

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ TlGaSe_2

© С.Н.Мустафаева, С.Д.Мамедбейли, М.М.Асадов,
И.А.Мамедбейли, К.М.Азмедли

Институт физики Академии наук Азербайджана,

370143 Баку, Азербайджан

(Получена 27 февраля 1996 г. Принята к печати 25 марта 1996 г.)

Показано, что спадающая релаксация тока, гистерезис ВАХ и накопление заряда в образцах $M\text{-TlGaSe}_2\text{-}M$ обусловлены протеканием инжекционного тока по состояниям, локализованным в запрещенной зоне монокристаллов. Определены контактная емкость $C_c = 600$ пкФ, область сосредоточения заряда в монокристалле TlGaSe_2 $d_c = 1.56 \cdot 10^{-4}$ см, максимальная плотность накопленного заряда $Q_{\text{max}} = 2.4 \cdot 10^{-7}$ Кл/см², подвижность носителей заряда в запрещенной зоне $\mu_f = 3.75 \cdot 10^{-4}$ см²/В·с, а также концентрация ловушек, ответственных за процессы накопления заряда в образцах $M\text{-TlGaSe}_2\text{-}M$ $N = 10^{16}$ см⁻³.

Введение

Результаты предыдущих наших исследований [1-3] показали, что в слоистых монокристаллах TlGaSe_2 как на постоянном, так и на переменном токе имеет место прыжковый механизм переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Последние обусловлены присутствием в монокристаллах TlGaSe_2 структурных дефектов, таких как вакансии, примеси внедрения, дислокации. Плотность локализованных состояний на уровне Ферми в монокристаллах TlGaSe_2 , вычисленная нами из экспериментальных результатов указанных выше работ, составляла $1.4 \cdot 10^{18} \div 5.4 \cdot 10^{19}$ эВ⁻¹·см⁻³ для разных образцов. Следует отметить, что полученные нами результаты [1-3] относились к случаю, когда амплитуда приложенного к образцу TlGaSe_2 постоянного или же переменного электрического поля соответствовала омической области вольт-амперной характеристики (ВАХ). Представляло интерес изучить процессы переноса заряда в монокристаллах TlGaSe_2 в режиме инъекции носителей с контакта. Перенос инжектированного с контакта в объем полупроводника заряда может осуществляться как через разрешенную зону [4], так и при помощи локальных подвижных центров, обладающих сравнительно глубокими уровнями захвата свободных носителей заряда [5].

Исследуемые в настоящей работе монокристаллы TlGaSe_2 имели достаточно высокое электрическое сопротивление и малую концентрацию свободных носителей заряда. Кроме того, кристаллы TlGaSe_2 характеризуются обилием локализованных состояний в запрещенной зоне с энергиями 0.57 эВ, 0.8–1.1 эВ [1,2,6,7], по которым имеет место прыжковая проводимость. Именно в этих условиях может проявиться механизм протекания инжекционного тока по запрещенной зоне полупроводника [5].

Кристаллы TlGaSe_2 были выращены методом Бриджмена направленной кристаллизацией из расплава со скоростью 0.5 мм/ч. Охлаждение кристаллов до комнатной температуры проводили со скоростью 5–10 К/мин.

Образцы из монокристаллов TlGaSe_2 были изготовлены в сэндвич-варианте, так что электрическое поле к ним прикладывалось вдоль их оси C , т.е. поперек естественных слоев монокристаллов. Для изготовления систем металл– TlGaSe_2 –металл в качестве инжектирующих контактов использована эвтетика In–Ga. Толщина монокристаллов TlGaSe_2 составляла 150–200 мкм, а подконтактная площадь была $\sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Удельное темновое сопротивление изготовленных из TlGaSe_2 образцов составляло $5 \cdot 10^6 \div 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $T = 300 \text{ К}$.

При изучении процессов переноса заряда было обнаружено, что при приложении к образцу M – TlGaSe_2 – M постоянного электрического напряжения темновой ток, протекающий в нем, изменялся во времени. Характер изменения тока зависел от величины приложенного напряжения.

На рис. 1 показаны экспериментальные зависимости тока, текущего через образец M – TlGaSe_2 – M , от времени при различных приложенных электрических напряжениях. При достаточно малых напряжениях наблюдалась спадающая релаксация тока и примерно через 1.5 мин устанавливался стационарный уровень тока (кривые 1–3). При увеличении напряжения после незначительного спада на временной зависимости тока появлялась возрастающая ветвь, а затем ток достигал насыщения (кривые 4–6). Наиболее наглядно это просматривается на кривой 5.

Вследствие того, что величина тока зависела от времени выдержки напряжения, ВАХ изученных образцов из TlGaSe_2 обнаруживали гистерезис, т.е. прямая и обратная ветви ВАХ не совпадали; прямая ветвь снималась при повышении напряжения, а обратная ветвь — при понижении напряжения. При этом в образцах M – TlGaSe_2 – M имело место накопление заряда.

Перечисленные особенности протекания тока в монокристаллах TlGaSe_2 могут быть объяснены на основе механизма переноса заряда, предложенного в работе [5]. Согласно этому механизму, в образцах M – TlGaSe_2 – M заряд, инжектированный с одного контакта, переносится в основном по запрещенной зоне полупроводника с помощью локальных центров к противоположному контакту. В этом случае переход носителей заряда из полупроводника в металл затруднен из-за наличия потенциального барьера на границе раздела, вследствие чего вблизи этого контакта скапливается заряд, который и приводит к перераспределению приложенного к кристаллу напряжения. Концентрация поля

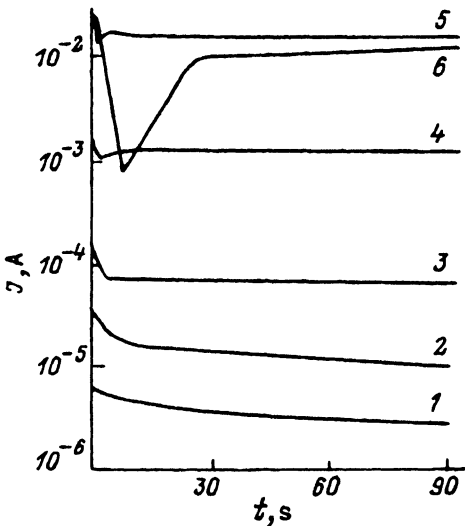


Рис. 1. Временные зависимости тока, протекающего через систему $M\text{-TlGaSe}_2\text{-}M$, при различных значениях приложенного электрического напряжения V , В: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 40, 5 — 60, 6 — 100. $T = 300$ К; $L = 180$ мкм; $S = 5 \cdot 10^{-2}$ см².

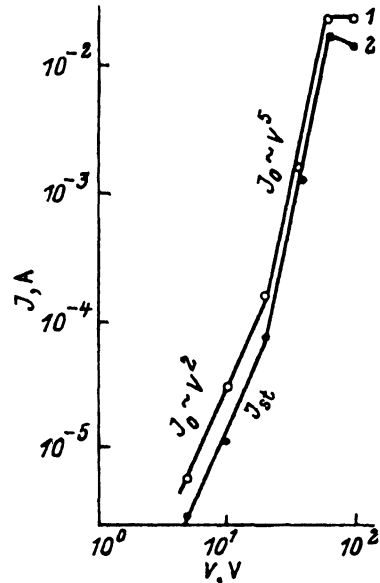


Рис. 2. ВАХ начального (1) и стационарного тока (2) в образце $M\text{-TlGaSe}_2\text{-}M$ при комнатной температуре.

вблизи контакта может привести к двойной инжекции носителей заряда в кристалл, вследствие чего возможен рост тока со временем (ток утечки J_l). Согласно указанному механизму, временная зависимость тока при $J_l \ll J$ имеет следующий вид:

$$J = VC_c \frac{\tau}{(\tau + t)^2}, \quad (1)$$

$$\tau = L^3 / \mu_f d_c V, \quad (2)$$

где V — приложенное внешнее напряжение; C_c — электрическая емкость контакта, τ — постоянная зарядки контакта; L — толщина кристалла; μ_f — величина подвижности, связанная с переносом заряда при помощи локальных центров; d_c — область сосредоточения заряда в кристалле.

При малых временах выдержки напряжения

$$J = \mu_f \epsilon \epsilon_0 S \cdot V^2 / L^3, \quad (3)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, S — подконтактная площадь.

В этом случае зависимость тока от напряжения в системе $M\text{-TlGaSe}_2\text{-}M$ при малых временах выдержки напряжения подчиняется квадратичному закону, так же как и в случае переноса носителей заряда через разрешенную зону [4]. Но в формуле (3) вместо $\mu\theta$ (μ — подвижность носителей в разрешенной зоне; θ — фактор захвата) стоит величина подвижности, связанная с переносом заряда по локализованным в запрещенной зоне состояниям.

Такая зависимость J от V в наших исследованиях нашла экспериментальное подтверждение. На рис. 2 приведена вольт-амперная характеристика (ВАХ) начального тока J_0 (кривая 1), проходящего через образец $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$. ВАХ состоит из квадратичного участка $J_0 \sim V^2$, сменяющегося участком резкого роста тока $J_0 \sim V^5$. Квадратичный участок на ВАХ наблюдался при тех напряжениях, когда в образцах $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ имела место спадающая релаксация тока. Участок резкого роста тока с напряжением имел место при таких напряжениях, когда в образцах $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ ток возрастал со временем. На этом же рисунке показана установившаяся ВАХ (кривая 2) этого же образца.

По экспериментальным зависимостям $J(t)$ определили постоянную зарядки контакта $\tau = 10$ с, а по формуле (2) оценили подвижность носителей заряда по запрещенной зоне монокристаллов TiGaSe_2 : $\mu_f = 3.75 \cdot 10^{-4}$ см²/В·с.

Как уже было отмечено, при спадающей релаксации тока в образцах $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ имело место накопление заряда. Если до поляризации образцы $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ в обеих полярностях внешнего электрического поля имели одинаковое сопротивление, то после специально проведенной поляризации образцы в одной полярности имели сопротивление 200 МОм, а другой — 3 МОм. Измеренная после поляризации электрическая емкость исследуемых образцов составляла 600 пкФ на частоте 1000 Гц. Геометрическая емкость образцов из TiGaSe_2 ($C = \epsilon\epsilon_0 S/L$) была равна 5 пкФ. Другими словами, величина заряда, накапливаемого в образцах TiGaSe_2 в процессе спадающей релаксации тока, значительно больше (более чем на 2 порядка), чем заряд, обусловленный геометрической емкостью. Указанное позволило сделать вывод о том, что накопление заряда происходит в узкой области монокристалла TiGaSe_2 . С зарядом связано существование обратной ЭДС, которая и обуславливает спад тока, текущего через монокристалл TiGaSe_2 . Область сосредоточения заряда в кристалле, вычисленная по формуле $d_c = \epsilon\epsilon_0 S/C_c$ (где $C_c = 600$ пкФ — емкость контакта), составляла $1.55 \cdot 10^{-4}$ см. Максимальная величина накопленного в образце $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ заряда составляла $1.2 \cdot 10^{-8}$ Кл, что соответствовало максимальной плотности заряда $Q_{\max} = 2.4 \cdot 10^{-7}$ Кл/см².

Зная геометрические размеры области сосредоточения заряда и величину последнего по формуле

$$N = \frac{Q_{\max}}{ed_c \cdot S} \quad (4)$$

(где E — заряд электрона), оценили концентрацию ловушек, ответственных за процессы накопления заряда в образцах монокристаллов TiGaSe_2 : $N = 10^{16}$ см⁻³. Накопленный заряд снимался при прогревании образца $M\text{-TiGaSe}_2\text{-M}$ в закороченном состоянии, а также при освещении его светом из области фоточувствительности кристалла TiGaSe_2 . Утечка накопленного заряда имела место при напряжениях, соответствующих участку резкого роста тока ($J \sim V^5$) на ВАХ образца.

- [1] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов. Неорг. матер., **26**, 1564 (1990).
- [2] S.N. Mustafaeva, S.D. Mamedbeili. *Abstracts 9th Int. Conf. on Ternary and Multinary Compounds* (Yokohama, 1993) p. 281.
- [3] С.Н. Мустафаева, С.Д. Мамедбейли, И.А. Мамедбейли. Неорг. матер., **30**, 626 (1994).
- [4] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., 1973).
- [5] Б.Л. Тиман. ФТП, **7**, 225 (1973).
- [6] И.А. Карпович, А.А. Червова, Л.И. Демидова, Е.И. Леонов, В.М. Орлов. Неорг. матер., **8**, 70 (1972).
- [7] А.М. Дарвиш, А.Э. Бахышов, В.И. Тагиров. ФТП, **11**, 780 (1977).

Редактор В.В. Чалдышев

Relaxation Electron Processes in TlGaSe₂ Single Crystals

S.N. Mustafaeva, S.D. Mamedbeili, M.M. Asadov, I.A. Mamedbeili, K.M. Akhmedly

Institute of Physics, Azerbaijan Academy of Sciences, 370143 Baku, Azerbaijan

It has been shown that dropping relaxation of dark current, hysteresis of voltage-current characteristic and charge accumulation in M -TlGaSe₂- M systems are caused by the flowing of injection current to localized states in the forbidden gap of a semiconductor. Contact capacitance $C_c = 600$ pF, the region of charge accumulation in TlGaSe₂ single crystal $d_c = 1.55 \cdot 10^{-4}$ cm, maximum density of accumulated charge $Q_{\max} = 2.4 \cdot 10^{-7}$ C/cm², mobility of charge carriers in the forbidden gap $\mu_f = 3.75 \cdot 10^{-4}$ cm²/V · s and concentration of traps responsible for charge accumulation $N = 10^{16}$ cm⁻³ are determined in M -TlGaSe₂- M systems.
