

## ПРОЦЕССЫ ТОКОПЕРЕНОСА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$ С СУБМИКРОНЫМ СЛОЕМ СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Беляев А. П., Рубец В. П., Тошходжаев Х. А.

Сообщается о результатах исследования ВАХ структуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  с субмикронным слоем селенида цинка. Структура выращивалась на стеклянной подложке методом термического распыления в вакууме. Ее удельное сопротивление зависело от направления тока. ВАХ измерялись в диапазоне напряжений от 50 мВ до 10 В.

Показано, что: 1) внутри слоя селенида цинка существует внутреннее диффузионное поле, направленное от индиевого электрода к слою оксида индия; 2) работа выхода электрона из слоя оксида индия выше, чем из индиевого электрода; 3) проводимость структуры определяется соотношением работ выхода из оксида индия, индия и средством к электрону селенида цинка.

Рассчитан ряд электрофизических характеристик структуры.

Свойствам селенида цинка посвящено большое количество научных публикаций. Вместе с тем субмикронные слои  $\text{ZnSe}$  остались несколько вне этого внимания. Однако именно на основе таких слоев создан ряд сложных приборов, получивших широкое практическое применение, в том числе наиболее высокочувствительные мишени передающих телевизионных трубок типа ньювикон и ньюкосвикон [1]. В связи с этим настоящая работа посвящена исследованию процессов токопередачи в структуре  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  с субмикронным слоем селенида цинка.

### Эксперимент

Исследованная структура формировалась на стеклянной подложке, на которую методом катодного распыления наносился слой оксида индия толщиной порядка 0.01 мкм. Удельное сопротивление слоя составляло величину  $5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \times \times \text{ см}$ . На слой оксида индия термическим напылением в вакууме  $10^{-3}$  Па при температуре подложки 200 °С наносился селенид цинка толщиной 0.09—0.1 мкм. Структура слоя представляла собой «текстуру», ориентированную плоскостью (111) параллельно подложке. Угол разориентации отдельных кристаллитов относительно друг друга составлял 3—5°. Сверху селенида цинка термическим напылением формировался индиевый электрод.

Для определения типа проводимости слоя селенида цинка изготавливались опытные образцы непосредственно на стеклянной подложке, в которых измерялся знак термоэдс. Измерения позволили установить электронный характер проводимости.

В сформированных вышеуказанным образом гетероструктурах  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  в вакууме  $10^{-3}$  Па при комнатной температуре изучались зависимости темнового тока от приложенного внешнего напряжения. Напряжение изменялось от 50 мВ до 10 В. Измерения проводились как при подключении к слою оксида индия положительного полюса источника, так и при подключении отрицательного. На

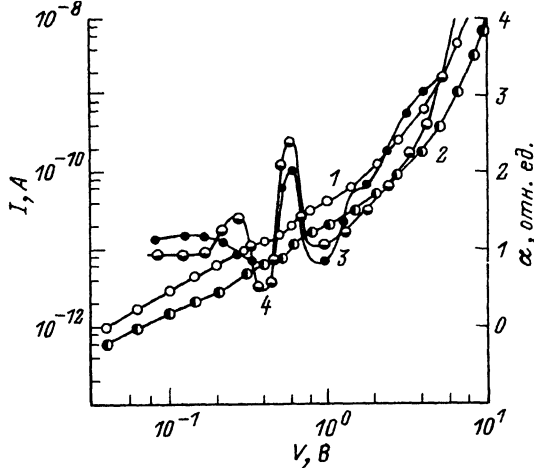


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (1, 2) и полевые зависимости параметра  $\alpha$  (3, 4) гетероструктуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$ , полученные при отрицательной полярности на слое оксида индия (1, 3) и при обратной полярности (2, 4) источника напряжения.

рис. 1 представлены типичные для исследованных структур ВАХ. Как можно видеть из рисунка, структура обладала анизотропией проводимости. Кривая ВАХ при приложении плюса источника напряжения к слою оксида индия (положительная ветвь ВАХ) характеризуется меньшими значениями тока, чем кривая ВАХ, полученная при присоединении минуса источника со слоем оксида (отрицательная ветвь). Характер ветвей ВАХ идентичен. Кривые содержат три участка: первый — при внешнем напряжении, стремящемся к нулю, где зависимость между током и напряжением близка к линейной, второй — где указанная зависимость существенно ослабляется, и, наконец, третий — где имеет место усиление полевой зависимости тока вместе с приложенным напряжением.

Удельное сопротивление структуры в области относительной линейности полевой зависимости соответственно было равно: для положительной ветви  $2.5 \times 10^{15}$ , для отрицательной —  $8.7 \cdot 10^{14}$  Ом  $\cdot$  см.

### Обсуждение эксперимента

Используя значения удельной проводимости, оценим радиус экранирования Дебая, полагая дрейфовую подвижность  $\mu = 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/В  $\cdot$  с. Расчеты приводят к величине  $\sim 10^{-2}$  см, т. е. межэлектродное расстояние  $L$  (толщина слоя селенида цинка) много меньше радиуса экранирования. Теоретические структуры, удовлетворяющие заданному условию, наиболее полно и корректно исследованы на основе модели Пекара [2]. Согласно его модели, граница полупроводник—металл (или полупроводник—вырожденный полупроводник того же типа проводимости) представляется как структура из металла и полупроводника, между которыми находится некоторый переходный слой с электрическими характеристиками, отличными от металла и полупроводника. Внутри переходного слоя существует однородное, неизменное по толщине электрическое поле, величина и направление которого определяются свойствами контактирующих тел. Электрическое поле в зазоре может увеличивать или уменьшать (в зависимости от направления) энергию носителей тока и тем самым как бы «разогревать» их. Для внешнего проявления указанного эффекта необходимо, чтобы энергия носителя, полученная им от добавочного поля в зазоре, была соизмерима с  $kT$ , т. е.

$$|E_k - E_{k0}| \gg \frac{kT}{\epsilon_k e d_k}, \quad (1)$$

где  $E_k$  — электрическое поле в зазоре при действии внешнего смещения,  $E_{k0}$  — электрическое поле в зазоре в условиях равновесия,  $d_k$  — величина зазора,  $\epsilon_k$  — диэлектрическая проницаемость зазора,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона. Выполнение условия (1) должно неизбежно приводить к изменению граничной концентрации носителей, причем в полях, значительно меньших, чем греющие, для которых выполняется условие

$$J \gg \frac{1}{4} e u_n n_k, \quad (2)$$

где  $J$  — плотность сквозного тока,  $u_n$  — средняя тепловая скорость носителя в полупроводнике [ $u_n = (8kT/\pi m_n)^{1/2}$ ],  $m_n$  — эффективная масса носителя,  $n_k$  — прикатодная концентрация носителей. Этот факт, впервые высказанный Пекаром, в большинстве последующих работ, в том числе и работах Мотта и Генри, не учитывался. Вместе с тем изменение приграничной концентрации носителей за счет энергии, приобретенной в зазоре, весьма важен. Он в условиях запорного направления тока через выпрямляющий контакт должен неизбежно превращать этот контакт в инжектирующий, а при противоположном направлении тока инжектирующий в равновесных условиях контакт сделать выпрямляющим.

Введенный Пекаром зазор обладает определенным коэффициентом прозрачности  $D_k$ , благодаря чему будет иметь место ослабление потоков носителей к границе. Указанное ослабление может привести к уменьшению концентрации носителей вблизи границы аналогично эффекту греющего поля, когда носители оттягиваются полем от границы. Однако подобное уменьшение концентрации — квазиразогрев носителей — будет проявляться при значительно меньших электрических полях за счет предполагаемого малого значения коэффициента прозрачности  $D_k$ , т. е. эффект квазиразогрева проявляется при выполнении условия

$$J \gg \frac{D_k}{4} e u_n n_k. \quad (3)$$

Нужно отметить, что коэффициент прозрачности может корректно учитывать и процессы рекомбинации. Для этого необходимо только отсутствие зависимости скорости рекомбинации (генерации) от внешнего поля. Для рекомбинационно-генерационных границ вводится эффективный коэффициент прозрачности  $D_k^*$ :

$$D_k^* = \frac{2S_k}{u_n - 2S_k} \approx \frac{2S_k}{u_n}, \quad (4)$$

где  $S_k$  — «скорость» рекомбинации.<sup>1</sup>

Авторами [2, 3] показано, что кроме рассмотренных выше эффектов при применении модели Пекара к структуре с толщиной слоя полупроводника, меньшей чем приконтактная дифференциальная длина спада концентрации, следует учитывать, что пространственный заряд в полупроводнике практически не может изменить распределение внешнего электрического поля в слое, и носители равномерно заполняют полупроводник. Оценки показывают, что для селенида цинка такое состояние наступает при толщинах порядка 1 мкм.

<sup>1</sup> Под скоростью рекомбинации  $S_k$  понимают скорость рекомбинации, нормированную на граничную концентрацию.

Экспериментально постоянно электрическое поля внутри слоя селенида цинка нами проверялось исходя из размерного эффекта. В [3] доказано, что в интервале толщин, где дифференциальная длина спада концентрации меньше толщины слоя полупроводника, удельное сопротивление определяется сильным отражением от контактных барьеров. Это приводит к его повышенному значению и линейному уменьшению с увеличением толщины полупроводника. Линейное уменьшение обусловливается возрастающей ролью объема. Проведенные эксперименты показали, что для исследованных в настоящей работе структур указанный факт имеет место.

Наиболее полно теоретически процессы токопереноса в таких структурах исследованы [3]. Авторами получены полная ВАХ и ряд аппроксимаций, удобных для практического использования. В частности, показано, что если диффузионное и внешнее поля направлены одинаково ( $V_D < 0$ ) и силы изображения независимы, то можно пренебречь вкладом анодного зазора в ВАХ и использовать аппроксимацию:

$$J = \frac{e\mu n_k^*}{L} V \frac{\frac{\epsilon e d_k V}{\epsilon_k k T L}}{e} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2\mu V}{Lu_k D_k} e^{\frac{eV_{sk}}{kT}}},$$

$$n_k^* = n_k \exp\left(-\frac{\epsilon e E_D d_k}{\epsilon_k k T}\right), \quad (5)$$

$$E_D = \frac{V_D}{L + \frac{\epsilon}{\epsilon_k} d_k + \frac{\epsilon}{\epsilon_A} d_A},$$

$$n_k = N_c \exp\left(\frac{\chi - \psi_k}{kT}\right),$$

где  $n_k^*$  — эффективная прикатодная концентрация,  $V$  — внешнее смещение,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость слоя полупроводника,  $V_{sk}$  — потенциал силы изображения,  $\chi$  — сродство к электрону слоя полупроводника,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $\psi_k$  — работа выхода из материала катода,  $E_D$  — напряженность диффузионного поля в полупроводнике.

Если диффузионное и внешнее поля направлены встречно, то вкладом анодного зазора, строго говоря, пренебрегать нельзя. Это обусловлено тем, что если  $V_D > 0$ , а

$$V_D \approx \frac{\psi_A}{e} - \frac{\psi_k}{e}, \quad (6)$$

где  $\psi_A$  — работа выхода из материала анода, то у анода имеет место пониженная концентрация носителей и, следовательно, токопрохождение определяется в значительной мере прианодной областью и анодным зазором.

Из экспериментальных данных, полученных при исследовании структуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$ , было установлено, что структура обладает асимметричной проводимостью (рис. 1). Следовательно, можно утверждать, что внутри слоя селенида цинка имеет место диффузионное поле. При согласованном включении внешнего и диффузионного полей проводимость структуры выше, чем при их встречном направлении, а, как можно видеть из (6) и рис. 2, в этом же случае диффузионная ЭДС отрицательна, у анода повышенная

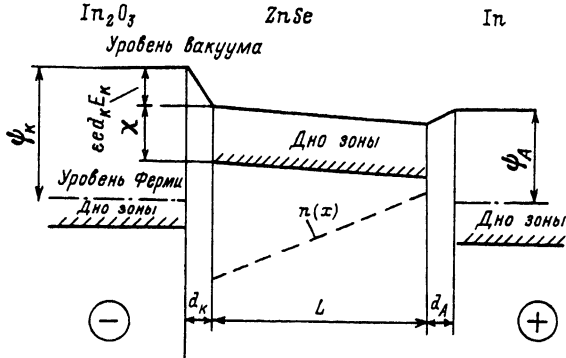


Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  и распределение концентрации носителей в слое селенида цинка.

концентрация носителей, и, следовательно, влиянием прианодного слоя и анодного зазора в процессы переноса можно пренебречь. Для исследованной структуры такое состояние имеет место при подключении положительного полюса источника напряжения к слою индия (рис. 1). Отсюда, согласно (6), можно сделать вывод, что работа выхода из оксида индия выше, чем из индиевого электрода, и для корректного использования формулы (5) применима отрицательная ветвь экспериментальной ВАХ. Отрицательная ветвь экспериментальной ВАХ качественно соответствует аналитическому выражению (5). На основании этого можно предложить следующее объяснение процессов токопереноса в исследованной структуре.

Внутри структуры существует однородное, неизменное по толщине слоя селенида цинка электрическое диффузионное поле, обусловленное асимметрией контактов (разная работа выхода), направленное от индиевого электрода к слою оксида индия. Соответственно внутри слоя селенида цинка концентрация носителей монотонно возрастает и достигает максимального значения у электрода из оксида индия (энергетическая диаграмма и распределение концентрации качественно показаны на рис. 2). При небольших смещениях ( $J \rightarrow 0$ ) внешнее поле не изменяет концентрации носителей у электродов, внешний ток слишком мал, чтобы существенно повлиять на диффузионный поток носителей к границам. В результате имеет место линейная зависимость тока от приложенного напряжения и выполняется режим, рассматриваемый Моттом и Генри как высоковольтная асимптотика тока, ограниченного пространственным зарядом — режим тока, ограниченного контактной эмиссией [4]. Проводимость структуры определяется соотношением работ выхода из контактов и электронным сродством  $\text{ZnSe}$ . При дальнейшем увеличении напряжения электрическое поле в приконтактных зазорах уже вносит ощутимую добавку к энергии электронов, и в силу низкой прозрачности приконтактных барьеров внешний ток ощутимо влияет на поток носителей из полупроводника к границе. Указанные процессы приводят к некоторому изменению концентрации носителей вблизи электрода из оксида индия, и на экспериментальной ВАХ мы наблюдаем некоторое отклонение от линейности. Действие этих же процессов приводит к образованию области «насыщения» на ВАХ при напряжении порядка 0.4 В. С точки зрения физики процессов, насыщение говорит о том, что в этой области смещений приоритет имеет квазиразогрев носителей. Дальнейший рост смещения сдвигает приоритет в сторону возрастания граничной концентрации за счет понижения барьера термоэлектронной эмиссии полем электродных зазоров. Этим процессам соответствует на ВАХ участок резкого роста тока.

Воспользовавшись выражением (5), рассчитаем электрические характеристики структуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$ . Для этого используем параметр  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{V}{J} \frac{dJ}{dV}, \quad (7)$$

который в случае выполнения степенного закона между током и напряжением представляет собой показатель степени этого закона, а на графике в двойном логарифмическом масштабе — тангенс угла наклона ВАХ. Экспериментальная зависимость  $\alpha(V)$  представлена на рис. 1 (кривые 3, 4).

Согласно проведенным выше рассуждениям, минимальное значение параметра  $\alpha$  будет определять область перехода от преобладания эффектов квазиразогрева к состоянию, где определяющим для концентрации носителей является понижение барьера термоэлектронной эмиссии из контакта в слой полупроводника. Положение этого минимума и его значение можно аналитически найти из (5). В итоге имеем [3]

$$\alpha_{\min} = \sqrt{\frac{d_k}{b_k}} \left( 2 - \sqrt{\frac{d_k}{b_k}} \right),$$

$$b_k = \frac{2\varepsilon_k \mu kT}{\varepsilon D_k^* e u_k}, \quad (8)$$

$$V_{\min} = \frac{D_k^*}{2} \left( \sqrt{\frac{b_k}{d_k}} - 1 \right) \frac{u_k L}{\mu},$$

$$J_{\min} = \frac{D_k^*}{2} e u_n n_k^* \left( 1 - \sqrt{\frac{d_k}{b_k}} \right) \exp \left\{ \frac{d_k}{b_k} \left( \sqrt{\frac{b_k}{d_k}} - 1 \right) \right\}.$$

Результаты расчета электрофизических характеристик структуры, полученные на основе экспериментальных данных и вышеприведенных формул, сведены в таблице. В той же таблице представлены результаты, полученные при исполь-

Параметр	Вид катода	Индий (положительная ветвь ВАХ)	Оксид индия (отрицательная ветвь ВАХ)
$\alpha_{\min}$		0.24	0.82
$J_{\min}$ , А/см <sup>2</sup>		$2.4 \cdot 10^{-11}$	$4.9 \cdot 10^{-11}$
$V_{\min}$ , В		0.41	0.40
Эффективный коэффициент прозрачности электрода $D^*$		$6.9 \cdot 10^{-6}$	$5.1 \cdot 10^{-5}$
Приэлектродный зазор $d$ , см		$10 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-8}$
Скорость рекомбинации в зазоре $S$ , см/с		$9.0 \cdot 10^{-1}$	$6.7 \cdot 10^2$
Эффективная приэлектродная концентрация $n^*$ , см <sup>-3</sup>		$2.4 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^6$
Удельное сопротивление $\rho$ , Ом·см		$2.5 \cdot 10^{15}$	$8.7 \cdot 10^{14}$

зовании положительной ветви ВАХ. Как уже указывалось, в этом случае расчетным данным присуща определенная ошибка, обусловленная пренебрежением вклада в ВАХ прианодной области.

Завершая обсуждение экспериментальных данных, выскажем предположение о причине появления на зависимости  $\alpha(V)$  второго минимума (рис. 1). На наш взгляд, его можно объяснить рекомбинационно-генерационным характером границ. В этом случае нарушение условия независимости скорости рекомбинации от внешнего смещения может привести к возникновению второй области насыщения на ВАХ.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Внутри структуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  существует однородное, неизменное по толщине слоя селенида цинка электрическое диффузионное поле, обусловленное асимметрией контактов (разная работа выхода), направленное от индиевого электрода к слою оксида индия.

2. Работа выхода из слоя оксида индия выше, чем из индиевого электрода.

3. Электрическое сопротивление структуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—In}$  с субмикронным слоем селенида цинка определяется соотношением работ выхода из слоев индия, оксида индия и средством к электрону слоя селенида цинка.

В заключение отметим, что представленные здесь результаты позволяют объяснить причину изменения характера ВАХ субмикронного слоя селенида цинка при изменении его толщины, о котором без объяснения причин сообщают авторы [1]. Объяснение состоит в том, что с изменением толщины слоя создаются условия для наблюдения размерного эффекта. Изменяется вклад объема в процессы токопереноса, а следовательно, и ВАХ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ichibakase T., Yamamoto J., Sakamoto F. // National Techn. Report. 1985. V. 31. N. 1. P. 61—69.
- [2] Пекар С. И. // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. В. 6. С. 708—716.
- [3] Зюганов А. Н., Свечников С. В. Инжекционно-контактные явления в полупроводниках. М., 1981. 255 с.
- [4] Mott N. F., Gurney R. W. Electronic processes in ionic crystals. N. Y., 1940. 304 p.

С.-Петербургский технологический институт

Получена 27.09.1991  
Принята к печати 4.01.1992