

делялась численно из уравнений (1). При этом из всевозможных значений интегралов, соответствующих различным точкам ветвления и различным точкам остановки, выбиралось значение с минимальной мнимой частью. [Как видно из уравнений (3), в комплексной плоскости  $p_y$  существует в общем случае восемь различных точек ветвления].

Вычисленное таким образом действие использовалось для определения характерного времени жизни легкой дырки по отношению к ее превращению в тяжелую  $\tau = (2\pi/\Omega_l) \exp(2\text{Im}S/\hbar)$  (см. [1]). Здесь  $\Omega_l$  — циклотронная частота легкой дырки.

Вместо величин  $\epsilon$  и  $u$  удобно ввести величины  $N_l$  и  $\nu_l$  аналогично тому, как это было сделано в сферическом случае [1];  $\epsilon = (N_l - \nu_l) \hbar \Omega_l$ , где  $\nu_l = m_l u^2 / 2\hbar \Omega_l$ ,  $m_l = m_0 / (\gamma_1 + 2\gamma_2)$  — эффективная масса легкой дырки в сферическом приближении, величина  $N_l$  имеет смысл номера уровня Ландау легкой дырки. На рис. 1 приведены графики зависимостей величины  $\tau$  от номера уровня Ландау легких дырок при  $p_x = 0$  для двух значений параметра  $\nu_l$  и различных ориентаций полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , характерных для экспериментов [4, 5]. Значения параметров Латтинжера  $\gamma_1 = 13.38$ ,  $\gamma_2 = 4.24$ ,  $\gamma_3 = 5.69$  соответствуют германию. Как видно из рис. 1, имеется сильная анизотропия зависимости  $\tau$  от  $N_l$ . Причем для направлений  $\mathbf{E} \parallel [112]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$  условия для возникновения инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок, по-видимому, наиболее благоприятные.<sup>2</sup>

Эффективность туннелирования определяется из сравнения времени жизни  $\tau$  и времени рассеяния на акустических фононах  $\nu_{\text{ак}}^{-1}$ , также приводящего к переходам между подзонами. Следуя [1], для  $\nu_{\text{ак}} = 410 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  в предположении «широкого» источника вычисляли зависимость относительной заселенности уровней Ландау легкой дырки  $f = \nu_{\text{ак}} \tau / (1 + \nu_{\text{ак}} \tau)$  от  $N_l$ . Результаты расчета показаны на рис. 2 для  $p_x = 0$ ,  $H = 20 \text{ кЭ}$ .

Автор благодарен В. И. Перелю, иницировавшему данную работу.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Дьяконов М. И., Перель В. И. — ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 1, с. 350—357.
- [2] Luttinger J. M. — Phys. Rev., 1956, v. 102, N 4, p. 1030—1036.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974.
- [4] Иванов Ю. Л., Васильев Ю. Б. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 10, с. 613—616.
- [5] Васильев Ю. Б., Иванов Ю. Л. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 106—109.

Получено 10.05.1988

Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{S}(\text{Na})$

Бакуева Л. Г., Захарова И. Б., Ильин В. И., Мусихин С. Ф.

Как показано в [1], введение в монокристаллы PbS  $p$ -типа олова в количестве нескольких атомных процентов приводит к получению сильно компенсированного материала. Авторы связывают этот эффект с компенсирующим действием Sn, которое обладает двумя зарядовыми состояниями —  $\text{Sn}^{+2}$  и  $\text{Sn}^{+4}$ . Баланс между этими состояниями поддерживается на таком уровне, чтобы создать в образце донорные центры в количестве, необходимом для компенсации акцепторной примеси.

Задача настоящей работы — получение пленок описанного материала и исследование их фотоэлектрических свойств. Интерес к этой проблеме вызван

<sup>2</sup> Можно показать, что в этом смысле направления  $\mathbf{E} \parallel [112]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$  и  $\mathbf{E} \parallel [112]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [110]$  эквивалентны.

тем, что обычно для получения высокоомных фотопроводящих пленок PbS используется активирующий отжиг [2]. Замена PbS на  $Pb_{1-x}Sn_xS\langle Na \rangle$  позволяет заметно упростить процесс получения пленок, избавившись от неудобного с точки зрения технологии высокотемпературного отжига.

Пленки были получены методом вакуумной конденсации в квазизамкнутом объеме. В качестве подложек использовались слюда и кремний с пленкой окисла толщиной 0.1 мкм. Пленки на слюде наиболее удобно использовать для электрических измерений, а пленки на кремнии — для создания гетероструктур типа описанных в [3]. Толщина пленок составляла: на слюде — 2.5—3.0, на  $SiO_2$  — 0.6—0.8 мкм. Исследование структуры пленок методами РСА и РЭМ показало, что пленки на слюде являются блочно-текстурированными, а на окисленном кремнии — поликристаллическими. Темновое сопротивление образцов составляло 10—100 кОм при комнатной температуре и 1—100 МОм при 80 К.

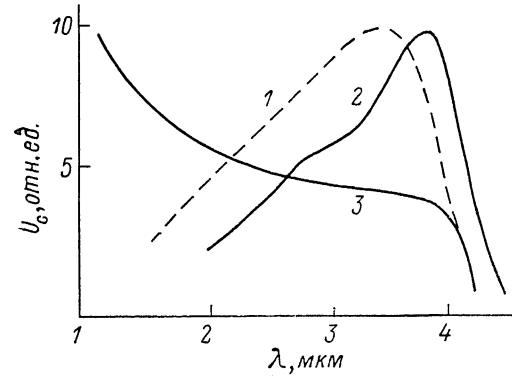


Рис. 1. Спектральное распределение фоточувствительности пленок различных типов.

Пленки: 1 — PbS (подложка — слюда), 2 —  $Pb_{1-x}Sn_xS\langle Na \rangle$  (подложка — слюда), 3 —  $Pb_{1-x}Sn_xS\langle Na \rangle$  (подложка — окисленный кремний).

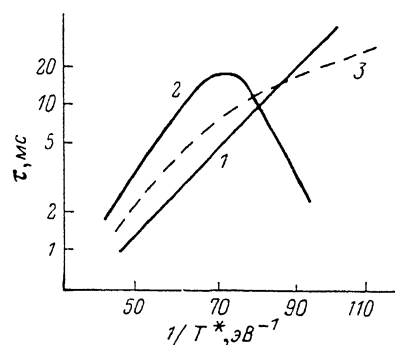


Рис. 2. Температурная зависимость времени фотоответа.

Пленки: 1 —  $Pb_{1-x}Sn_xS\langle Na \rangle$  (подложка — окисленный кремний), 2 —  $Pb_{1-x}Sn_xS\langle Na \rangle$  (подложка — слюда), 3 — (подложка — слюда при постоянной концентрации неравновесных носителей).

На рис. 1 представлено спектральное распределение фоточувствительности пленок различных типов. Видно, что спектр пленки, полученной на слюде, отличается от спектра PbS на этой же подложке небольшим длинноволновым сдвигом, связанным с изменением ширины запрещенной зоны. В остальном поведение спектров совпадает и характеризуется коротковолновым спадом фотопроводимости за счет поверхностной рекомбинации. Пленки на кремниевой подложке имеют иной характер спектра. На наш взгляд, это связано, в первую очередь, с меньшей толщиной таких пленок. Если  $ad \ll 1$  ( $a$  — коэффициент поглощения,  $d$  — толщина пленки), то фотопроводимость пропорциональна доле света, поглощенного в пленке, т. е. пропорциональна  $ad$ , и, следовательно, растет с ростом энергии кванта, как и на обсуждаемой кривой. Однако рост фотопроводимости в сторону коротких волн продолжается и в области  $ad > 1$ , вблизи  $\lambda \approx 1$  мкм. Заметим, что в отличие от пленок, выращенных на слюде, длинноволновый край фоточувствительности пленок на  $SiO_2$  практически совпадает с кривой для PbS. В связи с различными условиями роста пленок на этих двух подложках и их различной структурой можно предположить, что для пленок на слюде воспроизводится состав твердого раствора, близкий к исходной шихте, в то время как на  $SiO_2$  возможно появление отдельных фаз PbS и SnS, которые имеют соответственно  $E_g = 0.37$  и 1.18 эВ [4] при  $T = 80$  К.

Из исследований кинетики фотопроводимости определены время фотоответа и его температурная зависимость. На рис. 2 видно, что эта зависимость в различных образцах может существенно различаться. В образцах, в которых зависимость  $\tau$  от  $T$  монотонна, она носит приблизительно экспоненциальный характер  $\tau = \tau_0 \exp(\Delta E_{\text{рек}}/kT)$ , где величина  $\Delta E_{\text{рек}}$  в различных образцах имеет значение 0.05—0.20 эВ. Подобная зависимость характерна для неоднородных, в частности поликристаллических, полупроводников [5]. Отметим, что для

неоднородных полупроводников должно выполняться соотношение  $\Delta E_{\text{рек}} \geq \Delta E_{\text{др}}$ , где  $\Delta E_{\text{др}}$  — дрейфовый барьер, определяющий энергию активации темновой проводимости. В наших пленках  $\Delta E_{\text{др}} \approx 0.05$  эВ, так что данное неравенство действительно выполняется.

Немонотонное поведение  $\tau = f(T)$  также может быть объяснено моделью неоднородного полупроводника. Оно имеет место в тех случаях, когда за счет экранировки  $\Delta E_{\text{рек}}$  падает с ростом концентрации неравновесных носителей [5]. Подобные зависимости наблюдались в поликристаллических пленках PbS [6] и в аморфных полупроводниках [7]. Чтобы проверить справедливость подобного объяснения, нами был проведен эксперимент, в ходе которого зависимость  $\tau = f(T)$  снималась не при постоянной интенсивности освещения, а при постоянной концентрации неравновесных носителей. Кривая, снятая в этих условиях на том же образце, показана на рис. 2 штриховой линией. Видно, что зависимость  $\tau = f(T)$  становится монотонной, что подтверждает предположение о наличии в образце рекомбинационных барьеров, экранируемых неравновесными носителями.

Еще одно исследованное свойство пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{S}\langle\text{Na}\rangle$  — частотная зависимость комплексной проводимости. Наиболее интересным эффектом здесь являлась смена знака реактивной составляющей. Емкость пленок возрастала с ростом частоты измерения, и вблизи 20 кГц знак реактивной составляющей менялся, т. е. проводимость принимала индуктивный характер. В литературе имеется ряд сообщений о наблюдении индуктивности в полупроводниковых пленках [8-10]. Предлагаемые в этих работах объяснения эффекта так или иначе содержат два предположения: квазимонополярный характер проводимости образца и неоднородность самого образца или его освещения. В нашем случае выполняются оба эти условия. Неоднородность исследованных пленок не только очевидна в силу их поликристаллической структуры, но и нашла прямое подтверждение в фотоэлектрических измерениях. Квазимонополярный характер проводимости наших пленок также должен иметь место, поскольку, согласно [1], число донорных уровней, создаваемых оловом, определяется числом дырок в валентной зоне. При рождении светом новых дырок происходит их компенсация за счет реакции перезарядки олова. В результате образец ведет себя так, как если бы при освещении появлялись только электроны, т. е. квазимонополярным образом.

Таким образом, всю совокупность свойств пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{S}\langle\text{Na}\rangle$  удается объяснить в модели, учитывающей компенсирующие свойства олова в указанном соединении и неоднородную, поликристаллическую структуру исследованных пленок.

Авторы выражают благодарность Л. В. Прокофьевой за плодотворное сотрудничество.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Прокофьева Л. В., Виноградова М. Н., Зарубо С. В. — ФТП, 1980, т. 14, в. 11, с. 2201—2204.
- [2] Гаськов А. М., Гольденвейзер А. А., Соколов И. А., Зломанов В. П., Новоселова А. В. — ДАН СССР, 1983, т. 269, в. 3, с. 607—609.
- [3] Stekl A. J., Nelson R. D., French B. T., Gudmundsen R. A., Schechter D. — Proc. IEEE, 1975, v. 63, N 1, p. 67—69.
- [4] Абрикосов Н. Х., Шелимова Л. Е. Полупроводниковые материалы на основе соединений  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ . М., 1975. 195 с.
- [5] Шейнкман М. К., Шик А. Я. — ФТП, 1976, т. 10, в. 2, с. 209—243.
- [6] Извозчиков Б. В., Таксами И. А. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л., 1969. 147 с.
- [7] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 664 с.
- [8] Алимшиев В. Н., Баранов Л. И., Роках А. Г. — Радиотехн. и электрон., 1973, т. 18, в. 12, с. 2567—2574.
- [9] Фотопроводящие пленки (типа CdS). Саратов, 1979. 191 с.
- [10] Осадчук В. С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. Киев, 1987. 155 с.