

Сравним изменение концентрации экситонов $\Delta n_1 = n_0 - n$ (0) в случае максвелловской функции распределения, когда поле в неоднородной области имеет вид (5), но $A=1$, $m=1$, с изменением концентрации $\Delta n_2 = n_0 - n$ (0) при учете разогрева, если F имеет вид (10). Анализ выражений (19), (20) в приближении $L_s \gg 1$, $L \gg \sqrt{lL}$, дает следующие результаты:

$$\Delta n_1 \approx \frac{n_0}{L_s l L_s a L}, \quad (23)$$

$$\Delta n_2 \approx \frac{n_0 \sqrt{2l}}{L_s \sqrt{3\pi\delta}}. \quad (24)$$

В этом случае учет разогрева приводит к уменьшению Δn , т. е. $\Delta n_2 < \Delta n_1$, причем изменение может быть значительным. При этом эффект разогрева приведет к изменению интенсивности экситонной люминесценции J в области неоднородного поля

$$\frac{\Delta J}{J_0} = - \int_0^L \frac{n - n_0}{n_0} dx, \quad (25)$$

где J_0 — интенсивность люминесценции в однородной области ($x \geq L$) полупроводника.

Подобным образом авторами [9] оценивалось влияние областей разупорядочения на интенсивность тушения люминесценции из-за образования локализованных экситонных состояний. В данном случае вследствие разогрева экситонов неоднородным полем интенсивность люминесценции в области больших градиентов, согласно (20), (19), (25), может возрасти. Причем величина $\Delta J/J_0$ может оказаться значительной, что позволяет получить полезную информацию о характеристиках областей с неоднородным полем в полупроводниках, исследуя люминесценцию в экситонной области спектра.

Список литературы

- [1] Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М., 1978. 381 с.
- [2] Peltogorov S. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 68. N 1. P. 9—42.
- [3] Ансельм А. И., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. В. 1. С. 151—159.
- [4] Ансельм А. И., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. В. 4. С. 719—725.
- [5] Грибников Э. С., Раппа Э. И. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 9. С. 1948—1958.
- [6] Blossay D. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 10. P. 3976—3990.
- [7] Чайка Г. Е. // УФЖ. 1964. Т. 9. В. 10. С. 1137—1139.
- [8] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. М., 1973. 294 с.
- [9] Зивец О. С., Крюченко Ю. В., Сугаков В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1716—1718.

Одесский электротехнический институт связи им. А. С. Попова

Получено 12.10.1988
Принято к печати 16.10.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР Au—n-TlSbS₂

Гицу Д. В., Гринчешен И. Н., Зайковский А. В.

Соединения TlSbS₂, TlSbSe₂ являются широкозонными представителями класса TlBV₃VI. Ранее [1, 2] были исследованы электрические, спектральные и фотоэлектрические свойства монокристаллов TlSbSe₂ и структур МТДП на их основе. В частности, было указано на возможность управления величиной фото-

дствительности и на перспективность использования $TbSbSe_2$ для создания на его основе широкополосных фотодиодных структур, работающих в ближней ИК области спектра.

Монокристаллы $TlSbS_2$ имеют ярко выраженную слоистую структуру и легко калываются вдоль плоскости (001). При этом получают достаточно совершенные поверхности, не требующие дальнейшей обработки.

В последнее время [3-5] интенсивно исследуются оптические свойства монокристаллов $TlSbS_2$ с целью выявления общих закономерностей зонно-энергетического спектра указанного соединения и его ближайшего изоэлектронного аналога SnS . В частности, в [3] впервые обнаружена анизотропия коэффициента поглощения при вращении вектора поляризации в плоскости скола и указано на экситонный характер поглощения в $TlSbS_2$ при низких температурах.

До настоящего времени электрические и фотоэлектрические свойства кристаллов $TlSbS_2$ практически не изучены. В работе [6] сделана попытка определить механизм переноса электронов перпендикулярно слоям, используя время-пролетную методику, в результате чего была определена эффективная дрейфовая подвижность электронов в $TlSbS_2$ $\mu_n \approx 10^{-3}$ см²/В·с. Сведения о других электрофизических параметрах отсутствуют.

В настоящей работе приводятся результаты исследования электрических и спектральных характеристик барьерных структур $Au-n-TlSbS_2$ с целью определения некоторых физических параметров материала и возможностей его практического применения.

В эксперименте использовались монокристаллы $TlSbS_2$ электронного типа проводимости с темновым удельным сопротивлением $\approx 10^9$ Ом·см (вдоль слоев), выращенные методом горизонтальной зонной плавки. Пластины толщиной 8—15 мкм выкалывались из монокристаллического слитка, на один из свежих сколов которого наносился блокирующий контакт (полупрозрачный) из золота, а на другой скол — сплошной контакт из индия.

В о л т а м п е р н ы е и в о л т ф а р а д н ы е х а р а к т е р и с т и к и

На вольтамперных характеристиках структуры $Au-n-TlSbS_2$ выпрямление начало проявляться при толщинах меньше 30 мкм. Для толщины базы меньше 10 мкм ВАХ структуры имеет нелинейный характер, коэффициент выпрямления равен 10^3 , обратные токи при этом $\approx 10^{-9}$ А ($U=10$ В).

Получить зависимость емкости от напряжения для структуры $Au-n-TlSbS_2$ по стандартной методике (когда наряду с постоянным смещением к образцу прикладывается малое переменное напряжение с частотой 10^3-10^6 Гц) не удалось. Это, по-видимому, связано с малыми дрейфовыми подвижностями носителей заряда. При этом времена установления контактного барьера могут достигать 1 с, поэтому причиной отмечавшейся независимости емкости от напряжения могут быть недостаточно низкие частоты, использовавшиеся при измерениях (≥ 100 Гц), и измерение ВФХ проводилось по квазистатической методике по гистерезису тока смещения через образец при прямом и обратном ходах треугольного напряжения [7]. В этом случае емкость барьера $C_0 = J_0/\alpha$, где J_0 — величина тока смещения, α — скорость развертки напряжения (В/с). Использование данного метода позволило впервые получить зависимость емкости от напряжения в барьерных структурах на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников [8].

На рис. 1 приведены ВФХ структуры $Au-n-TlSbS_2$ при различных частотах. Как видно, зависимость $C^{-2} = f(U)$ содержит линейные участки, протяженность которых увеличивается с уменьшением частоты. Эти линейные участки параллельны, что дает возможность определить концентрацию заряженных состояний $N_D \approx 6 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Таким образом, при достаточно медленном изменении внешнего напряжения емкость структуры $Au-n-TlSbS_2$ зависит от напряжения смещения, а также от периода его изменения.

Спектральная зависимость \sqrt{R} (где R — фототок на единицу падающей энергии) от энергии падающих фотонов при $h\nu \leq E_g$ удовлетворяет закону Фаулера для эмиссии электронов из металла в полупроводник. Путем экстраполяции линейного участка этой зависимости к значению $\sqrt{R}=0$ оценена величина высоты потенциального барьера ϕ_B . С ростом обратного смещения высота потенциального барьера уменьшается и составляет 1.25, 1.23 и 1.20 эВ для напряжений 0, 5 и 10 В соответственно.

Спектральное распределение fotocувствительности структур Au-n-TlSbS₂ было измерено при прямом и обратном смещении. При прямом смещении наблюдается один интенсивный максимум (рис. 2, а, кривая 1) при 1.8 эВ, полуши-

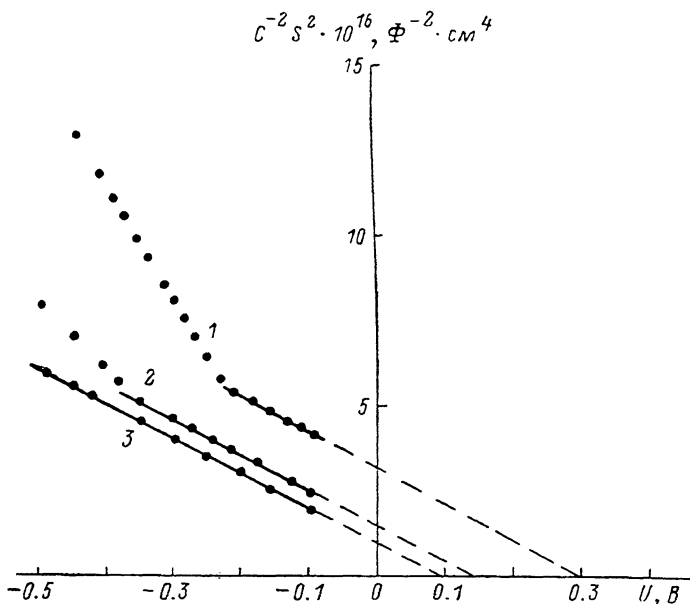


Рис. 1. Вольфарадные характеристики структур Au-n-TlSbS₂ при различных частотах, Гц: 1 — $1.6 \cdot 10^{-2}$, 2 — $8.0 \cdot 10^{-3}$, 3 — $4.0 \cdot 10^{-3}$, $N_D = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

рина которого составляет ≈ 80 мэВ. В режиме короткого замыкания наблюдаются два слабо выраженных максимума, причем область чувствительности расширяется в сторону больших энергий. С увеличением обратного смещения (кривые 3, 4, 5) в пределах 1 ÷ 5 В абсолютное значение чувствительности существенно растет, а максимумы при смещении, равном 5 В, практически сливаются.

На вставке рис. 2, а приведена анизотропия фототока структуры Au-n-TlSbS₂ при вращении вектора поляризации в плоскости скола и освещении структуры излучением из области максимума fotocувствительности при прямом смещении. Анизотропия фототока $J_F \parallel b / J_F \parallel a$ составляет 1.4. При этом угол между осями а и b порядка 98° практически совпадает со значением угла, полученного из рентгенографических исследований [8].

Возможность управления спектральной чувствительностью структуры Au-n-TlSbS₂ может быть объяснена следующими механизмами.

1) Носители генерируются в областях полупроводника, примыкающих к обоим контактам. Если оба контакта неомические, то в цепи встречно включены

Режим работы	$\Delta\lambda$, мкм	λ_{\max} , мкм	U, В	R _T , МОм	R _T /R _{св} при 300 Лк	τ, с	S _I , А/Вт
Фоторезистор	0.67 ÷ 0.81	0.71	5	150	4 · 10 ⁴	6 · 10 ⁻³	0.6
Фотодиод	0.4 ÷ 0.7	—	5	—	—	2 · 10 ⁻⁵	0.3

два диода. Смена полярности смещения меняет падение напряжения на диодах, а следовательно, и спектральную характеристику.

2) В случае светочувствительной высокоомной базы имеем последовательно включенные фотодиод и фоторезистор. При прямом смещении изгиб зон практически исчезает и мы имеем фоторезистор поперечной конструкции. Учитывая, что толщина базы порядка 8 мкм, можно допустить, что носители генерируются равномерно по всему объему и, таким образом, край смещен в длинноволновую область. При обратном смещении носители, которые генерируются вне области пространственного заряда (вблизи тыльного контакта), захватываются на локализованные состояния и не доходят до области разделения (из-за малых дрейфовых подвижностей электронов), и чувствительность при этом остается малой. При приближении области генерации к поверхности (где существует сильное встроенное поле) носители разделяются полем и фоточувствительность начинает возрастать. Вторым механизмом наиболее вероятен. В пользу этого свидетельствуют и вид люксамперных характеристик (рис. 2, б), снятых при прямом (кривая 1)

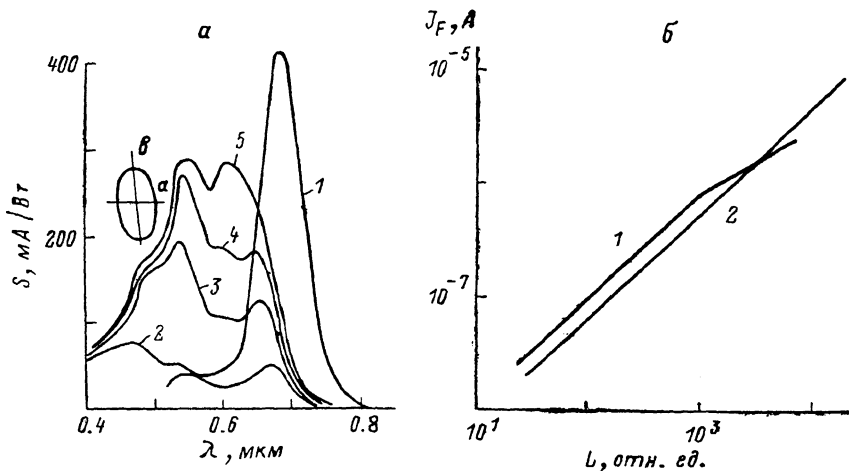


Рис. 2. Спектральное распределение фоточувствительности структуры Au—*n*-TlSbS₂ (а); люксамперные характеристики структуры Au—*n*-TlSbS₂ при прямом (1) и обратном (2) смещении (б).

1 — прямое смещение 3 В; 2 — режим короткого замыкания ($U=0$ В); 3, 4, 5 — обратное смещение 1, 2 и 5 В соответственно.

и обратном (кривая 2) смещении, а также быстродействие структуры в режиме фоторезистора и в режиме фотодиода (см. таблицу).

Анизотропия фототока, по-видимому, связана с анизотропией коэффициента поглощения [3] и времени жизни свободных носителей заряда. Все это обусловлено особенностями кристаллической структуры TlSbS₂. Согласно [9], элементарная ячейка TlSbS₂ состоит из одного слоя и содержит четыре формульные единицы (16 атомов). Слои в свою очередь состоят из двух листов, которые связаны короткими межслоевыми силами связи Sb—S, направленными вдоль оси *c*. Эти силы ответственны за сцепление слоев. Каждый лист представляет собой 2D-решетку, состоящую из бесконечных линейных цепочек Tl—S и Sb—S, простирающихся в направлении *b*. Вторая серия цепочек простирается в направлении *a* и имеет формульную единицу Tl—S—Sb—S.

Основные параметры структуры Au—*n*-TlSbS₂, работающей в фоторезистивном и фотодиодном режимах, приведены в таблице. Большая кратность изменения сопротивления, высокая селективность, возможность управления спектральной чувствительностью указывают на перспективность использования полупроводникового соединения TlSbS₂ для создания на его основе светочувствительных датчиков в видимой области спектра.

- [1] Гринчешен И. Н., Попович Н. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 230—233.
 [2] Гиду Д. В., Гринчешен И. Н., Красовский В. Ф., Попович Н. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 152—154.
 [3] Rouquette P., Allegre J., Gill B., Camassel J., Mathieu H. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 6. P. 4114—4118.
 [4] Rouquette P., Allegre J., Camassel J., Pascual P. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 17. P. 12470—12478.
 [5] Гринчешен И. Н., Красовский В. Ф., Морозова В. И., Сырбу Н. Н. // Тез. докл. V Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев. 1987. Т. 1. С. 113.
 [6] Cermak K., Lostak P. // Czechosl. J. Phys. 1986. V. B36. N 6. P. 709—713.
 [7] Khun M. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. P. 873—878.
 [8] Симашкевич А. А., Шутов С. Д. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 16. С. 974—978.
 [9] Rey M., Jumas J. C., Olivier-Fourcade J., Philippot E. // Acta Cryst. 1983. V. C39. P. 971—976.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Получена 23.06.1989
Принята к печати 16.10.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ InSe ИНТЕРКАЛИРОВАНИЕМ ХЛОРОМ

Григорчак И. И., Нетяга В. В., Бахматюк Б. П.,
Гаврилюк С. В., Ковалюк З. Д., Марчук И. З.

В работе [1] нами была установлена принципиальная возможность интеркалирования моноселенида индия хлором и изучены фазово-термодинамические аспекты образования интеркалатов InSeCl_x , где x — количество введенных хлор-анионов на одну формульную единицу исходного кристалла. Цель настоящей работы — исследование основных тенденций модификаций важнейших физических свойств моноселенида индия привносимой интеркаляцией.

Приготовление и интеркалирование образцов проводились по методу, описанному в [1]. Изучение концентрационных зависимостей осуществлялось на одной и той же группе образцов посредством поэтапного их доинтеркалирования.

Рентгеноструктурный анализ, проведенный на установке ДРОН УМ-1 в CuK_α -излучении, показывает (рис. 1, а), что область максимальной скорости изменения кристаллографического параметра c лежит при $0 < x < 0.1$. По мере дальнейшего увеличения степени интеркаляции растяжение решетки перпендикулярно слоям значительно уменьшается, достигая при $x=0.5$ максимального значения $\Delta c=0.003 \text{ \AA}$. Отсюда следует, что при рассмотрении многих вопросов физики интеркалированных материалов (фононных процессов, фазовых переходов и т. п.) может оказаться ощутимым влияние уменьшения сил Ван-дер-Ваальса, особенно на начальных этапах внедрения. Следует также отметить тот примечательный факт, что процесс интеркалирования проходит без искажения (разупорядочения) первоначальной решетки, так как не было обнаружено уширения соответствующих диффракционных рефлексов.

Как видно из рис. 2, коэффициент поглощения α при энергиях падающих фотонов, немного превышающих ширину запрещенной зоны, наиболее быстро возрастает также на начальных стадиях интеркаляции. Однако изменение его намного больше (около 23 %), чем изменение параметра c , составляющее всего сотые доли процента. Следовательно, учитывая также поведение α в области прозрачности, причину наблюдаемого характера функции $\alpha(x)$ необходимо, по-видимому, искать прежде всего в особенностях подсистем вводимых атомов и их влияния на механизмы поглощения. Нетрудно убедиться, что в рамках модель-