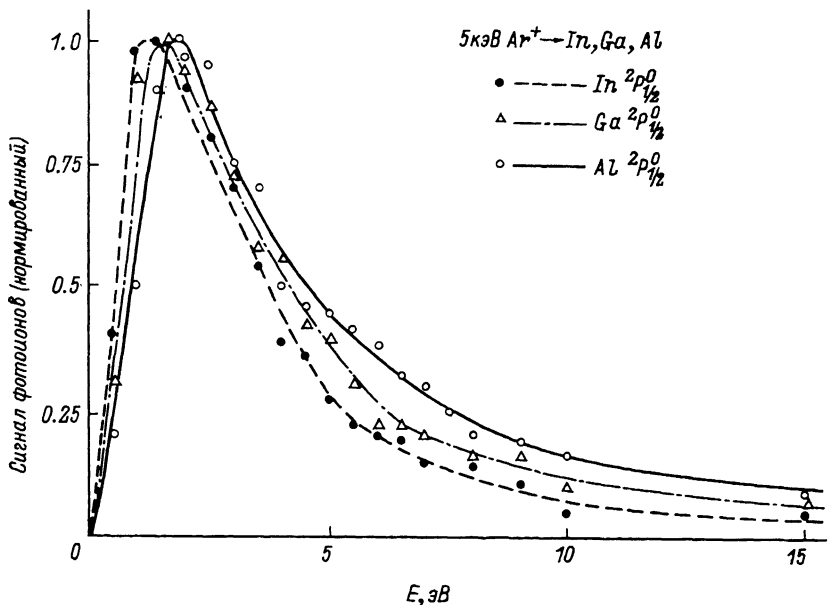


Рис. 2. Распределения по энергиям атомов In, Ga, Al в основном состоянии $2P_{1/2}^0$, распыленных с поверхности образцов ионным пучком Ar^+ .

бужденный уровень. Для атомов $In: \lambda_1 = 410.18$ нм, переход $5p^2 P_{1/2}^0 \rightarrow 6s^2 S_{1/2}$; для атомов $Ga: \lambda_1 = 403.3$ нм, переход $4p^2 P_{1/2}^0 \rightarrow 5s^2 S_{1/2}$; для атомов $Al: \lambda_1 = 394.46$ нм, переход $3p^2 P_{1/2}^0 \rightarrow 4s^2 S_{1/2}$. Излучение твердотельного лазера с $\lambda_2 = 355$ нм ионизировывало возбужденные атомы.

Энергетические распределения атомов In, Ga и Al в основном состоянии, приведенные на рис. 2, были получены из экспериментальных зависимостей фотоионного сигнала соответствующих атомов от напряжения на выталкивающих электродах $U_{\text{выт}}$ путем пересчета

$U_{\text{выт}}$ в энергию атомов E по формуле $E = \left(\frac{r}{d}\right)^2 \frac{e U_{\text{выт}}}{2}$, где

$r = 5$ см - расстояние от оптической оси лазерного излучения до ионно-оптической оси системы регистрации; $d = 1$ см - расстояние между выталкивающими электродами. В такой системе разрешение по энергии составляло $\frac{dE}{E} = 2 \frac{dr}{r} \approx 0.04 = 4\%$, где $dr = \Delta r + S$ - сумма размера щели для вывода селективно ионизованных атомов и диаметра сфокусированных лазерных лучей.

Получившиеся экспериментально положения максимумов энергетического распределения ($In: 1.4$ эВ, $Ga: 1.6$ эВ, $Al: 1.8$ эВ) согласуются с расчетными значениями по теории Зигмунда-Томпсона [3, 7] при значении показателя степени $m \approx 0.1$. Различия в

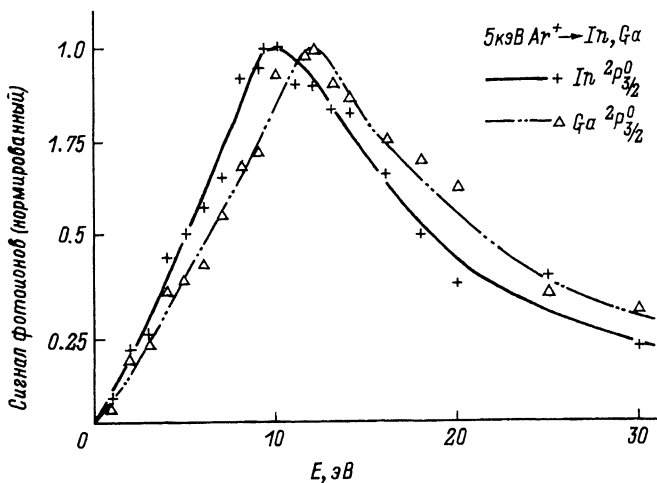


Рис. 3. Распределения по энергиям атомов *In*, *Ga* в метастабильном состоянии $2p_{3/2}^0$, распыленных с поверхности образцов ионным пучком Ar^+ .

положении максимумов для разных атомов элементов возникают согласно теории линейных каскадов столкновений из-за разницы в энергиях связи атомов соответствующих элементов на поверхности.

На рис. 3 изображены экспериментально полученные энергетические распределения для атомов *In* и *Ga* в первом метастабильном состоянии $5p^2p_{3/2}^0$ и $4p^2p_{3/2}^0$ соответственно. Длина волны лазерного излучения λ_1 для первой ступени ионизации и возбуждаемый

переход соответствовали: для *In* - $5p^2p_{3/2}^0 \xrightarrow{451.13 \text{ нм}} 6s^2S_{1/2}$;

Ga - $4p^2p_{3/2}^0 \xrightarrow{417.2 \text{ нм}} 5s^2S_{1/2}$. Необходимо отметить, что отношение фотоионных сигналов атомов в метастабильном и в основном состояниях при точной настройке на длину волны было примерно равно 10 % и 7 % для *In* и *Ga* соответственно.

Сдвинутые в область более высоких энергий по сравнению с атомами в основном состоянии положения максимумов энергетического распределения объясняются, по-видимому, сложным механизмом возбуждения метастабильного уровня. Заселение метастабильных уровней происходит за счет комбинации механизмов возбуждения при взаимодействии атома с электронами поверхности и неупругой передачи энергии при соударениях в начальной стадии разлета атомов от поверхности. Причем, при столкновении атомов может одновременно происходить передача кинетической энергии одной частицы как на возбуждение высоколежащих состояний с последующим возможным переходом на метастабильные состояния, так и на увеличение кинетической энергии другой частицы. Распределение по энергиям атомов в метастабильном состоянии может являться суперпозицией распределений атомов как в основном, так и в возбужденном состоянии [3]. Этим, по-видимому, объясняется

уширение и почти четырехкратное увеличение значения положения максимумов энергетических распределений атомов I_{12} и G_a в метастабильных состояниях по сравнению с соответствующими максимумами распределений этих атомов в основном состоянии, наблюдаемое в экспериментальных данных на рис. 2.

В заключение отметим, что сочетание селективной лазерной ионизации атомов с ионным распылением поверхности твердых тел позволяет создать метод высокочувствительного элементного анализа поверхностных слоев твердых тел и тонких пленок [8]. Достигнутый к настоящему времени предел обнаружения экспериментальной установки, реализующей этот метод, составил значение $10^{-5}\%$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Векслер В.И. Вторичная ионная эмиссия металлов. М.: Наука, 1978. 240 с.
- [2] Ковалев В.П. Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат, 1987. 177 с.
- [3] Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел /Составитель Машкова Е.С. М.: Мир, 1989. 349 с.
- [4] Young C.E., Calaway W.F., Pellin M.J., Gruen D.M. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1984. V. 2. N 2. P. 693-697.
- [5] Горбунов С.В., Закурдаев И.В., Мучник М.Л., Суслов А.И., Шерозия Г.А., Шишляков В.А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 11. С. 681-685.
- [6] Young C.E., Pellin M.J., Calaway W.F., Jorgensen B., Schweitzer E.L., Gruen D.M. // Nucl. Instrum. Met. Phys. Res. B. 1987, V. 27. P. 119-129.
- [7] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физическое распыление одноэлементных твердых тел /Под ред. Бериша Р. М.: Мир, 1984. 336 с.
- [8] Закурдаев И.В., Миловзоров Д.Е., Мучник М.Л., Шерозия Г.А., Шишляков В.А. // Электронная промышленность. 1987. В. 5. С. 41-42.

Поступило в Редакцию
1 апреля 1990 г.