

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ ИЗ МНОГОЩЕЛОЧНОГО ФОТОКАТОДА Na_2KSbCsO

В. П. Безухев, И. А. Шефова, М. Н. Шульгина

Исследования последних лет, проводимые в СССР и за рубежом, показали [1], что отсутствие физической модели многощелочного фотокатода (МФ), объясняющей механизм фотоэмиссии этого полупроводника, является серьезным тормозом дальнейшего повышения чувствительности, реализации его потенциальных возможностей. Согласно расчетам [2] максимальная чувствительность МФ может достигать 1400 мкА/лм.

В ряду сурьмяно-щелочных соединений МФ занимает особое место. Его чувствительность почти на порядок превосходит чувствительность других антимонидов щелочных металлов. Мы предполагаем, что это связано с принципиальными различиями в механизмах их фотоэмиссии. С целью изучения особенностей фотоэмиссии МФ нами были проведены исследования распределения фотоэлектронов по энергиям (РФЭ) из МФ, сенсibilизированного кислотом, на разных стадиях его формирования.

Исследование спектров фотоэлектронов осуществлялось методом задерживающего поля в сферическом конденсаторе [3]. Для исследований был изготовлен экспериментальный стеклянный прибор, состоящий из сферического конденсатора и колбы, в которой фотокатод активировался. Подложка фотокатода представляла собой сегмент с высотой, равной 0.15 диаметра ($h=0.15d$). Отношение диаметра фотокатода к диаметру внешней сферы конденсатора равно 1:10. Такая конструкция центрального электрода обеспечивает полный сбор фотоэлектронов коллектором независимо от угла вылета, если освещается только центральная часть фотокатода радиусом, равным половине радиуса сегмента [4]. Освещение фотокатода осуществлялось со стороны вакуума. Измерения РФЭ проводились на разных стадиях изготовления фотокатода. Вначале исследовался фотокатод Na_2KSb , затем образец обрабатывался цезием и кислородом и исследовался фотокатод в готовом виде Na_2KSbCsO .

Кривые РФЭ были получены методом временного дифференцирования ВАХ анализатора [5]. В работе была использована схема измерения, предложенная в [6], позволявшая получать также вторую производную ВАХ для выявления особенностей спектров фотоэлектронов. Кривые РФЭ нормировались по полному фототоку.

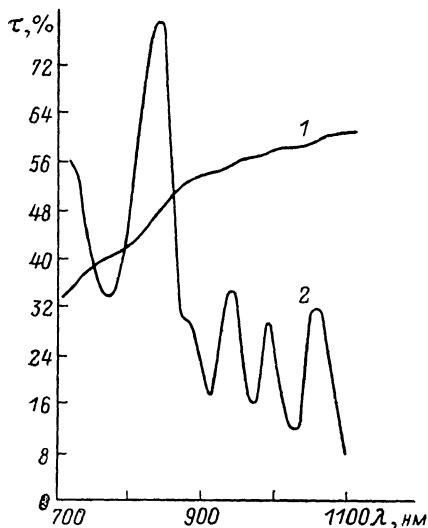


Рис. 1. Спектральная кривая (1) и дифференциальный спектр (2) пропускания фотокатода Na_2KSb .

Кривые РФЭ были получены методом временного дифференцирования ВАХ анализатора [5]. В работе была использована схема измерения, предложенная в [6], позволявшая получать также вторую производную ВАХ для выявления особенностей спектров фотоэлектронов. Кривые РФЭ нормировались по полному фототоку.

Исследование фотокатода Na_2KSb

Кроме кривых РФЭ, также измерялись спектральные зависимости чувствительности для определения красной границы фотоэффекта ($h\nu_0=1.87$ эВ для исследуемого образца) и пропускания с последующим дифференцированием спектральной кривой для определения ширины запрещенной зоны [7].

На дифференциальном спектре пропускания (ДСП) фотокатода Na_2KSb (рис. 1) границе оптического поглощения соответствует пик в области $\lambda=850$ нм, т. е. $E_g=1.45$ эВ. Кроме основного пика, определяющего ширину запрещенной зоны Na_2KSb , на кривой ДСП видны еще три пика на длинах волн 945, 990, 1060 нм, которые, как мы полагаем, могут возникать за счет примесных уровней.

Кривые РФЭ и их производные показаны на рис. 2. На шкале абсцисс вверху приведены значения напряжения коллектора относительно фотокатода U_k , внизу — значения энергии относительно потолка валентной зоны E_v . Энергия E_v определялась из соотношения [8]

$$E_v = \varphi_k + (E_f - E_v) - eU_k, \quad (1)$$

где φ_k — работа выхода коллектора, определенная нами по методу Фаулера [9]. Для рассматриваемого случая $\varphi_k=2.1$ эВ. (E_F-E_V) — положение уровня Ферми относительно потолка \uparrow валентной зоны.

Для определения величины (E_F-E_V) сначала находилась термоэлектронная работа выхода фотокатода по известной из рис. 2 величине контактной разности потенциалов ($U_S=0.35$ В) и работе выхода коллектора ($\varphi_k=2.1$ эВ): $\varphi_{т\phi}=\varphi_k-eU_S=1.75$ эВ. Положение уровня Ферми, следовательно, определяется выражением $E_F-E_V=h\nu_0-\varphi_{т\phi}=0.12$ эВ. Таким образом, $E_B=2.22-eU_K$.

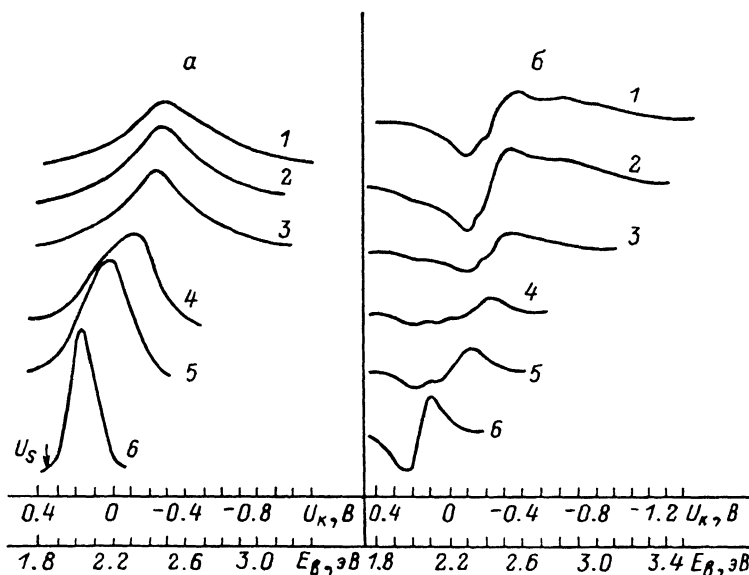


Рис. 2. Распределение фотоэлектронов по энергиям (а) и вторая производная ВАХ (б) для случая Na_2KSb фотокатода.

$h\nu$, эВ: 1 — 3.55, 2 — 3.3, 3 — 3.1, 4 — 2.61, 5 — 2.26, 6 — 1.91.

При увеличении энергии фотонов наивероятная энергия электронов смещается в сторону больших значений. Начиная с $h\nu=2.61$ эВ на второй производной ВАХ появляются пики, положение которых соответствует $E_B=2.35$ эВ и не меняется с увеличением $h\nu$. Это свидетельствует о наличии в спектрах групп электронов с постоянной энергией [10]. Мы полагаем, что эти пики появляются за счет электронов, которые термализовались в X-минимуме зоны проводимости (см. спектр энергетических уровней электронов в фотокатоде Na_2KSb , рассчитанный в [11]).

Исследование фотокатода Na_2KSbCsO

После доработки фотокатода цезием и кислородом красная граница фотоэффекта образца уменьшилась до $h\nu_0=1.45$ эВ. Кривая ДСП фотокатода Na_2KSbCsO (рис. 3) аналогична ДСП фотокатода Na_2KSb . Ширина запрещенной зоны не изменилась, т. е. $E_g=1.45$ эВ. Совпадение красной границы фотоэффекта и границы собственного поглощения свидетельствует о наличии нулевого или отрицательного электронного средства. Кривые РФЭ этого фотокатода показаны на рис. 4. Работа выхода коллектора, определенная по методу Фаулера, равна $\varphi_k=1.48$ эВ. Поэтому в соответствии с (1) энергия равна $E_B=1.6-eU_K$. Как видно из рис. 4, величина $U_S=0.35$ В. Термоэлектронная работа выхода фотокатода Na_2KSbCsO $\varphi_{т\phi}=\varphi_k-eU_S=1.13$ эВ; следовательно, эффективное средство к электрону равно $\chi_{эфф}=\varphi_{т\phi}++(E_F-E_V)-E_g=-0.2$ эВ. Таким образом, исследуемый образец фотокатода имеет отрицательное электронное средство.

Наивероятная энергия электронов на кривых с $h\nu=1.3\div 1.6$ эВ не меняется, т. е. в вакуум выходят термализованные до дна зоны проводимости электроны. Однако кроме термализованных в Г-минимуме зоны проводимости электронов в спектре присутствуют и электроны с большими энергиями. На второй производной ВАХ всех спектров отчетливо виден

пик в области энергии 1.65 эВ. Положение этого пика не меняется с изменением энергии квантов света. Мы полагаем, что эти электроны эмиттируются из X-минимума зоны проводимости. Однако в области $h\nu = 1.3 \div 1.9$ эВ энергия квантов еще недостаточна для перехода



Рис. 3. Спектральная кривая (1) и дифференциальный спектр (2) пропускания фотокатода Na_2KSbCsO .

электронов в этот минимум зоны проводимости (по данным работы [11]). Подобная особенность электронных спектров наблюдалась, например, в работе [8] при исследовании спектров энергии электронов из InGaAsP и объяснялась тем, что фотоэлектроны подходят к области изгиба зон «горячими», ускоряются в этой области электрическим полем до энергий, превышающих энергию X-минимума на поверхности, и затем выходят в вакуум из этого минимума. Соответствующая группа электронов на РФЭ фотокатода Na_2KSb имеет энергию 2.35 эВ. Различие энергий фотоэлектронов, эмиттированных из X-минимума для двух исследованных фотокатодов, по нашему мнению, связано с наличием для Na_2KSbCsO фотокатода сильного приповерхностного изгиба зон; фотоэлектроны при прохождении этой области теряют часть своей энергии [12].

Таким образом, в спектре фотоэлектронов фотокатода Na_2KSbCsO присутствуют следующие группы:

1. Электроны, термализованные до дна зоны проводимости (Г-электроны). Эта группа электронов с наивероятной энергией ~ 0.2 эВ является основной в ближней ИК области спектра.

2. Электроны, выходящие в вакуум через X-минимум (X-электроны). Эти электроны преобладают в видимой области спектра и имеют наивероятную энергию ~ 0.4 эВ.

В настоящей работе проведены исследования распределения фотоэлектронов по энергиям из МФ на разных стадиях его изготовления. Ширина запрещенной зоны на последней

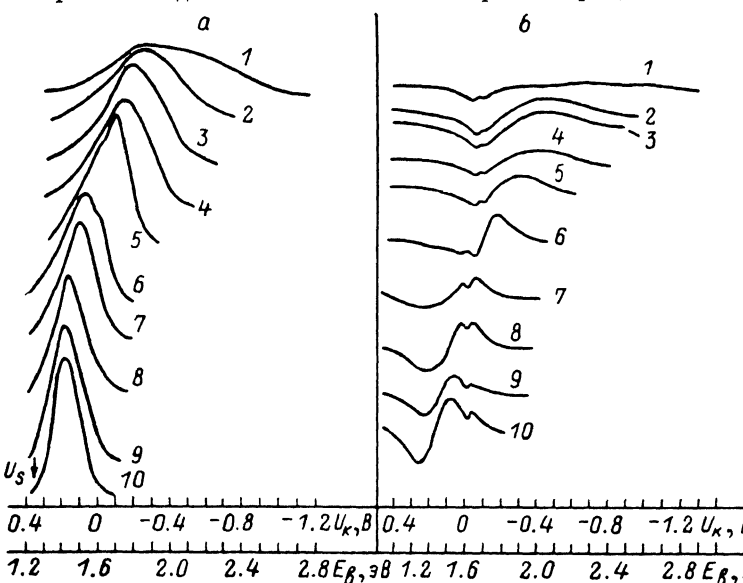


Рис. 4. Распределение фотоэлектронов по энергиям (а) и вторая производная ВАХ (б) для Na_2KSbCsO фотокатода.

$h\nu$, эВ: 1 — 3.1, 2 — 2.48, 3 — 2.26, 4 — 2.14, 5 — 1.9, 6 — 1.76, 7 — 1.7, 8 — 1.64, 9 — 1.53, 10 — 1.3.

стадии изготовления не меняется и составляет 1.45 эВ. Обнаружено, что после обработки фотокатода цезием и кислородом образуется отрицательное электронное средство ($\chi_{\text{эфф}} = -0.2$ эВ), что приводит к увеличению чувствительности на порядок, так как в фотоэмиссии принимают участие как электроны, термализованные в X-минимуме зоны проводимости, так и электроны, выходящие в вакуум из Г-минимума.

Авторы благодарны А. Л. Мусатову за ценные советы при обсуждении результатов.

- [1] Ашкинази Л. А., Соболева Н. А. Итоги науки и техники. М., 1983, т. 6, с. 187—193.
 [2] Wu Quan-De, Liu Li-Bin. Advances in Electronics and Electron Physics, 1985, v. 64B, p. 373—383.
 [3] Лукирский П. И. О фотоэффекте. Л.: ГТТИ, 1933. 96 с.
 [4] Соболева Н. А. РиЭ, 1958, т. 3, № 3, с. 339—344.
 [5] Белкин А. И. Фотоэлектронная эмиссия из органических твердых тел. Рига: Зинантве, 1979. 219 с.
 [6] Kress K. A., Lapeyre G. J. Rev. Sci. Instr., 1969, v. 40, N 1, p. 77—78.
 [7] Аршавский А. Н., Голубев Г. П., Кауфман И. Х. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 12, с. 2351—2353.
 [8] Мусатов А. Л., Коринфский А. Д. Поверхность, 1984, № 5, с. 112—117.
 [9] Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 376 с.
 [10] Drouhin H.-I., Hermann C., Lampel G. Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 6, p. 3859—3871.
 [11] Киселев В. П., Чалдышев В. А. ФТП, 1983, т. 17, № 4, с. 587—592.
 [12] Piaget C. J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 9, p. 3901—3906.

Поступило в Редакцию
10 июля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ АМОРФНЫХ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ

А. Н. Васильев, Л. А. Костельова, А. В. Новотельнова, С. Д. Ханин

Как следует из ряда работ [1—8], под воздействием сильных электрических полей в контактирующих с электролитом аморфных пленках Ta_2O_5 и Nb_2O_5 растут кристаллы, что приводит к значительному ухудшению диэлектрических свойств оксидной изоляции. Полевые кристаллы отвечают по составу M_2O_{5-x} (M : Ta и Nb), а по структуре — низкотемпературным модификациям кристаллических оксидов [8], т. е. представляют собой твердофазные соединения оксидов тантала и ниобия. Физически ясно, что лимитирующей их рост стадией может быть либо кинетическая, т. е. разряд ионов на поверхности зародышей кристаллов, либо диффузионная, когда скорость роста ограничена диффузией ионов к межфазовой границе раздела.

В настоящей работе предпринята попытка определить, какая из этих двух стадий лимитирует скорость роста кристаллов, и на этой основе составить представления о его механизме. Для этого в потенциостатических условиях совместно изучены временные зависимости тока и степени кристалличности оксидов тантала и ниобия.

Последняя, как показано в работе [7], описывается формулой Колмогорова при условии мгновенного зарождения кристаллов на заданном числе активных центров

$$\eta(t) = 1 - \exp[-\pi\beta v^2 t^2], \quad (1)$$

где β — концентрация кристаллических зародышей на единице площади металлического электрода, v — скорость радиального роста кристаллов.

Согласно [8], отвечающая этому случаю временная зависимость тока $i = dQ/dt$ (Q — количество электричества, затраченного на образование кристаллов) удовлетворяет следующим соотношениям: $i \sim xw(x)$ в случае кинетического режима роста кристаллов и $i \sim w(x)$

в случае диффузионного режима роста. Здесь $x = vt(\pi\beta)^{1/2}$, $w(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(\xi^2) d\xi$. Ана-

лиз этих зависимостей обнаруживает во временной зависимости тока максимум, отвечающий $\eta = 0.90$ в случае кинетического режима и $\eta = 0.57$ в случае диффузионного режима роста. По физическому смыслу положение этого максимума отвечает в случае кинетического режима роста максимальной площади суммарной поверхности кристаллов $S = dV_{кр}/dr$ ($V_{кр}$ — объем кристаллического слоя, r — радиус кристаллического зародыша), а в случае диффу-