

Памяти основоположников современных  
взглядов на фотоэлектричество  
С.М. Рывкина и А. Роуза посвящаем

## Парадоксы фотопроводящей мишени и оптическое управление выходом вторичных ионов

© А.Г. Роках<sup>†</sup>, М.Д. Матасов<sup>††</sup>

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410012 Саратов, Россия

(Получена 9 декабря 2008 г. Принята к печати 25 июня 2009 г.)

Изучение фотопроводимости полупроводников и, в частности, халькогенидов кадмия в качестве материалов для мишеней вакуумных преобразователей изображения шло по пути преодоления парадоксов. Развитые классиками фотоэлектричества взгляды помогают разобраться и в парадоксах нового, вторично-ионного, фотоэффекта, особенно в его спектральной характеристике. Оптический канал управления выходом вторичных ионов открывает через фотопроводящую мишень путь к новой ветви нанотехнологии — оптоионике.

### 1. Введение: фотопроводящая мишень в вакуумной оптоэлектронике

Фотопроводящая мишень видикона и других преобразователей изображения [1] подтвердила один из исторически первых парадоксов внутреннего фотоэффекта — несоблюдение принципа квантовой эквивалентности, на разрешении которого потеряло актуальность деление фототоков на первичные и вторичные. Появилась новая классификация С.М. Рывкина [2], которая справедлива, как это подтверждено в частной беседе им самим, для однородных полупроводников. Продолжалась эра однородных полупроводников и „точечных“ центров рекомбинации.

Кажущееся несоблюдение принципа квантовой эквивалентности, заключающееся в генерации оптическим квантом более одного носителя заряда или электронно-дырочной пары было объяснено американским физиком А. Роузом с помощью представлений о фотоэлектрическом усилении, при котором один созданный светом носитель может использоваться несколько раз в продолжение времени жизни. Это явление позволило интерпретировать аномально большое, с прежних позиций, значение вторичного фототока [3].

Как уже отмечалось, перед А.Роузом стояла задача объяснить фотоэлектрическое поведение высокоомной фотопроводящей мишени видикона, ортикона и некоторых других вакуумных преобразователей изображения.

Мишень работала при одновременном воздействии ускоренных электронов и света, вызывавшего через фотопроводимость локальное стекание заряда, наведенного электронным пучком.

И еще одну группу парадоксальных явлений выявила фотопроводящая мишень: это сверхлинейность люкс-амперной характеристики (ЛАХ) и связанные с ней оптическое и термическое гашение фотопроводимости. Парадоксальность сверхлинейности ЛАХ заключалась в том, что фототок рос с ростом количества активных центров рекомбинации, число которых управлялось светом („электронное легирование“). Хотя, если исходить из прежних представлений, фототок должен был падать. А. Роуз предположил, что объяснение группы этих явлений может быть дано с помощью предположения об асимметрии сечений захвата центров рекомбинации для электронов и дырок. Однако он не показал, как может реализоваться такая асимметрия, т.е. не объяснил физико-химическую природу этих центров. Речь, напоминаем, идет о мишенях на основе широкозонных соединений  $A^{II}B^{VI}$ , в основном халькогенидов кадмия.

Только относительно недавно начала появляться ясность, что такие свойства центров рекомбинации могут возникать в области объемного заряда, связанной с пространственной неоднородностью как поли-, так и монокристаллов [4,5]. Для создания сенсibiliзирующей асимметрии сечений захвата предпочтительна неоднородность особого рода, весьма, впрочем, характерная для соединений  $A^{II}B^{VI}$  [6,7], имеющих природную стехиометрию с преобладанием металлической компоненты А, в данном случае кадмия.

<sup>†</sup> E-mail: RokakhAG@mail.ru

<sup>††</sup> E-mail: matasovmd@info.sgu.ru

Хотя отклонение от стехиометрии в молярных долях обычно невелико, оно очень существенно в отношении полупроводниковых свойств [8]. Это создает в полупроводнике неоднородность типа  $n^+ - n$ -переходов, где области  $n^+$  представляют собой участки с большей концентрацией электронов в полупроводнике, концентрация основных носителей в котором равна  $n$ . В обогащенных ( $n^+$ ) частях  $n^+ - n$ -барьеров возникают условия для заполнения электронами рекомбинационных центров, что и создает асимметрию сечений захвата для электронов и дырок благодаря отталкиванию электронов отрицательно заряженным центром рекомбинации, захватившим электрон в поле обогащающего пространственного заряда, и связанному с этим уменьшению сечения захвата.

Находящийся на поверхности  $n^+ - n$ -переход разделяет неравновесные электрон и дырку, что приводит к увеличению их времени жизни и, как следствие, к так называемому явлению фотопамати [9,10], если указанный переход электрически включен как рекомбинационный барьер, т.е. параллельно линиям тока. При ортогональном включении (поперек линий тока) может наблюдаться отрицательная фотопроводимость даже при зона-зонном оптическом возбуждении, которое обычно приводит к увеличению проводимости [11].

Весьма необычным, парадоксальным явлением в широкозонных полупроводниках является так называемая аномальная фотопроводимость. Одному из авторов этой статьи довелось участвовать в дискуссии по механизмам аномальной фотопроводимости на семинаре у С.М. Рывкина в ЛФТИ с предложением собственной модели, впоследствии описанной в [11]. В этой модели упор делался не на конструирование особых центров рекомбинации, а на локализации зона-зонной рекомбинации в макроскопических областях аномального полупроводника с различной шириной запрещенной зоны. Модель была названа варизонной моделью аномальной фотопроводимости, а переход от точечных центров рекомбинации к макроскопическим областям рекомбинации — альтернативой „глубокий уровень—коллективный барьер“.

Интересен  $n^+ - n$ -переход еще и тем, что электрическое поле по-разному экранируется его составляющими: оно при определенных соотношениях концентраций более глубоко проникает в  $n^+$ -область, чем в  $n$ . Когда об этом услышал С.М. Рывкин, на семинаре у которого одним из авторов статьи докладывалась эта работа, он воскликнул: „Наоборот!“. А когда удостоверился, что именно так, принял к публикации эту работу [12]. В наше время существуют миллионы жидкокристаллических дисплеев с матрицами, включающими в себя тонкопленочные транзисторы из аморфного кремния, работающие в режиме обогащения, которые реализуют механизм аномального экранирования в широкозонных полупроводниках, повышающий управляемость каналом из-за большого проникновения электрического поля. Первоначально тонкопленочные транзисторы изготавливались на основе сульфида и селенида кадмия и тоже

работали с обогащением канала, а затем уступили место транзисторам из аморфного кремния.

Известно, что рекомбинационная модель Роуза имеет довольно узкую область применения, ограниченную фотопроводимостью широкозонных полупроводников. В то же время более старая модель Шокли—Рида используется при описании и многих процессов внутреннего фотоэффекта, и транзисторной электроники. Разрешение этого парадокса затянулось на несколько десятилетий, но, кажется, приближается к финалу. Кстати, Роуз предвидел роль барьеров в фотопроводимости, но не успел ее достаточно развернуть.

Вообще рекомбинационные модели, в которых центры рекомбинации уподоблялись точечным (собственным или примесным) дефектам, рождались в эпоху однородных полупроводников. Недостаточность таких моделей чувствовалась при попытке объяснить явление аномальной фотопроводимости. Рывкин ввел в связи с этим понятие о макроскопических центрах рекомбинации [13], а один из авторов этой статьи — об альтернативе глубокий уровень—коллективный барьер [11]. Как мы увидим дальше, коллективные барьеры особенно важны в гетерофазных полупроводниках, в частности, если речь идет об их ионном распылении при одновременном освещении.

Такова предыстория вопроса, которая привела нас к рассмотрению и разрешению парадоксов фотопроводящей мишени в новом ее качестве — при ионном распылении, управляемом светом, в частности его спектральным составом. Речь идет о новом виде фотоэффекта — вторично-ионном фотоэффекте (ВИФЭ) [14].

Цель настоящей работы состоит в изложении парадоксов высокоомной фотопроводящей мишени, возникающих во вторично-ионном фотоэффекте при изменении спектрального состава света, демонстрации возможностей их разрешения и предложении использования в появляющейся новой области ионно-лучевой технологии — оптоионике, имеющей частичную аналогию с вакуумной и твердотельной оптоэлектроникой.

## 2. Фотопроводящая мишень: методика и результаты экспериментальных исследований при ионном распылении

Наблюдения и попытки объяснения влияния света на выход вторичных ионов начались несколько лет назад [15] на высокоомных фотопроводящих пленках ограниченных твердых растворов CdS—PbS.

Люди, не занимающиеся непосредственно ионным распылением, основной парадокс видят в том, что кванты света с энергией в несколько электрон-вольт управляют потоком ионов, имеющих в тысячи раз большую энергию. Он разрешается сравнительно легко, если вспомнить, что речь идет о вторичных ионах, и основные энергетические затраты по выходу (вторичных) ионов в

вакуум относятся к первичным ионам, а свет управляет электронными процессами в мишени, оказывающими влияние на появление (или исчезновение) вторичных ионов.

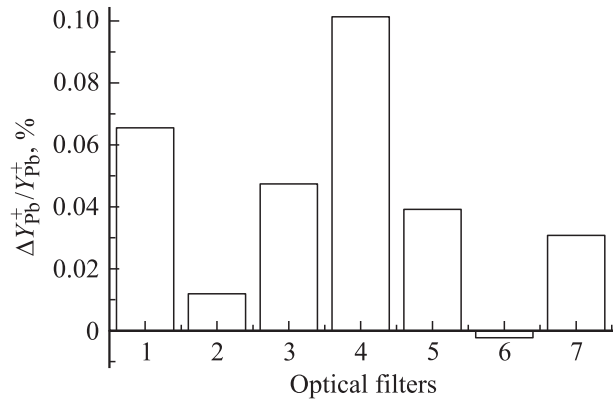
Следующий парадокс заключался в том, что при освещении белым светом для положительных ионов кадмия на масс-спектрометре наблюдалось уменьшение выхода, а для ионов свинца — увеличение. Эффект влияния света на выход вторичных ионов получил название вторично-ионного фотоэффекта. Причем только для кадмия этот эффект проявлялся как нормальный. Дело в том, что при освещении происходит уменьшение электронной работы выхода в полупроводнике *n*-типа. Это увеличивает выход электронов, производящих нейтрализацию вторичных ионов и тем самым уменьшающих их количество.

Что касается вторичных положительных ионов свинца, то их выход при освещении белым светом увеличивается. Такой вторично-ионный фотоэффект был назван аномальным. Его объяснение связано с учетом пространственно-энергетического положения свинца в системе ограниченных твердых растворов CdS–PbS. Область твердых растворов замещения существует в основном со стороны узкозонной фазы сульфида свинца, в котором доля растворенного сульфида кадмия может быть значительной. Со стороны же сульфида кадмия свинца растворяется во много раз меньше [16].

Вещества, из которых были изготовлены образцы для исследований, являлись полупроводниковыми пленками твердых ограниченных растворов сульфидов кадмия и свинца. Пленки получались путем термического напыления в вакууме на подложки из слюды или стекла и имели толщину порядка 1 мкм. Полученные образцы соответствовали различным весовым долям *x* и  $1-x$  компонент в исходной шихте состава CdS(*x*)–PbS( $1-x$ ). После получения образцы проходили температурный отжиг на воздухе при различных значениях температуры и времени отжига. По электрическим свойствам полученные ограниченные растворы являлись гетерофазным материалом, представляющим собой широкозонную матрицу твердого раствора со стороны CdS (основная фаза) с включениями узкозонной фазы твердого раствора со стороны PbS.

Еще раньше нами было сделано предположение, что повышенная радиационная стойкость пленок CdS–PbS при небольшом содержании узкозонной компоненты связана с оттоком электронных возбуждений (электронно-дырочных пар) из количественно преобладающей широкозонной фазы, условно назовем ее CdS, в узкозонную, которую условно назовем PbS. При этом генерация избыточных носителей заряда излучением (или светом) происходит в основном в широкозонной фазе, а рекомбинация — в узкозонной [17].

Впоследствии эта гипотеза получила подтверждение при исследованиях катодолюминесценции в пленках CdS–PbS [18], где были обнаружены яркие полосы люминесценции в области, характерной для PbS и твердых растворов CdS в PbS.



**Рис. 1.** Относительное изменение выхода ионов кадмия на глубине травления порядка 0,5 мкм образца CdS(0.9)–PbS(0.1) при освещении через фильтры: 1 — ЗС-3, 2 — СС-5, 3 — СС-20, 4 — ОС-17, 5 — КС-10, 6 — КС-10 + ЗС-3, 7 — лампа накаливания без светофильтров.

„Количественная“ проверка этой модели состоялась при объяснении зависимости выхода вторичных ионов  $Pb^+$  от интенсивности света [14]. Экспериментальный ход этой зависимости удалось объяснить теоретическим расчетом в предположении увеличения температуры в местах скопления свинца, т.е. в узкозонной фазе при освещении. Физически ситуацию можно себе представить поступлением и электронов, и дырок в узкозонную фазу и рекомбинацией электронно-дырочных пар, которая вызывает ослабление химических связей атомов в решетке в местах узкозонных включений. Наличие упомянутой нами длинноволновой люминесценции только укрепило это предположение. Расшатывание кристаллической решетки, сопровождающееся повышением температуры в узкозонной фазе, облегчает выход свинца из этих участков (рекомбинационный механизм). Эксперимент показывает, что для свинца рекомбинационный механизм преобладает над нейтрализационным. Конструктивное (путем сопоставления экспериментальных данных с расчетными) объяснение зависимости выхода свинца, а также и кадмия от интенсивности света частично разрешило парадокс кадмий–свинец (нормальный–аномальный ВИФЭ, нейтрализационный–рекомбинационный механизм) и поставило на повестку дня исследование и объяснение спектральной характеристики вторично-ионного фотоэффекта.

Как известно, спектральная характеристика любого фотоэффекта способна принести ценные сведения о закономерностях как фотоэффекта, так и характеристик самого полупроводника, в котором он происходит. Экспериментальные трудности не позволили нам пока использовать монохроматор. Вместо него применялись светофильтры из цветных стекол, характеристики которых представлены в таблице.

Здесь нас ожидал очередной парадокс: свет, вырезанный цветным светофильтром, иногда оказывал более сильное влияние на выход вторичных ионов, чем ис-

Спектральная зависимость мощности света за фильтром

$\lambda$ , нм	Мощность на выходе за фильтром $P$ , мВт							
	СС-8	СЗС-9	КС-10 + СЗС-3	ЗС-3	СС-5	ОС-14 + СЗС-8	ТС-10 + СЗС-27	КС-10
440	0.205	0.136	0.000	0.072	0.292	0.007	0.011	0.000
465	0.220	0.242	0.000	0.145	0.243	0.077	0.047	0.000
490	0.123	0.349	0.000	0.301	0.096	0.290	0.091	0.000
500	0.075	0.395	0.000	0.405	0.035	0.402	0.124	0.001
510	0.038	0.381	0.000	0.480	0.012	0.494	0.184	0.001
525	0.024	0.285	0.000	0.371	0.005	0.417	0.240	0.001
540	0.024	0.165	0.009	0.286	0.002	0.417	0.269	0.036
600	0.002	0.009	0.012	0.017	0.013	0.134	1.163	0.800
720	0.030	0.000	0.003	0.004	0.941	0.011	0.409	0.868
815	0.036	0.000	0.008	0.011	1.049	0.013	0.107	0.800
875	0.043	0.000	0.014	0.020	0.890	0.019	0.045	0.863
990	0.046	0.000	0.018	0.025	0.392	0.025	0.005	0.847
1180	0.006	0.001	0.004	0.006	0.024	0.933	0.933	0.933
	Мощность на выходе за фильтром $P$ , мВт							
	ФС-6	ЗС-11	ОС-17	ЗС-10	ЖЗС-1	СС-20	СЗС-5 + ЖЗС-28	
440	0.102	0.013	0.038	0.013	0.013	1.028	0.044	
465	0.039	0.097	0.058	0.008	0.016	0.804	0.121	
490	0.006	0.257	0.139	0.086	0.129	0.631	0.275	
500	0.002	0.388	0.221	0.211	0.259	0.448	0.387	
510	0.002	0.455	0.305	0.414	0.409	0.311	0.525	
525	0.001	0.398	0.742	0.551	0.436	0.176	0.527	
540	0.001	0.304	0.952	0.576	0.405	0.076	0.486	
600	0.008	0.026	0.892	0.082	0.065	0.002	0.196	
720	2.260	0.004	0.868	0.337	0.059	0.830	0.055	
815	4.435	0.008	0.815	0.909	0.123	0.859	0.034	
875	3.372	0.013	0.863	1.089	0.138	0.894	0.025	
990	1.186	0.018	0.840	1.007	0.119	0.828	0.016	
1180	0.035	0.006	0.921	0.110	0.017	0.727	0.019	

ходный белый свет от лампы накаливания — парадокс „часть больше целого“ (рис. 1).

Рисунок показывает, что свет от лампы накаливания без фильтров производит меньшее действие, чем с некоторыми фильтрами. В электронном фотоэффекте, например в фотопроводимости, подобная ситуация возникает лишь при участии отрицательной фотопроводимости или оптического гашения. Ни то, ни другое не было обнаружено на наших образцах в достаточных масштабах. Оставалось предположить, что при освещении белым светом происходит конкуренция нормального и аномального ВИФЭ. Однако, для того чтобы этими факторами управлять или хотя бы для того чтобы разобраться в их вкладе, требовалось знание спектральной характеристики ВИФЭ — теоретической или экспериментальной.

Поскольку при освещении белым светом проявляются два вида ВИФЭ — нормальный (уменьшение выхода) и аномальный (увеличение выхода вторичных положительных ионов), при расчете теоретической спектральной характеристики ВИФЭ закладывались два физических механизма (для свинца) этого эффекта: нейтрализационный (уменьшающий выход вторичных ионов) и рекомбинационный (увеличивающий выход). При этом пред-

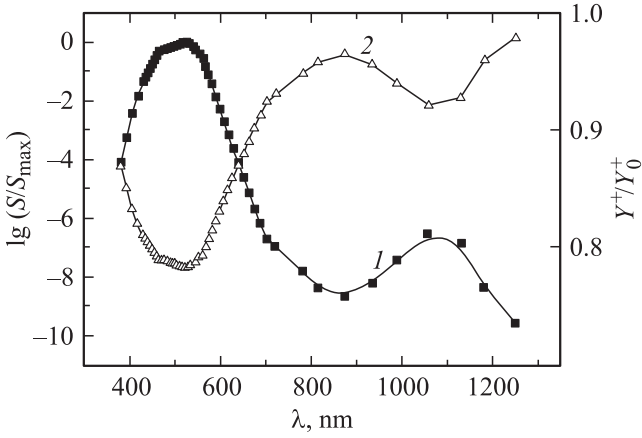
полагалось, что нейтрализационный механизм действует на положительные вторичные ионы всегда, а рекомбинационный — лишь иногда, поскольку он зависит от пространственно-энергетического положения атома мишени, образующего положительный ион. Теоретическая изоэнергетическая характеристика ВИФЭ была нами получена на основе формулы, выведенной ранее [19]:

$$\frac{Y^+}{Y_0^+} = \exp\left(\Delta A \frac{kT_0 - \gamma\Delta A - \varepsilon_p}{\varepsilon_p(kT_0 - \gamma\Delta A)}\right), \quad (1)$$

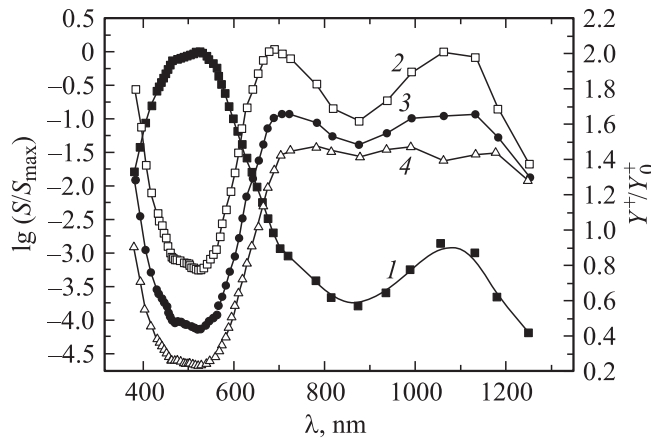
где  $\gamma$  — коэффициент локального разогрева,  $\varepsilon_p$  — энергетический параметр, зависящий от энергии распыляемых ионов и характеризующий вероятность туннелирования электрона в компенсационном механизме.

В выражение (1) заложена связь относительного выхода положительных ионов  $\frac{Y^+}{Y_0^+}$  с изменением электронной работы выхода  $\Delta A$ .

В свою очередь изменение работы выхода зависит от спектрального состава света, которым освещают образец. Получается: для того чтобы построить спектральную кривую для ВИФЭ, нам надо знать спектральную



**Рис. 2.** Экспериментально полученный спектр относительной фоточувствительности  $S/S_{max}$  и относительного выхода ионов кадмия, рассчитанный по формуле (1): 1 — относительная фоточувствительность, 2 — относительный выход ионов Cd,  $\epsilon_p = 0.041$ ,  $\gamma = 0.082$ .



**Рис. 3.** Экспериментально полученный спектр относительной фоточувствительности  $S/S_{max}$  и относительного выхода ионов свинца, рассчитанный по формуле (1): 1 — относительная фоточувствительность, 2–4 — относительный выход ионов свинца, 2 —  $\epsilon_p = 0.041$ ,  $\gamma = 0.082$ ; 3 —  $\epsilon_p = 0.0451$ ,  $\gamma = 0.082$ ; 4 —  $\epsilon_p = 0.041$ ,  $\gamma = 0.1066$ .

характеристику изменения работы выхода  $\Delta A$ :

$$\Delta A(\lambda)[\text{эВ}] = kT \ln \frac{I_D}{I_L(\lambda)}, \quad (2)$$

где  $I_D$  — темновой ток,  $I_L$  — ток при освещении образца,  $\lambda$  — длина волны падающего излучения. Фототок определялся по спектральной характеристике чувствительности  $S(\lambda)[\text{А/Вт}]$ :

$$I_L = I_D + S(\lambda)P. \quad (3)$$

Получив экспериментально спектральную чувствительность внутреннего фотоэффекта и проводя последовательную подстановку (3) и (2) в (1), получаем рабочее

выражение, при помощи которого можно рассчитать спектральную характеристику ВИФЭ.

Поскольку для выхода ионов кадмия при освещении белым светом был предложен лишь нейтрализационный механизм, представленная теоретическая спектральная характеристика (СХ) (рис. 2) для выхода ионов кадмия содержит только этот механизм влияния света и показывает поэтому лишь уменьшение выхода при освещении.

Иное дело спектральная характеристика для ионов свинца (рис. 3).

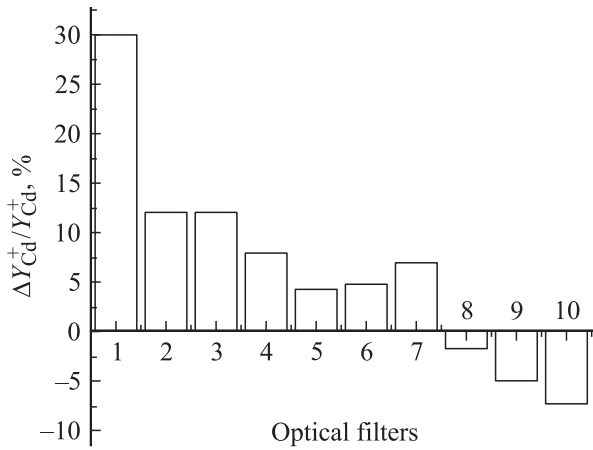
На рис. 3 наблюдается различие в спектральных кривых вторично-ионного фотоэффекта при варьировании значения параметров распыления в пределах нескольких процентов. Выход кадмия совершенно не чувствителен к изменениям параметров в этих пределах, из-за того что для кадмия предполагался только нормальный механизм распыления. Математически это заложено в формуле для выхода ионов кадмия в виде очень малого значения параметра  $\gamma$ , при котором экспоненту можно раскладывать в ряд Тейлора по освещенности на всем диапазоне освещенностей. Для выхода свинца учтен аномальный эффект; математически это выражается во много большем значении  $\gamma$ , при котором экспоненту нельзя раскладывать в ряд на всем диапазоне. Там, где условие малости  $\gamma$  нарушается, получаем расхождение кривых [19] как на рис. 3.

Здесь в расчет заложены оба механизма, и, как мы видим, при  $\lambda \approx 600\text{--}630\text{ нм}$  один механизм сменяется другим. Таким образом, мы можем использовать сведения, даваемые теоретической СХ ВИФЭ, с одной стороны, для понимания механизма перехода одного вида ВИФЭ для ионов свинца в противоположный, с другой — для управления характером выхода ионов  $\text{Pb}^+$  из фотопроводящей мишени.

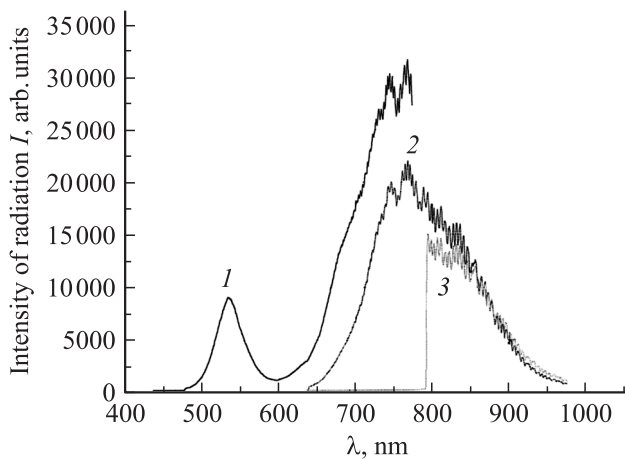
Следует отметить, что теоретическая СХ ВИФЭ была получена на основе экспериментальной СХ фотопроводимости лишь для состава  $\text{CdS}(0.9)\text{--PbS}(0.1)$ . Поэтому, если исследовать слои с большим содержанием свинца, то закономерности могут быть другими. В самом деле, исследуя экспериментально характеристики мишени состава  $\text{CdS}(0.6)\text{--PbS}(0.4)$ , мы получили аномальный эффект и для кадмия.

Рис. 4 показывает, что принципиальная разница между поведением ионов свинца и кадмия, предполагавшаяся в более ранних работах, на самом деле не имеет места, поскольку в узкозонной фазе содержится не только свинец, но и кадмий. Поэтому при достаточном содержании в мишени узкозонной фазы рекомбинационный механизм превалирует над компенсационным и для кадмия.

Интересно, что область спектральной чувствительности фотопроводимости и ВИФЭ могут отличаться. Так, в спектральном диапазоне 700 нм и более фотопроводимость может практически отсутствовать, однако проявляется заметный вторично-ионный фотоэффект. Это, вообще говоря, тоже парадоксальное проявление ВИФЭ заставляет искать в указанной спектральной области хоть какую-то оптическую активность. И она была



**Рис. 4.** Относительное изменение выхода  $\text{Cd}^+$  для  $\text{CdS}(0.6)\text{-PbS}(0.4)$  вблизи поверхности. 1 — лампа накаливания без светофильтров, 2 — СС-8, 3 — СЗС-9, 4 — СЗС-5 + ЖЗС-18, 5 — ОС-14 + СЗС-8, 6 — ЗС-11, 7 — ТС-10 + СЗС-27, 8 — ФС-6, 9 — ЖЗС-1, 10 — ЗС-10.



**Рис. 5.** Спектр фотолюминесценции при накачке излучением трех разных длин волн нетравленной пленки состава  $\text{CdS}(0.9)\text{-PbS}(0.1)$  с помощью трех ослабляющих нейтральных светофильтров  $nd-1$ ,  $nd-2$ ,  $nd-3$ , где каждый последующий имеет оптическую плотность в 10 раз меньшую, чем предыдущий.

обнаружена в виде фотолюминесценции. Правда, и здесь не обошлось без парадокса. Он заключается в том, что люминесценция на краю фундаментального поглощения основной (широкозонной) фазы мишени (530 нм) имеет примерно на порядок меньшую интенсивность, чем „примесная“ полоса (700–800 нм).

На наш взгляд, для объяснения результатов рис. 5 необходимо учитывать то обстоятельство, что имеет место перекачка возбуждения из широкозонной фазы в более узкозонную, о чем шла речь еще при объяснении радиационной стойкости пленок этого типа, а также аномального ВИФЭ для них [15,17].

Напомним, что яркие линии люминесценции наблюдались на подобных пленочных образцах в еще более

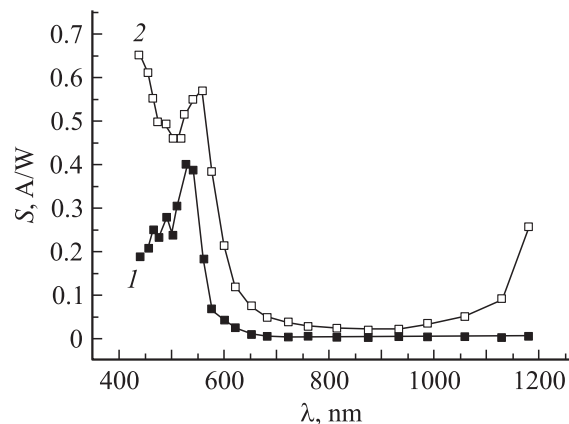
длинноволновом диапазоне, связанном с фазой на основе сульфида свинца, при  $\lambda \approx 2.5$  мкм [18].

Что касается природы люминесцентной полосы при 700–800 нм, то она, по-видимому, связана с присутствием в пленке фазы более узкозонной, чем  $\text{CdS}$ , но имеющей более широкую запрещенную зону, чем  $\text{PbS}$ . Присутствие этой фазы ощущается в росте показателя преломления в указанной спектральной области.

Возможно, что такой фазой является сульфид меди, поскольку медь в виде хлорида в значительных количествах содержится в исходной шихте для получения фотопроводящих пленок и в результате обменной реакции с сульфидом кадмия дает сульфид меди [8]. Ширина запрещенной зоны этого соединения соответствует указанному спектральному диапазону.

Если вернуться к фотопроводимости, то в ее спектре тоже обнаруживается полоса длинноволновой чувствительности, правда, при больших длинах волн порядка 1000 нм и более. Эта длинноволновая чувствительность более заметна на образце, подвергнутом краткосрочному ионному травлению (рис. 6).

Как видим, ионное травление существенно увеличивает спектральную чувствительность в области основного поглощения сульфида кадмия. Растет и длинноволновая чувствительность. Оба эти эффекта мы связываем с неоднородностью образца и связанным с этим своеобразным эффектом эквивалентной схемы на постоянном токе. Эффект заключается в следующем. Ионная бомбардировка расфокусированным пучком снижает темновое сопротивление  $R_D$  мишени за счет образования на поверхности обогащенной кадмием  $n^+$ -области и появления  $n^+ - n$ -барьера, увеличивающего время жизни основных носителей заряда и, следовательно, фотопроводимость. Для ее оптического возбуждения из-за малой толщины нужен сильно поглощаемый свет. Так объясняется коротковолновая чувствительность.



**Рис. 6.** Спектральная чувствительность образца типа  $\text{CdS-PbS}$  до и после бомбардировки расфокусированным пучком ионов кислорода „стандартной“ энергии 5 кэВ. 1 — нетравленный,  $r_D = 2500$  МОм, 2 — травленный,  $R_D = 597$  МОм.



Что касается длинноволновой чувствительности, то она связана с узкозонной областью твердых растворов сульфида кадмия в сульфиде свинца, которые присутствуют в виде преципитатов, включенных последовательно с широкозонной фазой сульфида кадмия. Свойства узкозонной фазы становятся заметными только при понижении под влиянием ионной бомбардировки сопротивления последовательно включенной широкозонной фазы, которая до травления расфокусированным пучком ограничивала ток.

Объяснение приведенных результатов экспериментальных исследований не исчерпывает всех известных к настоящему времени нерешенных вопросов механизма вторично-ионного фотоэффекта, который представляет собой достаточно сложное физическое явление. Однако исследование влияния спектрального состава света на ВИФЭ позволяет существенно продвинуться в его понимании и начать использовать ВИФЭ как в исследовании механизма (электронного) фотоэффекта самих фотопроводящих мишеней, так и в управлении интенсивностью ионных потоков.

### 3. Заключение. Через процессы в фотопроводящей мишени — к оптоионике

Приведенные в этой работе парадоксы вторично-ионного фотоэффекта связаны с недостаточной изученностью неоднородных, в частности, гетерофазных (электронных) фотопроводников. Так, например, модель сверхлинейности световых характеристик фотопроводимости создана Роузом для однофазного полупроводника. В работе [20] показано, что в гетерофазном фотопроводнике типа CdS—PbS степень сверхлинейности может быть больше, чем это следует из теории Роуза, из-за фотovarисторных свойств гетерофазного материала, приводящих к повышенной управляемости его характеристик электрическим полем и светом. Отметим, что немалые успехи в синтезе пленок указанного типа для приемников ближнего инфракрасного излучения были достигнуты также методом химического осаждения [21].

Заложена классиками фотоэлектричества тенденция к разрешению парадоксов фотопроводимости широкозонных соединений  $A^{II}B^{VI}$  помогает прийти к закономерностям нового, вторично-ионного, фотоэффекта. Существует немало общего между фотопроводящей мишенью видикона и мишенью вторично-ионного масс-спектрометра. Это прежде всего высокое удельное сопротивление и связанная с ним зарядка мишени. Но есть и различия. В ВИФЭ осуществляется материальный перенос вещества мишени. В применениях это делает ВИФЭ, скорее, не чисто информационным, как в случае электронных процессов, а технологическим эффектом — новой разновидностью ионно-лучевой технологии, управляемой, однако, электронными процессами в фотопроводящей мишени. Толщины исходных пленок, на

которых наблюдается новый эффект (примерно 1 мкм), свидетельствуют о том, что полученные на основе осаждения вторичных ионов пленки могут иметь толщину единицы—десятки нанометров.

Речь, таким образом, идет о зарождении новой области ионно-лучевой нанотехнологии, которую по аналогии с оптоэлектроникой (особенно вакуумной) можно назвать оптоионикой. Ее преимущества — гальваническая развязка с высоковольтной вакуумной системой и возможность дополнительного управления по оптическому каналу, особенно путем изменения спектрального состава света. Вторично-ионный фотоэффект, хотя еще и сам находится в стадии изучения, уже дает дополнительные возможности для исследования механизма фотопроводимости и функциональных проявлений широкозонных полупроводников.

Авторы благодарны за помощь старшему научному сотруднику А.Г. Жукову — в работе на масс-спектрометре, инженерам Д.Н. Браташову и С.А. Портнову — в получении спектров фотолюминесценции и доценту А.А. Сердобинцеву — в исследовании оптической плотности фотопроводящих мишеней.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-08-00764.

### Список литературы

- [1] А. Роуз. *Зрение человека и электронное зрение* (М., Мир, 1977) С. 67.
- [2] С.В. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963) С. 322.
- [3] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости* (М., Мир, 1966) С. 59.
- [4] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. ФТП, **31**, (1), 3 (1997).
- [5] Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, Х.А. Камалудинова, М.А. Ризаханов. ЖПС, **72**, 202 (2005).
- [6] *Физика и химия соединений  $A^{II}B^{VI}$* , под ред. С.А. Медведева (М., Мир, 1970), с. 499.
- [7] *Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$* , под ред. А.Н. Георгобини, М.К. Шейнкмана (М., Наука, 1986) С. 140.
- [8] К. Хауффе. *Реакции в твердых телах и на их поверхности* (М., Изд-во иностр. лит., 1962) ч. 1, с. 129.
- [9] И.А. Карпович, А.М. Омаров, Б.Н. Звонков. ФТП, **2**, 153 (1968).
- [10] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10**, (2), 209 (1976).
- [11] А.Г. Роках. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и диэлектриках* (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 1984).
- [12] Л.И. Баранов, В.Б. Гаманюк, А.Г. Роках, М.В. Юдович. ФТП, **10**, (10), 1953 (1976).
- [13] С.М. Рывкин. ФТП, **13**, 780 (1979).
- [14] А.А. Сердобинцев, А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.Г. Жуков. ЖТФ, **77**, (11), 96 (2007).
- [15] А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.Г. Жуков, А.А. Сердобинцев. Письма ЖТФ, **29**, (2), 23 (2003); A.G. Rokakh, A.G. Zhukov, S.V. Stetsura, A.A. Serdobintsev. Nucl. Instrum. Meth. B, **226**, (4), 595 (2004).

- [16] В.Н. Томашик, В.И. Грыцив. *Диаграммы состояния систем на основе полупроводниковых соединений A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>*. Справочник (Киев, Наук. думка, 1982) С. 59.
- [17] А.Г. Роках. Письма ЖТФ, **10**, (13), 820 (1984).
- [18] С.И. Золотов, Н.Б. Трофимова, А.Э. Юнович. ФТП, **18**, (4), 631 (1984); А.Г. Роках, Н.Б. Трофимова. ЖТФ, **71**, (7), 122 (2001).
- [19] А.Г. Роках, А.А. Сердобинцев, М.Д. Матасов. *Вопр. прикл. физики. Межвуз. науч. сб.* (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та) вып. 14, 35 (2007).
- [20] А.Г. Роках, С.В. Стецюра. *Неорг. матер.*, **33**, (2), 198 (1997).
- [21] Г.А. Китаев, В.Ф. Марков, Л.Н. Маскаева, Л.Е. Васюнина, И.В. Шилова. *Неорг. матер.*, **26**, (2), 248 (1990).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Paradoxes of a photoconductor target and optical control of secondary ions yield**

*A.G. Rokakh, M.D. Matasov*

Chernyshevsky State University,  
410012 Saratov, Russia

**Abstract** Photoconductivity studying of high-resistance semiconductors and in particular cadmium chalcogenides as materials for targets of vacuum image converters on the way of some paradoxes overcoming. Sights advanced by the classics of photoelectricity help to understand paradoxes of a new, secondary-ionic, photoeffect, especially in its characteristics. The optical channel of secondary ions yield control gives by means of a photoconductor target some ways to a new branch of nanotechnology — optoionics.