

# Механизм насыщения фототока и возникновения отрицательной дифференциальной фотопроводимости в гетеропереходах $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$

© Т.С. Камиллов,<sup>1</sup> В.В. Клечковская,<sup>2</sup> Б.З. Шарипов,<sup>1</sup> Г.И. Ивакин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ташкентский государственный технический университет им. Абу Райхана Беруни, 700095 Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия  
e-mail: klechvv@ns.crys.ras.ru

(Поступило в Редакцию 6 декабря 2011 г. В окончательной редакции 3 мая 2012 г.)

Работа посвящена установлению механизма насыщения фототока и возникновению отрицательной дифференциальной фотопроводимости (ФП) в гетеропереходах  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$ . Структуры  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$  исследованы с помощью модели встречно-включенных диодов. Измерены фотovoltaические характеристики (ФВАХ) при постоянном и импульсном режимах высокого приложенного напряжения смещения. Установлено, что в гетеропереходах нелинейные особенности ФВАХ и кинетики ФП связаны с тепловым гашением фотопроводимости за счет самонагрева джоулевым теплом.

## Введение

Для гетеропереходов  $\text{BCM—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—BCM}$  и  $\text{BCM—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$  были проведены исследования фотovoltaических характеристик (ФВАХ) и установлена природа протекания тока в процессе освещения с  $h\nu \geq E_g$  [1]. Проанализирована роль контакта  $\text{Mn}_4\text{Si}_7$  при образовании высокой фоточувствительности при освещении базы диодов с  $h\nu \geq 1.14\text{ eV}$  при низких температурах (77–220 К). На основе ФВАХ диодов была построена структура энергетических зон в состоянии прохождения фототоков.

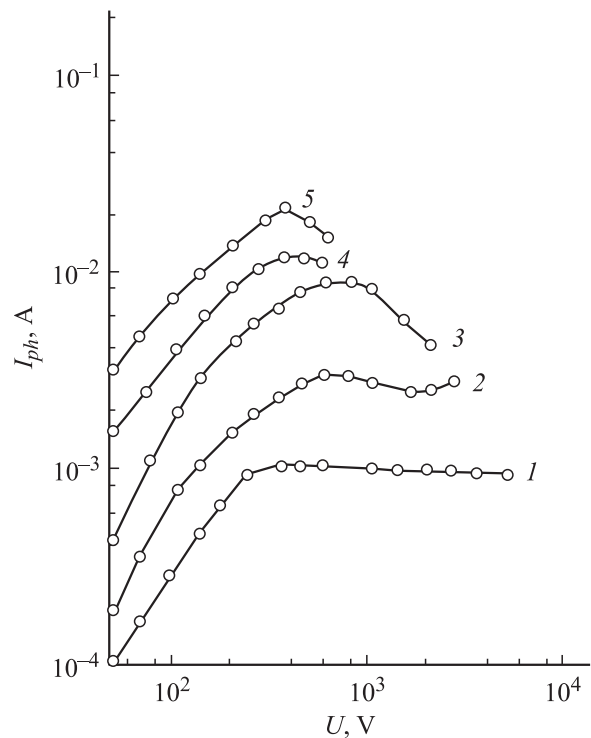
Целью настоящей работы является исследование насыщения фототока и возникновения отрицательной дифференциальной фотопроводимости в гетеропереходах  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$ .

## 1. Методика эксперимента

Исследуемые гетеропереходы  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$  изготовлены методом диффузионного легирования кремния марки КДБ-10 марганцем по технологии, описанной в [1–3]. Параметры структур при  $T = 300\text{ K}$  были такими же, как в работе [1]. Электрические и фотоэлектрические характеристики структур снимали непосредственно в жидком азоте, а также в специальном криостате, где заданные температуры поддерживались электронным управлением тока нагревателя (металлического термостата), на котором монтировалась исследуемая структура. В качестве источника света использовался арсенид-галлиевый светодиод, мощность потока излучения которого регулировалась.

## 2. Экспериментальные результаты

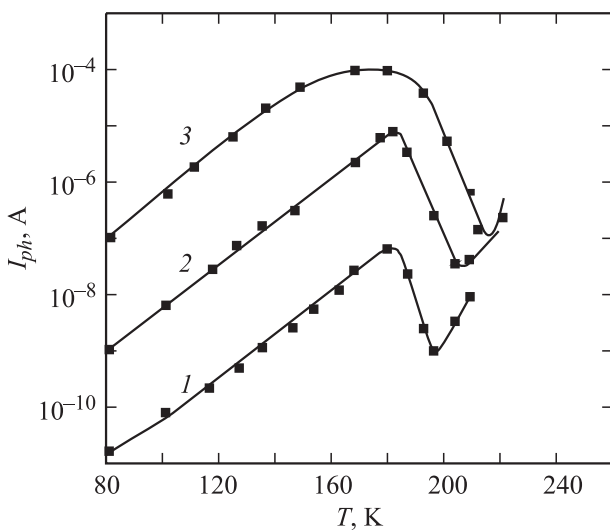
Фотоэлектрические характеристики гетероструктуры в области невысоких приложенных напряжений приведены в [1–3]. В настоящей работе исследована ФВАХ диодов  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{—M}$  при



**Рис. 1.** Зависимость фототока от напряжения при различных плотностях излучения ( $\lambda_{\text{max}} = 1\ \mu\text{m}$ )  $r_\lambda$ ,  $\text{W/cm}^2$ : 1 —  $2 \cdot 10^{-7}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-6}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-5}$ , 4 —  $2.4 \cdot 10^{-3}$ , 5 —  $10^{-2}$ . Измерение ФВАХ проводилось непосредственно в жидком азоте.

различных интенсивностях излучения и приложенных напряжениях смещения. На рис. 1 приведена стационарная ФВАХ, снятая непосредственно в жидком азоте при напряжениях от 50 до 1200 В. Видно, что с увеличением интенсивности излучения в области насыщения фототока появляется участок отрицательной дифференциальной фотопроводимости (ОДФ), причем область ОДФ смещается в сторону меньших напряжений. В процессе измерения при значениях фототока  $I_{ph} \geq 4 \cdot 10^{-4}$  А наблюдалось кипение жидкого азота, при токах свыше  $I_{ph} \geq 10^{-3}$  А происходило бурное кипение в приграничной области контакта, т. е. между слоем  $Mn_4Si_7$  и  $Si(Mn)$ . При смене полярности напряжения смещения в диодах  $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$  кипение азота переходило на другую приграничную область контакта (т. е. с одного конца на другой), а в диодах типа  $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$  кипение прекращалось [1–5]. Это связано с тем, что протекающий фототок был гораздо меньше тока до смены полярности смещения.

На рис. 2 приведена температурная зависимость фототока ( $I_{ph}$ ) при постоянной интенсивности освещения и низких приложенных напряжениях ( $U$ ). Как видно, фототоки при  $T = 80$  К сильно зависят от  $U$ , что, по-видимому, характеризует уровень инжекции носителей из контакта ВСМ. При малых значениях приложенных напряжений  $U \leq 1$  В (когда уровень инжекции невелик) температурная зависимость фототока, представленная на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе, имеет линейную зависимость  $I_{ph}(T)$  до температур 180–200 К. Видно, что функция  $\ln I_{ph} = f(T)$  характеризуется наклоном, который соответствует энергии активации уровня 0.18 эВ, находящегося в нижней половине запрещенной зоны  $Si(Mn)$ . Такая зависимость  $I_{ph}(T)$  может быть связана с переходом электронов с валентной зоны на акцепторный уровень, что приводит к увеличению

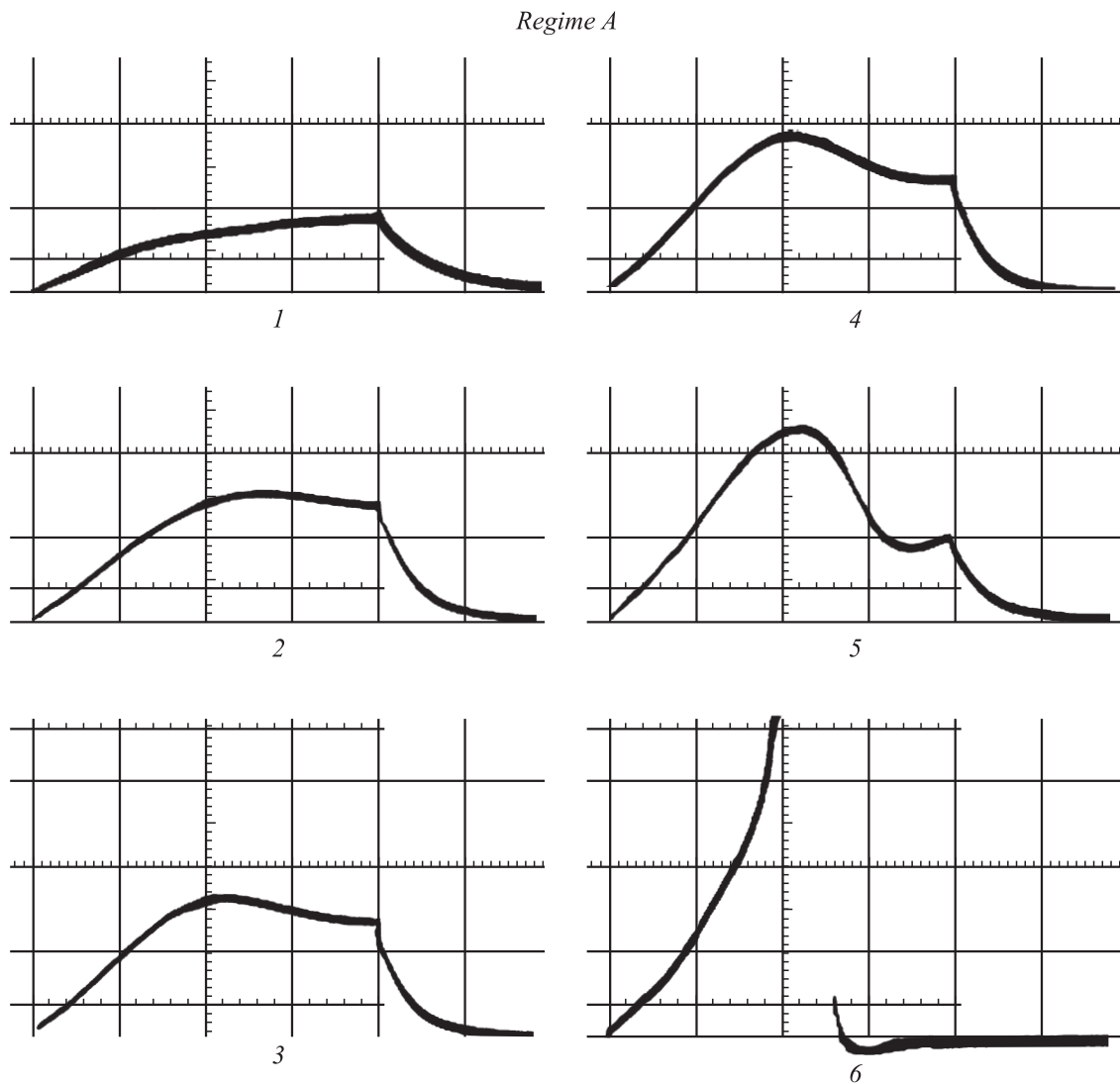


**Рис. 2.** Температурные зависимости фототоков ВСМ– $Si(Mn)$ –ВСМ-гетероперехода при различных приложенных напряжениях  $U$ , В: 0.1 (1), 0.5 (2), 1.0 (3).

концентрации носителей дырочного тока [3,6]. Отметим, что зависимости  $I_{ph}(T)$  в области 200–220 К имеют резко спадающий характер независимо от значений  $U$  (температурное гашение фотопроводимости (ФП) [3]). Спад фототока (ФТ) в области температур 200–220 К связан с рекомбинацией электронов, термически освобождаемых с уровня Mn, с дырками валентной зоны фотопроводящей области структур [2,3].

Нестационарные ФВАХ и кинетику фототока исследовали в вакуумном криостате при П-образном импульсном освещении в режиме непрерывного приложенного напряжения смещения на диод (режим А) и при непрерывном освещении (режим В). В режимах А и В длительность импульсов  $t_i$  была значительно меньше паузы  $t_p$ . Время повторения импульсов света или напряжения подбирались так, чтобы амплитуда и форма импульсных значений фототока не зависели от частоты повторения импульсов. На рис. 3 приведены осциллограммы кинетики фотопроводимости, снятые в широком интервале напряжений. Эти результаты получены при синхронизации запуска запоминающего осциллографа (С1-31), запуска фотоаппарата и светодиода при заданном напряжении смещения (режим А) или при непрерывном освещении при импульсной подаче напряжения смещения (режим В). Осциллограммы дают много новой, интересной информации об изучаемом явлении в динамическом режиме.

Рассмотрим характерные черты формы импульсов тока в режимах А и В в зависимости от значений напряжения смещения. Как видно из осциллограмм, в кинетике ФП (в форме импульсов тока) длительность переднего фронта  $t_n$  в режиме А, в течение которого ток достигает максимального амплитудного значения, остается постоянной (за исключением осциллограммы 1). Длительность заднего фронта  $t_c$  и форма спада тока остаются неизменными (кроме осциллограммы 6, рис. 3). В режиме В полученные импульсы тока при постоянном освещении в зависимости от амплитуды импульса напряжения имеют следующие характерные черты: амплитуда импульса тока растет, длительность фронта  $t_n$  сокращается; с увеличением амплитуды импульсного напряжения смещения в течение действия импульса форма нарастающего тока и его спад приобретают колокольный или остроконечный вид. При этом после нарастания импульса тока ток резко падал на величину более одного порядка и далее медленно нарастал в течение длительности импульса напряжения (рис. 3, осциллограммы 6–8). Также отметим, что из кинетики ФП следует: независимо от режимов исследования начальной части импульса света или напряжения (в режиме А и В) отклик тока фиксируется как бы с „нулевого“ уровня шкалы экрана осциллографа при чувствительности по току (по вертикали) 1 мА/см. Для измерения начальной части импульсного фототока в структурах при высокой чувствительности входа осциллографа была подобрана такая длительность импульса напряжения смещения с амплитудой от 50 до 400 В



**Рис. 3.** Осциллограммы импульсов тока в режимах А и В в зависимости от значений напряжения смещения  $U$ . Режим А: 200 (1), 300 (2), 330 (3), 350 (4), 380 (5), 400 В (6),  $R_n = 1 \text{ k}\Omega$ , чувствительность по вертикали 1 В/см, развертка 0.5 с/см. Режим В: 200 (1), 250 (2), 260 (3), 260 (4), 270 (5), 280 (6), 300 (7), 350 В (8),  $R_n = 1 \text{ k}\Omega$ , чувствительность по вертикали для осциллограмм 1–3 1 В/см, для 4–6 2 В/см, для 7, 8 5 В/см, развертка 0.5 с/см.

(режим В), при которой форма импульсного фототока сохраняла форму подаваемого импульсного напряжения. При этом состояния уровней Mn поддерживались постоянными за счет непрерывного освещения. В режиме А такие измерения не проведены в связи с тем, что рост фототока зависел от перезарядки (заряженного состояния) уровней марганца [1]. Такая длительность импульса напряжения  $t_i$  удовлетворяла условию  $t_i < \tau_r$ , где  $\tau_r = l^2/4\chi$  — время тепловой релаксации [7] области базы (Si⟨Mn⟩) диода,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности кремния. При таких коротких импульсах напряжений смещения полученная ФВАХ линейна, а фототок ( $I_0$ ) возрастал от 0.01 до 0.4 мА соответственно амплитудам импульсного напряжения смещения в пределах от 50 до 400 В.

### 3. Обсуждение результатов

Контакты металла (или его силицидов) с высокоомным полупроводником, как правило, обладают потенциальными барьерами, которые оказывают большое влияние на результаты измерений при получении параметров полупроводника и контакта. Это связано с тем, что при приложении внешнего напряжения один контакт смещается в прямом, а другой — в обратном направлении [8]. В [1,5] разработана модель встречновключенных диодов (двух контактов  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si(Mn)—Mn}_4\text{Si}_7$ ) и рассмотрены распределения электрических полей при приложении внешнего напряжения смещения к структуре  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{—Si(Mn)—Mn}_4\text{Si}_7$ , освещенной собственным светом. При этом один контакт был включен в прямом

## Regime B

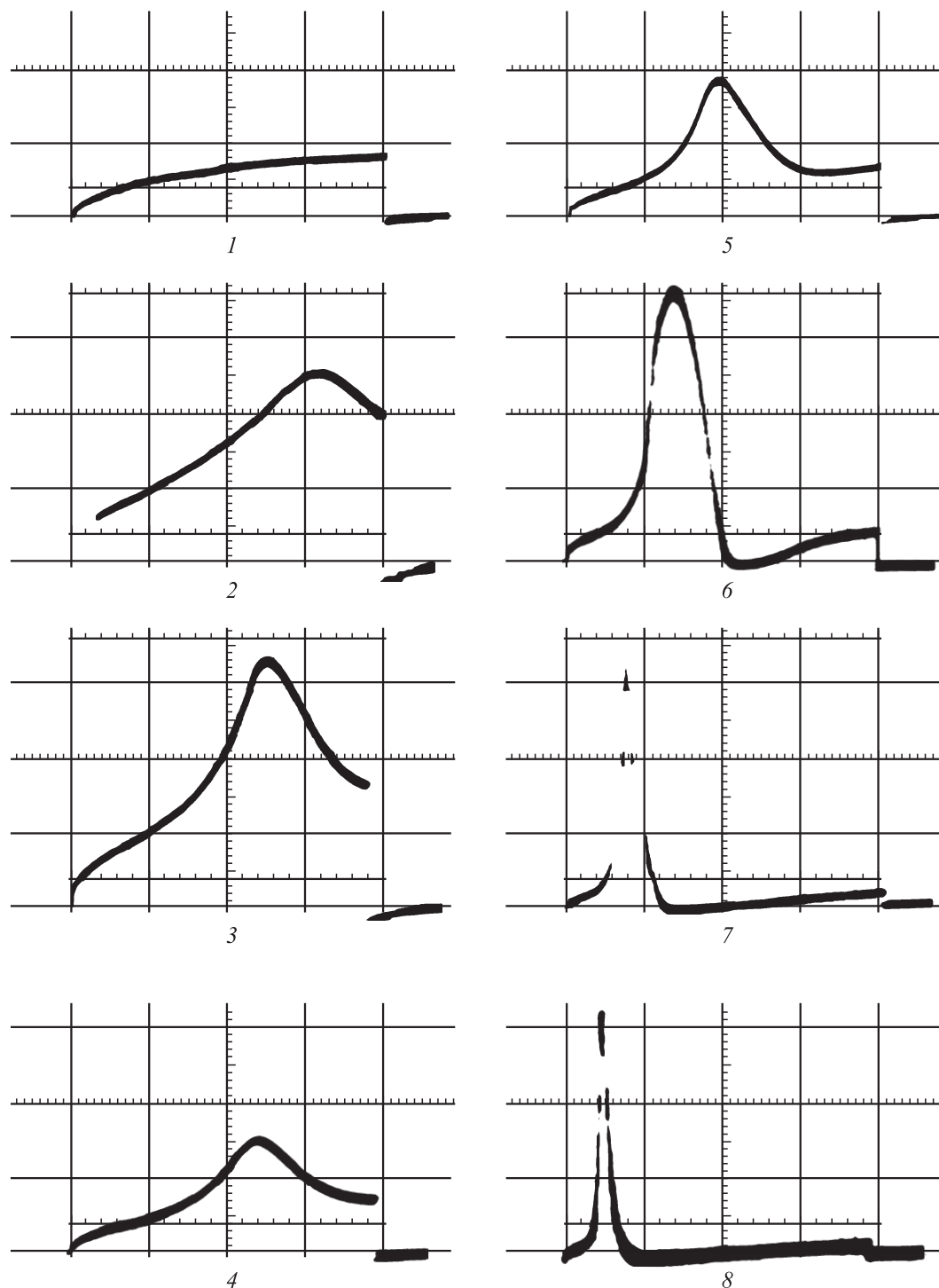


Рис. 3 (продолжение).

направлении, а второй — в обратном. Также надо иметь в виду, что ток через структуры протекает один и тот же, а напряжения на контактах различные. На барьере, который смещен в прямом направлении, напряжение существенно меньше, чем напряжение на обратно смещенном контакте. Поэтому на обратно смещенном

контакте на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) рассеиваемая мощность будет существенно больше, чем на прямо-смещенном контакте (это подтверждается кипением азота, о котором упоминалось выше) [1,5].

Сравним полученные в режимах А и В осциллограммы. Из них (рис. 3) следует, что ток  $I_0$  в начале импульса

(при  $t = 0$ ) для заданных амплитуд импульсных напряжений не превышает 0.1–0.4 мА. При длительности импульса напряжения  $t_i \gg \tau_r$  в динамике фототок имеет своеобразное нарастание и спадание в виде зависимости  $I_0 + I(U, t)$ , где  $U$  — амплитуда импульсного напряжения,  $t = t_n + t_c$  — сумма времени нарастания ( $t_n$ ) и времени спада ( $t_c$ ). Причем максимальное значение нарастающего тока  $I(U, t)$  в зависимости от  $U$  более чем на один порядок больше тока  $I_0$ . Также из осциллограмм следует, что в зависимости от  $U$  (в режиме В) времена  $t_n$  и  $t_c$  сокращаются и смещаются в сторону начала импульса тока. В режиме А  $t_n$  от  $U$  почти не зависит, а  $t_c$  сокращается. Это объясняется тем, что в течение длительности импульса напряжения происходит накопление тепла в базовой области диода, так как эта область с обеих сторон граничит с пористой прослойкой с теплопроводностью  $\kappa \sim 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$  и контактом ВСМ [4,5]. Это приводит к тому, что тепловая мощность  $P = UI$ , выделяемая в переходном слое на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) распространяется в основном в сторону кремния (от обратно смещенного контакта в сторону контакта прямого смещения). При увеличении приложенного к диоду стационарного (или импульсного) напряжения мощность, рассеиваемая на нем, растет. Это приводит к увеличению температуры на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) и соседних с ним областей Si(Mn) [9]. В свою очередь увеличение температуры приводит к повышению тока и рассеиваемой мощности. Таким образом, возникает своеобразная теплоэлектрическая обратная связь между величиной тока и температурой как в переходном слое на границе раздела между ВСМ и Si(Mn), так и в базе диода.

Теперь рассмотрим, какую роль играет теплоэлектрическая обратная связь между величиной тока и температурой на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) при освещении и при больших электрических полях. Для этого прежде всего рассмотрим зонную диаграмму исследуемой структуры, которая приведена в [1,5]. Базовая область диода — Si(Mn) при низких температурах и освещении собственным светом становится квазиравновесным дырочным полупроводником с концентрацией  $p \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . В то же время квазиуровень Ферми дырок  $E_F$ , согласно [8], в запрещенной зоне кремния принимает значение  $E_g + E_{Fp} \cong 0.1 \text{ eV}$ , а квазиуровень Ферми электронов  $E_{Fn}$  за счет прилипания электронов на уровни Mn будет подниматься от середины запрещенной зоны на величину  $E_c - E_{Fn} \leq 0.3 \text{ eV}$ . При таком квазиравновесном состоянии и при небольших приложенных напряжениях и линейной скорости нагрева зависимость фототока от температуры имеет два участка (рис. 2).

Первый участок (нарастающий) имеет наклон, характеризующийся энергией активации  $E_g + (0.18 \pm 0.02) \text{ eV}$  [1,6]. При нагреве генерированные электроны из валентной зоны переходят на уровень  $E_g + (0.18 \pm 0.02) \text{ eV}$ , так как квазиуровень Ферми  $E_{Fp}$  находится ниже и не заполнен для электронов. По мере

заполнения уровня электронами квазиуровень Ферми  $E_{Fp}$  смещается вверх (к середине  $E_g$ ) и тем самым происходит рост концентрации дырок в валентной зоне. В процессе нагрева одновременно смещается квазиуровень Ферми электронов  $E_{Fn}$  также к середине  $E_g$ . Однако энергетические значения акцепторного уровня и донорных уровней марганца отличаются почти в 2 раза. Изменение фототока позволяет в процессе роста температуры экспериментально разрешить влияние каждого уровня в соответствующей температурной области. Поэтому независимо от способа нагрева (при малых электрических полях со сторонним нагревом или при больших электрических полях с джоулевым самонагревом) эти электронные переходы, по-видимому, удается проследить в области температур 77–240 К.

Второй участок, относящийся к быстрому снижению фототока в области  $T = 180\text{--}220 \text{ K}$ , можно объяснить следующим образом: с ростом температуры, когда квазиуровень Ферми электронов  $E_{Fn}$  начинает пересекаться с уровнем марганца, дальнейшее смещение  $E_{Fn}$  к середине  $E_g$  приводит к термической эмиссии (тепловому выбросу) электронов (из уровней Mn) в зону проводимости с последующей рекомбинацией их через неконтролируемый уровень  $N_r$  с дырками валентной зоны [2,3]. Это приводит к уменьшению концентрации дырок и, следовательно, к повышению сопротивления базовой области диода (Si(Mn)), т.е. температурному гашению фотопроводимости [3]. Увеличение сопротивления базовой области диода, в свою очередь, приводит к перераспределению электрического поля в переходной области гетероструктуры и в области его базы [3], в результате чего ускоряется темп снижения тока более чем на 2 порядка.

На основании этих вышесказанного можно считать, что нелинейные особенности ФВАХ на рис. 1 связаны с тепловым гашением фотопроводимости за счет самонагрева джоулевым теплом. В динамическом режиме полученные кривые фототоков (осциллограммы) в зависимости от амплитуды импульсных напряжений дали возможность понять механизмы нарастания и спадов (или их релаксации). Это характеризует природу насыщения фототока и возникновения отрицательной дифференциальной фотопроводимости  $n$ -типа в гетеропереходах  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{--Si(Mn)--Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{--Si(Mn)--M}$ .

## Заключение

Исследованы фотоэлектрические характеристики (ФВАХ) диодов  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{--Si(Mn)--Mn}_4\text{Si}_7$  и  $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{--Si(Mn)--M}$  при различных плотностях излучения и приложенных напряжений смещения от 50 до 1200 В при  $T = 77 \text{ K}$ . Установлено, что с увеличением плотности излучения в области насыщения фототока появляется участок ОДФ, причем область ОДФ смещается в сторону меньших напряжений.

Изучены фотовольтамперные характеристики (ФВАХ) при импульсном режиме приложенного напряжения смещения. Установлено, что нелинейные особенности ФВАХ и кинетики ФП связаны с тепловыми процессами как на границе раздела между ВСМ и кремнием, так и базовой области гетероперехода.

Рассмотрена роль теплоэлектрической обратной связи между величиной тока и температурой, выделяемой на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) при освещении и при больших электрических полях. Установлено, что нелинейные особенности ФВАХ связаны с тепловым гашением ФП за счет самоагрева джоулевым теплом. Это характеризует природу насыщения фототока и возникновения отрицательной дифференциальной фотопроводимости  $N$ -типа в гетеропереходах  $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$  и  $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$ .

## Список литературы

- [1] Шукурова Д.М., Орехов А.С., Шарипов Б.З., Клечковская В.В., Камиллов Т.С. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 10. С. 44–49.
- [2] Kamilov T.S., Sadullaev B.L., Ganiev U.Sh., Kamilov B.T. // *Semicond. Sci. Technol.* 1998. Vol. 13. P. 496.
- [3] Kamilov T.S., Chirva V.P., Kabilov D.K. // *Semicond. Sci. Technol.* 1999. Vol. 14. P. 1012.
- [4] Shukurova D.M., Kamilov T.S., Sharipov B.Z., Klechkovskaya V.V., Orekhov A.S., Feodorov M.I. // *Abstracts of 29th Int. Conf. on Thermoelectrics. Shanghai (China), 2010.* P. 216.
- [5] Шукурова Д.М., Камиллов Т.С., Шарипов Б.З., Клечковская В.В., Орехов А.С. // *Узбек. физич. журн.* 2010. Т. 12 (3). С. 321.
- [6] Бахадырханов М.К., Камиллов Т.С., Хусанов А.Ж., Ивакин Г.И., Занавескина И.С. // *Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед.* 2002. № 6. С. 100.
- [7] Беляев А.Е., Басанец В.В., Болтовец Н.С., Зоренко А.В. и др. // *ФТП.* 2011. Т. 45. Вып. 2. С. 256–262.
- [8] Зи С.М. *Физика полупроводниковых приборов.* Пер. с англ. / Под ред. А.Ф. Трутко. М.: Энергия, 1973.
- [9] *Полупроводниковые диоды. Параметры, методы измерений* / Под ред. Н.Н. Горюнова, Ю.Р. Носова. М.: Советское радио, 1968.