

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. M. Andriesh, D. I. Tsiulyanu, È. P. Kolomeïko,
On the Mechanism of Current Flow in Glass-
Linke As_2S_3 - p -Si Isotype Heterojunctions, *Fizika
i Tekhnika Poluprovodnikov*, 1985, Volume 19,
Issue 9, 1671–1675

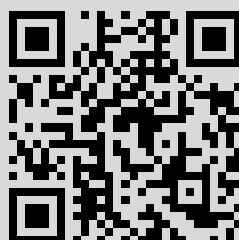
Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 81.180.74.152

January 26, 2021, 16:05:36



О МЕХАНИЗМЕ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В ИЗОТИПНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ СТЕКЛООБРАЗНЫЙ As_2S_3 - p -Si

Андриеш А. М., Циуляну Д. И., Коломейко Э. П.

Исследована зависимость ВАХ изотипных гетеропереходов стеклообразный As_2S_3 —монокристалл кремния от толщины стеклообразного слоя в широких интервалах приложенных напряжений ($10^{-2} \leq U \leq 10^2$ В) и температур ($77 \leq T \leq 400$ К). Показано, что механизм токопрохождения определяется условием проведения эксперимента. В рассматриваемых гетеропереходах конкурируют по крайней мере три механизма токопрохождения: туннелирование, ТОПЗ в As_2S_3 с участием экспоненциально распределенных по энергиям ловушек и ТОПЗ без ловушек при полном их заполнении. Дрейфовая подвижность дырок в последнем случае соответствует $\sim 10^{-5}$ см²/В·с. В запрещенной зоне As_2S_3 на фоне экспоненциального распределения обнаружена группа уровней, расположенных на глубине ~ 0.4 эВ от потолка валентной зоны.

1. *Введение.* Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) образуют с кристаллическими полупроводниками, в частности с кремнием, эффективные гетеропереходные пары [1–3]. Исследованы различные аспекты практического применения таких диодов в качестве элементов памяти [4, 5], транзисторов [6], фотоприемников и солнечных батарей [7]. Вместе с тем исследование гетеропереходов кристалл—ХСП представляет самостоятельный интерес для изучения физических процессов, происходящих в самих ХСП. Первостепенное значение в связи с этим имеет понимание механизма токопрохождения носителей заряда через границу раздела гетероперехода.

Наиболее общепринятым механизмом токопрохождения при прямом смещении рассматриваемых гетеропереходов следует считать, вероятно, инжекцию основных носителей тока в ХСП с ограничением тока пространственным зарядом (ТОПЗ) [8]. ТОПЗ наблюдался различными авторами в гетеропереходах на основе дырочного кремния и Ga—As—Te [5], Ge—Se—Te [9], As—S—Ge [10], As_2S_3 [11]. Имеются сообщения о наличии ТОПЗ в анизотипных гетеропереходах n -Si— As_2Te_3 [12] и n -Si— As_2S_3 [13].

Высокое сопротивление стеклообразной компоненты рассматриваемых гетеропереходов, как правило, не позволяет выявить зависимости прямого тока от толщины ХСП, поэтому идентификация ТОПЗ проводится косвенно, по виду ВАХ или температурным измерениям [14].

В настоящей работе для выявления областей смещения, способных поддерживать ТОПЗ, а также для выяснения механизма токопрохождения при других условиях эксперимента исследовалась зависимость ВАХ от толщины слоя ХСП в широких интервалах приложенных напряжений и температур.

2. *Экспериментальные результаты и их обсуждение.* Гетеропереходы As_2S_3 — p -Si с различной толщиной слоя ХСП изготавливались в одном технологическом цикле по методике, описанной ранее в [11].

На рис. 1 представлено семейство ВАХ для гетеропереходов As_2S_3 — p -Si с различными толщинами слоев ХСП. На всех кривых наблюдается явно выраженное выпрямление. Прямым смещением является приложение к кремнию положительной полярности. С ростом толщины слоя As_2S_3 прямые ветви ВАХ смещаются в сторону больших значений приложенного напряжения практи-

чески без изменения наклона. Обратные ветви приближаются при этом к оси абсцисс.

В области низких значений приложенного напряжения $V \leq V_n$ прямая ветвь ВАХ (рис. 2, кривая *a*) описывается экспоненциальной функцией типа

$$I = I_0 \exp(AV), \quad (1)$$

где $A \approx 14 \text{ В}^{-1}$. Подобное соотношение указывает на то, что при низких значениях приложенного напряжения одним из возможных механизмов токопротекания в рассматриваемом изотипном гетеропереходе является туннелирование [15].

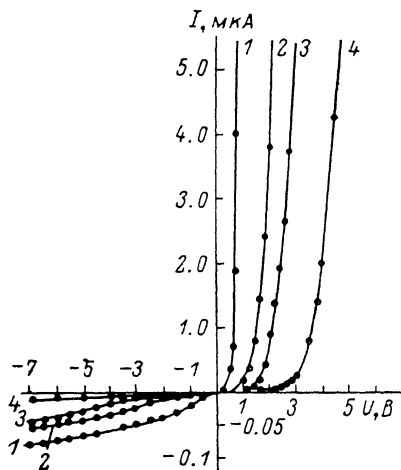


Рис. 1. ВАХ гетеропереходов As_2S_3 - p -Si. Толщина слоя As_2S_3 , мкм: 1 — 0,65, 2 — 1,57, 3 — 3,70, 4 — 7,70.

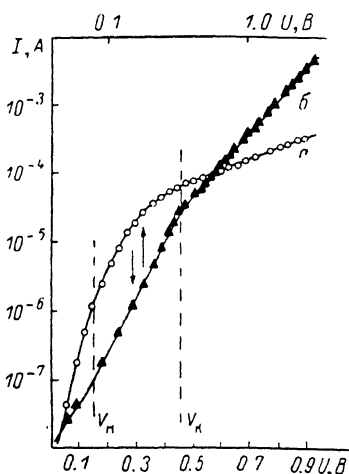


Рис. 2. Прямая ветвь ВАХ гетероперехода As_2S_3 - p -Si.

a — полулогарифмический масштаб, *б* — двойной логарифмический масштаб.

При напряжениях выше V_n (рис. 2, кривая *б*) прямая ветвь ВАХ на протяжении 5 порядков изменения тока и более 2 порядков изменения напряжения описывается степенным законом

$$I = BV^m, \quad (2)$$

где B — коэффициент пропорциональности, m — показатель степени, принимающий значения $m_1 \approx 4.0$ для напряжений, меньших некоторого значения V_n , и $m_2 \approx 2$ для более высоких напряжений.

Как указывалось ранее [11, 14], такая зависимость может быть связана с ограничением инжекционного тока пространственным зарядом в ХСП с экспоненциальным распределением локальных состояний в запрещенной зоне при $V < V_n$ и без участия этих ловушек при полном их заполнении ($V > V_n$). Прямым доказательством такого предположения может служить исследование зависимости прямого тока от толщины слоя As_2S_3 . Однако увеличение толщины слоя стеклообразного материала приводит к росту последовательного сопротивления, включенного к гетеропереходу, уменьшения падения напряжения на гетеропереходе и уровня инжекции, необходимого для поддержания ТОПЗ. Доказательством последнего может служить описанное выше (рис. 1) поведение ВАХ и уменьшение с ростом толщины ХСП коэффициента выпрямления гетероперехода (рис. 3, кривая *a*). В связи с этим для поддержания ТОПЗ необходимо увеличить приложенное напряжение, а в расчетах учесть падение напряжения на добавочном сопротивлении. На рис. 3 (кривая *б*) показана зависимость прямого тока от толщины слоя As_2S_3 (с учетом вышесказанного) на квадратичном участке ВАХ. Как видно, выполняется соотношение $I \sim d^{-3}$, характерное для ТОПЗ.

Итак, в рассматриваемом интервале прямых смещений можно усмотреть три закономерности токопрохождения, характеризующих механизмы туннелирования, ТОПЗ при экспоненциальном распределении ловушек и ТОПЗ без учета ловушек. Указанные закономерности наблюдались ранее раздельно [9-13] на различных гетеропереходах стекло—кристалл, в связи с чем нет единого мнения о механизме токопрохождения.

Нам представляется, что тот или иной механизм токопрохождения проявляется в зависимости от условий эксперимента. Если проводить эксперимент в более широких пределах смещения, температур, толщин компонент и т. д., можно увидеть их комплексно. В рассматриваемых в настоящей работе гетеропереходах указанные закономерности просматриваются комплексно в зависимостях прямого тока от температуры при различных напряжениях смещения. На рис. 4 представлены обобщенные экспериментальные результаты температурной зависимости прямого тока при различных смещениях для нескольких образцов с различной толщиной As_2S_3 , полученных в различных технологических партиях. В области малых напряжений смещения $V < V_{\pi} \approx 0.1$ В ВАХ описывается соотношением

$$I = I_0 \exp(AV) \exp(-E/kT), \quad (3)$$

подобным соотношению для туннельных токов в сильно легированных изотипных гетеропереходах [15]. Однако если учитывать высокое ($E \approx 0.4$ эВ) значение энергии активации, то механизм токопрохождения представляется несколько иным. Согласно приведенной ранее энергетической диаграмме гетероперехода

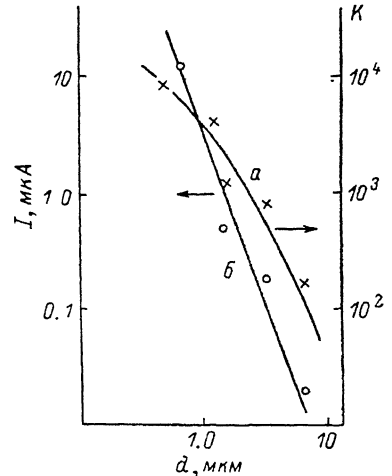


Рис. 3. Зависимость коэффициента выпрямления (а) и прямого тока (б) от толщины слоя As_2S_3 .

As_2S_3 — p -Si [11], на границе раздела образуется энергетический барьер, высота которого порядка 0.7 эВ. В связи с этим можно полагать, что речь идет о прямом туннелировании основных носителей из p -Si на локальные состояния в As_2S_3 с последующей их термической активацией в валентную зону. Коэффициент A в выражениях (1) и (3) определяет вероятность туннелирования, а энергия $E \approx 0.4$ эВ — глубину залегания локальных состояний в As_2S_3 , на которые происходит туннелирование. Термическая активация носителей с этих уровней приводит к увеличению как концентрации свободных носителей, так и вероятности туннелирования вследствие освобождения уровней.

При напряжениях выше V_{π} токопрохождение начинает контролироваться пространственным зарядом в As_2S_3 . На кривой зависимости $\ln I - 10^3/T$ появляется второй наклон, зависящий от уровня смещения, а ВАХ на этом участке описывается соотношением для ТОПЗ с ловушками, экспоненциально распределенными по энергиям [8],

$$I = \frac{q\mu N_v V}{d} \left(\frac{\varepsilon V}{qd^2 N_t} \right)^{T_t/T}, \quad (4)$$

где I — плотность тока, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, q — элементарный заряд, μ — дрейфовая подвижность дырок, T — абсолютная температура, T_t — характеристический фактор, показывающий скорость роста концентрации локальных состояний с энергией, V — приложенное напряжение, ε — диэлектрическая проницаемость, N_t — общая концентрация ловушек между равновесным уровнем Ферми и квазиуровнем Ферми при данном смещении.

С ростом приложенного напряжения растет концентрация инжектированного заряда, в результате чего квазиуровень Ферми сдвигается по направлению к валентной зоне, ловушки заполняются. Нагрев приводит к термической активации носителей с наименее глубоких ловушек, в результате чего ток растет.

Энергия активации, рассчитанная из температурной зависимости прямого тока, показывает положение квазиуровня при данном смещении. Поэтому с увеличением уровня смещения наклон кривых $\ln I - 10^3/T$ уменьшается (рис. 4).

При некотором напряжении V_k экспоненциально распределенные по энергиям ловушки полностью заполняются, а ВАХ становится квадратичной. Прямой ток на этом участке ВАХ очень слабо зависит от температуры, что ука-

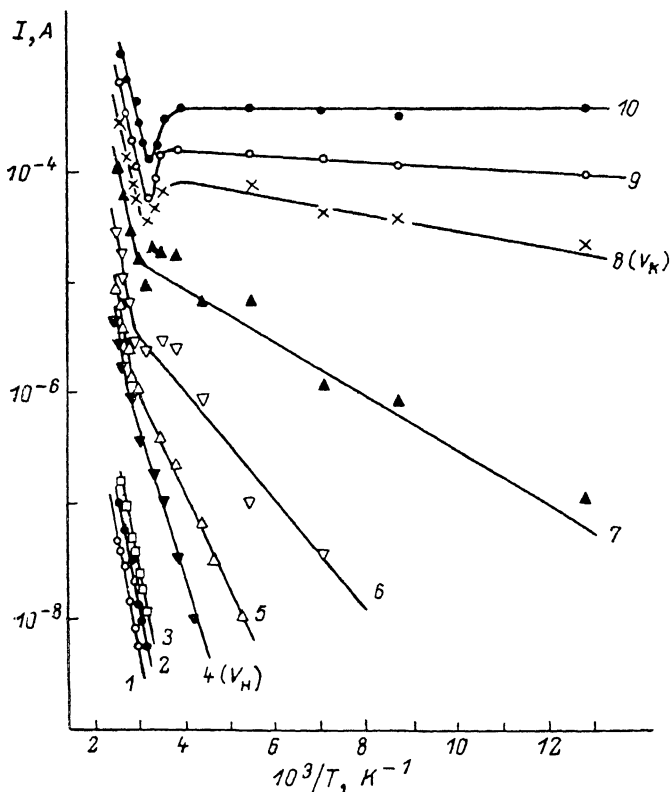


Рис. 4. Температурная зависимость прямого тока.

Напряжение смещения возрастает от кривой 1 до кривой 10.

зывает на отсутствие взаимодействия с ловушками. Поэтому ВАХ может быть описана формулой для безловушечного ТОПЗ

$$I = \frac{9}{8} \varepsilon \mu \frac{V^2}{d^3}. \quad (5)$$

Конечное положение квазиуровня Ферми при напряжении V_k и дрейфовая подвижность, определенные из (5), соответствуют $F_k \approx 0.2$ эВ и $\mu \sim 10^{-5}$ см²/В·с. Такое низкое значение подвижности связано, вероятно, с тем, что перенос заряда в исследуемом интервале температур происходит по локальным состояниям в хвосте валентной зоны путем перескоков между ними, на что указывают данные по температурной зависимости электропроводности As_2S_3 [16]. Эти состояния, естественно, не влияют на закономерности ТОПЗ, но ограничивают подвижность заряда, которая в этом случае активирована [17],

$$\mu_{np} = \mu_0 \exp(-\Delta W/kT). \quad (6)$$

Термическая энергия активации ΔW несколько убывает с ростом температуры и составляет, как правило, несколько kT . Предэкспоненциальный множитель в рамках диффузионной теории дается как

$$\mu_0 = \frac{1}{6} \nu_\phi q \frac{R^2}{kT}, \quad (7)$$

где ν_ϕ — фононовая частота, R — длина прыжка. Обращает на себя внимание ярко выраженный минимум тока на кривой зависимости $\ln I - 10^3/T$. Этот минимум появляется при смещениях, близких к V_k , и температурах 300—360 К.

Точное энергетическое положение минимума тока несколько изменяется от образца к образцу и с изменением состава [10]. Последнее позволяет предполагать, что температурный минимум образуется вследствие двоякого эффекта — спада тока за счет уменьшения подвижности при рассеянии на фононах, согласно (7), и его роста за счет увеличения концентрации носителей при активации глубоких уровней. Энергетическое положение глубоких уровней, оцененное по энергии активации тока в высокотемпературной области зависимости $\ln I - 10^3/T$, соответствует ранее упомянутому значению $E \approx 0.4$ эВ. Аналогичные значения глубины залегания группы уровней в запрещенной зоне As_2S_3 найдены ранее по кривым термостимулированной деполяризации [18] и по энергиям активации температурной зависимости электропроводности [19] и импульсной фотопроводности [16].

Учитывая энергетическое положение и условия проявления этих уровней в экспериментах, можно полагать, что они обусловлены собственными дефектами переменной валентности D^{-1} [20], являющимися однокоординированными отрицательно заряженными атомами серы [21].

Таким образом, можно полагать, что в запрещенной зоне стеклообразного трисульфида мышьяка на фоне общего экспоненциального распределения локальных состояний, обусловленных структурным разупорядочением, имеются группы уровней, отражающих наличие собственных заряженных дефектов. Подобный энергетический спектр электронных состояний в одной из компонент гетероперехода во многом контролирует закономерности токопрохождения в нем, что согласуется с приведенными экспериментальными результатами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kolomiets B. T., Grigorovici R., Croitoru N., Vescan L. — Rev. Roumaine Phys., 1970, v. 15, № 2, p. 129—131.
- [2] Dunn B., Mackenzie J. D., Clifton J. K., Masi J. V. — Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, № 3, p. 85—86.
- [3] Андриеш А. М., Циуляну Д. И., Коломейко Э. П. Электрофизические свойства гетеропереходов монокристаллы кремния—аморфный As_2S_3 —Ge. — ФТП, 1977, т. 11, в. 4, с. 664—669.
- [4] Reinhard D. K., Arntz F. O., Adler D. — Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, № 4, p. 186—188.
- [5] Орешкин П. Т., Живодеров А. Н., Глебов А. С. Зонная структура и электрическая неустойчивость гетеропереходов кристалл—стеклообразный полупроводник. — В кн.: Физические явления в некристаллических полупроводниках. Кишинев, 1980, с. 115—118.
- [6] Петерсен К. Е., Адлер Д., Шару М. П. Гибридные транзисторы на основе аморфных и кристаллических веществ. — В кн.: Структура и свойства некристаллических полупроводников. Л., 1976, с. 480—484.
- [7] Persin M., Mitra V. — Thin Sol. Films, 1980, v. 70, № 1, p. 85—90.
- [8] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [9] Dunn B., Mackenzie J. D. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, № 3, p. 1010—1014.
- [10] Циуляну Д. И., Андриеш А. М., Коломейко Э. П. Инжекционные токи в халькогенидных стеклообразных полупроводниках системы As_2S_3 —Ge. — В кн.: Тр. Межд. конф. «Аморфные полупроводники-78». Пардубице, 1978, с. 360—364.
- [11] Tsiulyanu D. I., Andriesh A. M., Kolomeiko E. P. — Phys. St. Sol. (a), 1978, v. 50, p. 195—202.
- [12] Krupanidhi S. B., Srivastava R. K., Srinivas K., Bhattacharya D. K., Mansingh Abhai. — J. Appl. Phys., 1983, v. 53, № 3, p. 1383—1390.
- [13] Коркинова Ц. Н., Андрейчин Р. Е. Свойства перехода аморфный сульфид мышьяка—кристаллический кремний. — В кн.: Тр. Межд. конф. «Аморфные полупроводники-82». Бухарест, 1982, с. 253—255.
- [14] Андриеш А. М., Циуляну Д. И., Коломейко Э. П. Температурная зависимость токов ограниченных пространственным зарядом в стеклообразном As_2S_3 . — ФТП, 1980, т. 16, в. 4, с. 789—791.
- [15] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 232 с.
- [16] Андриеш А. М., Йову М. С., Циуляну Д. И., Шутов С. Д. Стеклообразный сульфид мышьяка и его сплавы. Кишинев, 1981.
- [17] Нагельс П. Электронные явления переноса в аморфных полупроводниках. — В кн.: Аморфные полупроводники. М., 1982, с. 159.
- [18] Андриеш А. М., Шутов С. Д., Абашкин В. Г., Черный М. Р. Исследование тока термостимулированной деполяризации в аморфных слоях As_2S_3 . — ФТП, 1974, т. 8, в. 10, с. 1936—1941.
- [19] Polanco J. I., Roberts G. G., Meyers M. B. — Phil. Mag., 1972, v. 25, p. 117—130.
- [20] Street R. A., Mott N. F. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1293—1296.
- [21] Kastner M., Fritsche H. — Phil. Mag., 1978, v. 37 (B), p. 199—216.