

05;06;10

Зависимость скорости ионного распыления от изменения электронной работы выхода, вызванного освещением

© А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.Г. Жуков, А.А. Сердобинцев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: semiconductor@sgu.ssu.runnet.ru

Поступило в Редакцию 11 июля 2005 г.

Поликристаллические полупроводниковые фотопроводящие пленки CdS–PbS, имеющие гетерофазную природу, исследовались методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Рассматриваются результаты ВИМС-измерений указанных пленок, полученные при различных освещенностях мишеней. Предлагаются теоретическое обоснование и аналитическое описание полученных зависимостей относительного выхода положительных вторичных ионов от изменения электронной работы выхода, вызванного освещением.

PACS: 62.82.-d

Методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) изучались поликристаллические фотопроводящие полупроводниковые пленки на стеклянной подложке, получаемые термическим испарением в вакууме порошковой шихты состава 90% CdS и 10% PbS с легирующей добавкой CuCl_2 . Поскольку растворимость PbS в CdS и CdS в PbS различна и ограничена [1], в результате напыления и последующего отжига образуется гетерофазный материал сложного состава, условно обозначаемый CdS–PbS [2]. Толщина получаемых пленок $1 \mu\text{m}$. В видимом диапазоне спектра увеличение удельной проводимости пленок при освещенности $10\,000 \text{ lx}$ достигает шести порядков по сравнению с темновым значением. Особенностью фоторезисторов CdS–PbS является высокая деградационная стойкость [3,4], объясняемая гетерофазной природой материала [5].

Проведенные ранее исследования [6,7] обнаружили влияние освещения белым светом на ионное распыление фотопроводящей полупроводниковой гетерофазной мишени. Целью настоящей работы являются исследование зависимости скорости ионного распыления различных

компонент гетерофазного полупроводника CdS–PbS от интенсивности освещения и установление корреляции с изменением работы выхода электрона из полупроводниковой мишени.

Метод ВИМС, применяемый в работе, позволяет не только получать данные о скорости распыления, но и определять химический состав исследуемых образцов и распределение составляющих образец элементов по его глубине.

Нами использовалась установка на базе масс-спектрометра МИ-1305 [6]. Пучок ионов, представляющих собой положительно заряженные ионы кислорода с энергией 4.5 keV, бомбардирует образец под углом 60° к нормали. Детектируются положительные вторичные ионы. Магнитное поле регистрируется с помощью датчика Холла ПХЭ 606118А, для определения интенсивности освещения в камере образцов установлен фотодиод ФД-263. Освещение в ходе экспериментов осуществляется через специальное окно в камере образцов лампой накаливания мощностью 150 W, при этом освещенность исследуемого образца изменялась от 0 до 1300 lx с помощью нейтральных светофильтров.

Зависимости выхода вторичных ионов от освещенности получены с помощью методики, специально разработанной для того, чтобы исключить влияние нерегистрируемых факторов на выход вторичных ионов. Это представляется необходимым, особенно для неоднородных образцов, так как время получения одной зависимости велико (20–30 min) и влияние неравномерного распределения Cd и Pb по глубине становится значительным, поэтому необходимо сначала определить темновой профиль элемента в образце, учесть его влияние на изменение выхода ионов во времени, а также учесть „эффект кратера“. Делается это следующим образом. Производится последовательная запись масс-пиков одного и того же элемента. При этом пики, записанные в темноте, чередуются с пиками, записанными при освещении. Затем по максимумам темновых пиков восстанавливается темновой профиль элемента в образце. Так как в исследуемых образцах отсутствуют участки с резко выраженным градиентом концентрации представляющих интерес химических элементов (Cd и Pb) [6], экспериментальные темновые профили могут быть аппроксимированы аналитическими функциями. В качестве таких функций использовались полиномы 3–8-й степени. Затем рассчитывались темновые значения выхода в моменты времени, соответствующие максимумам световых пиков.

По люкс-омной характеристике образца определяем зависимость проводимости образца σ от интенсивности освещения и, используя известную формулу для монополярной проводимости $\sigma = qn_0\mu \times \exp(E_F - E_c/kT)$, получаем зависимость энергии квазиуровня Ферми для электронов E_F от освещенности. Здесь n_0 — концентрация электронов в темноте, E_c — энергия дна зоны проводимости, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона, μ — подвижность электрона в образце. Работа выхода электрона определяется как $A = E_{vac} - E_F$, где E_{vac} — энергия вакуумного уровня и, так как положение вакуумного уровня не меняется, $\Delta A = -\Delta E_F$. Определив таким образом зависимость изменения работы выхода от освещенности, мы смогли построить зависимость $Y_{Cd}^+/Y_{0Cd}^+(\Delta A)$ (рис. 1) и $Y_{Pb}^+/Y_{0Pb}^+(\Delta A)$ (рис. 2). Здесь через Y_{0Cd}^+ и Y_{0Pb}^+ обозначен выход положительных ионов Cd и Pb в темноте, а через Y_{Cd}^+ и Y_{Pb}^+ — при освещении. Кривые 1 на обоих рисунках соответствуют исходному образцу, кривые 2 — образцу, подвергнутому предварительной бомбардировке расфокусированным ионным пучком.

Выход Cd монотонно снижается с увеличением освещенности. Такая зависимость типична и обладает хорошей повторяемостью. Необходимо отметить, что стационарное состояние наблюдаемого эффекта реализуется за короткое время [7], в течение которого тепловые эффекты не успевают установиться. Согласно [8], снижение работы выхода приводит к увеличению вероятности туннелирования электронов с поверхности образца на внешние уровни распыленных ионов. Следовательно, для вторичных ионов повышается вероятность присоединения электрона в момент вылета из образца, что приводит к уменьшению доли положительных ионов и росту доли нейтральных атомов в суммарном выходе. Совокупность описанных процессов будем в дальнейшем называть механизмом нейтрализации, который хорошо описывается эмпирической формулой:

$$Y^+ \propto \exp\left(\frac{\Delta A}{\varepsilon_p}\right), \quad (1)$$

где Y^+ — выход положительных вторичных ионов, ΔA — изменение работы выхода, ε_p — характерный параметр системы, зависящий от энергии и угла эмиссии. В нашем случае снижение работы выхода вызывается освещением образца, увеличивающим среднюю энергию

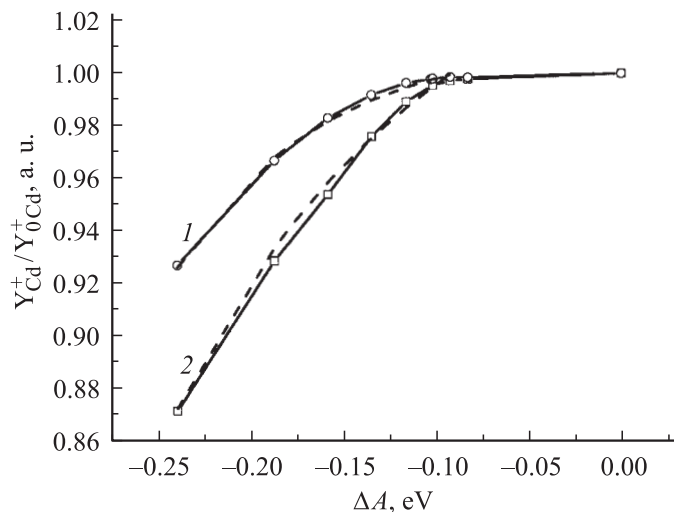


Рис. 1. Зависимости относительного изменения выхода Cd^+ от изменения электронной работы выхода для исходного образца CdS-PbS (1) и образца, подвергнутого ионной очистке (2).

носителей заряда. Результат, представленный на рис. 1, хорошо согласуется с данными [9], что позволяет распространить применение формулы (1) на случай изменения работы выхода при помощи освещения. Более сильная реакция на освещение подвергнутого ионной бомбардировке образца (кривая 2) объясняется образованием слоя с повышенной проводимостью в результате обогащения поверхности Cd .

Рассмотрим подробнее процессы в полупроводниках CdS-PbS , ответственные за увеличение скорости распыления Pb при снижении работы выхода. Так как исследуемый образец имеет гетерофазную структуру, в нем существуют потенциальные ямы, соответствующие местам локализации узкозонных включений PbS . Свободные носители заряда концентрируются, а затем рекомбинируют преимущественно именно в этих включениях [5]. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации, передается кристаллической решетке и расшатывает ее. При освещении образца в фазу PbS устремляется мощный, ввиду высокой фоточув-

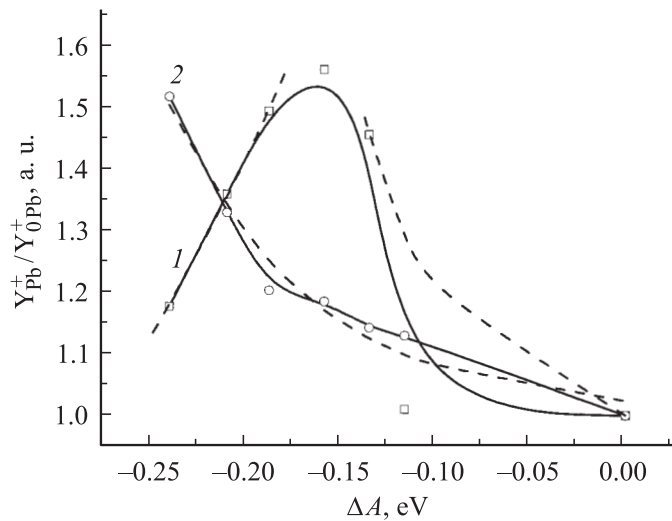


Рис. 2. Зависимости относительного изменения выхода Pb^+ от изменения электронной работы выхода для исходного образца CdS–PbS (1) и образца, подвергнутого ионной очистке (2).

ствительности, поток неравновесных носителей, многократно увеличивающий рекомбинацию. Этот механизм рекомбинации преобладает над механизмом нейтрализации, поэтому наблюдается увеличение выхода положительных вторичных ионов с ростом освещенности. В случае Cd рекомбинационный поток отвлекается в фазу PbS, следовательно, рост выхода за счет усиления рекомбинации носителей в фазе CdS незначителен и выход Cd падает в соответствии с (1). Появление максимума на кривой 1 рис. 2 может быть объяснено следующим образом. При увеличении освещенности сглаживаются барьеры между фазами в исследуемом образце [10], что приводит к уменьшению концентрации носителей в узкозонных включениях, поэтому скорость рекомбинации в фазе PbS уменьшается и начинает преобладать механизм нейтрализации. В образце после ионной бомбардировки (кривая 2) часть потока электронов отвлекается в обогащенный Cd слой, в результате чего освещение оказывает меньшее влияние на барьер между фазами.

В линейном приближении скорость рекомбинации прямо пропорциональна концентрации носителей заряда, которая экспоненциально зависит от положения квазиуровня Ферми. Следовательно, изменение относительного выхода Pb в результате действия рекомбинационного механизма можно описать следующей формулой:

$$\frac{Y_{\text{Pb}}^+}{Y_{\text{0Pb}}^+} \propto \exp\left(\frac{\Delta E_F}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta A}{kT}\right). \quad (2)$$

Результаты аппроксимации экспериментальных данных показаны на рис. 1, 2 штриховыми линиями. Кривые на рис. 1 были аппроксимированы с использованием формулы (1), кривая 2 на рис. 2 — с использованием формулы (2). Для описания кривой 1 (рис. 2) использовались, согласно приведенным выше рассуждениям, обе формулы.

Таким образом, в результате проведенных исследований доказана применимость соотношения (1) в случае уменьшения работы выхода электрона при помощи освещения. Получены зависимости скорости распыления вторичных ионов Cd^+ и Pb^+ из гетерофазного фоточувствительного полупроводника CdS–PbS от изменения работы выхода, вызванного освещением. Предложено теоретическое обоснование зависимостей относительного выхода положительных вторичных ионов от изменения работы выхода электрона из полупроводниковой мишени, обосновано появление максимума на экспериментальной кривой. В случае монотонной зависимости предложено аналитическое описание для всего исследованного диапазона освещенностей и соответствующего диапазона изменений работы выхода как для возрастающей, так и для убывающей зависимости. В случае кривой с максимумом аналитическое описание предлагается для отдельных участков кривой, переход от одного механизма к другому объясняется процессами в гетерофазной мишени под действием освещения и ионной бомбардировки.

Список литературы

- [1] Олейник Г.С., Мизецкий П.А., Низкова А. и др. // Изв. АН СССР. Неорг. мат. 1983. Т. 19. № 11. С. 1799–1801.
- [2] Патент 845685 РФ, МКИ Н 01 L 21/30/. А.Г. Роках, А.В. Кумаков, Н.В. Елагина (РФ). № 2880165/18–25. Заявлено 07.02.80. Оpubл. 01.07.93. Бюл. № 25.

- [3] Бухаров В.Э., Роках А.Г., Стецюра С.В. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. № 3. С. 66–72.
- [4] Бухаров В.Э., Роках А.Г. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. № 24. С. 55–60.
- [5] Роках А.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 820–823.
- [6] Роках А.Г., Стецюра С.В., Жуков А.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 2. С. 23–29.
- [7] Rokakh A.G., Zhukov A.G., Stetsura S.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2004. V. 226. № 4. P. 595-600.
- [8] Yu M.L., Lang N.D. // Phys. Rev. Lett. V. 50. P. 127–130.
- [9] Распыление под действием бомбардировки частицами / Пер. с англ. Под ред. Р. Бериша и К. Виттмака. М: Мир, 1998. 552 с.
- [10] Роках А.Г., Стецюра С.В. // Изв. АН СССР. Неорг. мат. 1997. Т. 33. № 2. С. 198–200.