

07

Особенности усиления и гашения фотопроводимости в гетероструктурах $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-M}$

© Т.С. Камиллов,¹ И.В. Эрнст,¹ А.Ю. Самунин²

¹Ташкентский государственный технический университет им. Абу Райхана Беруни, 700095 Ташкент, Узбекистан
e-mail: tulkyn@mail.ru

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт Петербург, Россия
e-mail: a.u.samunin@gmail.com

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2013 г. В окончательной редакции 26 мая 2014 г.)

Исследованы особенности усиления и гашения фотопроводимости в гетероструктурах $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-M}$. Показано, что при низких температурах высокоомная базовая область структур ВСМ-Si⟨Mn⟩-ВСМ или ВСМ-Si⟨Mn⟩-М при освещении собственным светом становится низкоомным проводящим слоем к переходной *i*-области структур.

Выяснен механизм усиления фотопроводимости (ФП) в гетероструктурах вызванной ударной ионизации в *i*-области. Дано объяснение резкому гашению ФП в области температур 180–220 К.

1. Введение

Авторы работы изучают электрические и фотоэлектрические свойства кремния, легированного марганцем (Si⟨Mn⟩) длительное время [1–4] и полагают, что характер физико-химических процессов, происходящих как в приповерхностном слое, так и в объемной части кремния при диффузионном легировании марганцем из паровой фазы, в общих чертах установлен достаточно четко. В [1] показано, что при диффузии Mn в Si на поверхности кремния происходит образование соединений высшего силицида марганца (ВСМ) Mn_4Si_7 . В [2,3] изложены результаты исследований процесса возникновения инжекционных токов, которые обусловлены уровнями марганца, и описаны фотоэлектрические свойства гетероструктур на основе $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-M}$.

Наши многолетние исследования фотоэлектрических свойств Si⟨Mn⟩-структур и разработанные на базе этих исследований модельные гетероструктуры [1–3] представляют класс полупроводниковых фотодетекторных устройств, которые могут найти применение, например, в волоконно-оптических системах связи ближнего ИК-диапазона (0.8–2 мкм) или могут быть использованы, например, в качестве датчиков температуры и т.д. Практическая выгода применения этих устройств заключается в использовании дешевых и доступных материалов, низкочастотных технологий, в простоте и надежности в эксплуатации.

Целью настоящей работы является описание особенностей усиления фотопроводимости (ФП) в гетероструктурах $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-M}$ при низких температурах и глубокого гашения ФП в диапазоне температур 180–220 К.

Экспериментальные результаты

Исследуемые диоды на основе гетероструктур $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}\langle\text{Mn}\rangle\text{-M}$ были изготовлены путем диффузионного легирования кремния марки КДБ-10 марганцем по технологии, описанной в работах [2,3].

Параметры структур: слой ВСМ толщиной 5–7 мкм *p*-типа с проводимостью $\sigma \sim 10^2 (\Omega \cdot \text{cm}^{-1})$, концентрация носителей $\sim 10^{19-20} \text{cm}^{-3}$; база структуры Si⟨Mn⟩ с проводимостью *i*-типа, концентрация носителей $10^{11} - 10^{12} \text{cm}^{-3}$; блокирующий контакт (М), который образовывался при напылении Al или нанесения сплавов NiGa или AlGa.

Исследуемые гетероструктуры имели площади токовых контактов к ВСМ и М $2 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2$, длина базовых областей выбиралась в пределах от 0.15 до 1 см.

Электрические и фотоэлектрические характеристики структур определялись при помещении их в криостат, где заданные температуры поддерживались электронным управлением тока нагревателя. В качестве источника света использовался арсенид-галлиевый светодиод, мощность потока излучения которого регулировалась изменением прямого тока диода.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур, определенные при комнатной температуре, были почти симметричными и линейными. При освещении гетероструктур наблюдалось незначительное увеличение фототока.

За исходное состояние структур принималось следующее состояние: при охлаждении структур в темноте до температуры 80 К величина тока, протекающего через структуру, снижалась, приближаясь к величине тока утечки $I_T \leq 10^{-12} \text{A}$ (рис. 1, кривая 1). Если же при охлаждении структура освещалась, то процесс носил

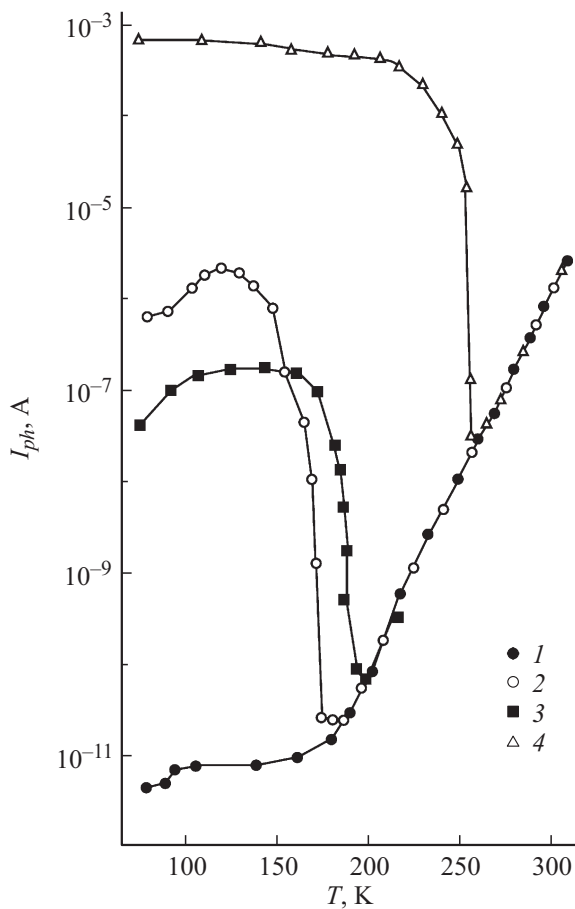


Рис. 1. Температурные зависимости фототока $I_{ph} = f(T)$ структуры VSM-Si(Mn)-VSM гетероперехода при постоянном приложенном напряжении $U = 80$ В: 1 — снята при охлаждении в темноте, 2 — снята после освещения плотностью излучения $1 \cdot 10^{-2}$ Вт/см², 3, 4 сняты при плотностях излучения Вт/см²: 3 — $2 \cdot 10^{-5}$, 4 — $1 \cdot 10^{-2}$ соответственно.

другой характер, а именно при снижении температуры структуры до значений 170–250 К протекаемый ток вначале уменьшался на несколько порядков относительно значений тока, определенных при комнатной температуре. Дальнейшее охлаждение до 80 К приводило к резкому росту значений фототока на 2–3 порядка выше значений фототока при комнатной температуре (рис. 1, кривая 4).

При линейной скорости нагрева (или охлаждения) структуры при постоянном уровне освещенности и величины приложенного напряжения смещения характер зависимости изменения фототока от температуры не изменялся (гистерезис, таким образом, не наблюдался).

Отмечено, что после выключения освещения гетеропереходов при низких температурах протекающий ток, как этого можно было ожидать, резко не спадал до уровня темновых значений, а релаксировал длительное время (это состояние принято называть явлением или состоянием остаточной проводимости [4]).

Отметим, что в состоянии остаточной проводимости полученная нами кривая температурной зависимости $I_{ph}(T)$ имеет явно выраженный максимум (рис. 1, кривая 2), при этом максимальное значение тока $I_{ph}(T)$, как это видно из данного рисунка, почти на порядок больше, чем значение тока в состоянии остаточной проводимости.

Теперь обратимся к температурной зависимости $I_{ph}(T)$ при освещении структуры потоком с плотностью излучения $\sim 10^{-2}$ Вт/см². Как видно из рис. 1 (кривая 4), $I_{ph}(T)$ имеет два участка:

а) первый участок — медленный спад фототока в области температур 80–200 К,

б) второй участок — резкий спад фототока на два и более порядка в узком температурном интервале 20–25 К (в области $T = 225–250$ К), здесь происходит температурное гашение фотопроводимости (ТГФ).

Обсуждение результатов

Для количественной оценки эффекта ФП в полупроводниках вводится параметр „фотоэлектрическое усиление“ G [5–8].

Численно фотоэлектрическое усиление G определяется как число носителей, проходящих между электродами, приходящихся на каждый поглощенный фотон

$$G = \frac{I_\phi}{eF}, \quad (1)$$

где I_ϕ/e — число электронов, проходящих за секунду между электродами, F — общее число поглощенных фотонов, вызвавших образование электронно-дырочных пар.

Фотоэлектрическое усиление G может быть представлено и как отношение времени жизни носителя τ_n ко времени пролета t (т. е. того времени, которое необходимо для перемещения носителя между электродами)

$$G = \frac{\tau_n}{t} \quad \text{или} \quad G = (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \frac{U}{L^2}, \quad (2)$$

где U — приложенное напряжение, μ_n — подвижность электронов, μ_p — подвижность дырок, τ_p, τ_n — время жизни электронов и дырок, L — расстояние между электродами.

Из (2) следует, что фотоэлектрическое усиление G прямо пропорционально приложенному напряжению U и обратно пропорционально квадрату расстояния между электродами L . Это означает, что, варьируя межэлектродное расстояние l , можно регулировать величину фотоэлектрического усиления [5–8].

Поставим задачу: возможно ли регулирование величины фотоэлектрического усиления G гетероструктур $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$ и $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$, обладающих фиксированными геометрическими размерами? В другой формулировке: каким „физическим“ способом можно

управлять толщиной базовой области гетероструктуры, в которой развивается фотоэлектрический процесс?

В работах [9–10] был установлен характер распределения потенциала $U(l)$ в базовой области структур $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$ и $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$ в зависимости от приложенного напряжения смещения, как в темноте, так и при собственном освещении при низких температурах.

В [2,3,9,10] отмечено, что при низких температурах высокоомная базовая ($Si(Mn)$) фотопроводящая область структур $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$ и $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$ при освещении собственным светом становится низкоомным проводящим слоем, примыкающим к переходной области структур (рис. 2, 3).

Превращение фотопроводящего высокоомного слоя в низкоомный (т.е. изменение свойств базовой фотопроводящей области) происходит за счет генерации электронов и дырок, находящихся в этой области, при освещении образца. При этом смещение квазиуровней Ферми электронов и дырок к краям зон приводит к прилипанию генерированных электронов к уровням марганца [8–10], а большая часть дырок остается в валентной зоне (см. зонную диаграмму на рис. 4). В результате этого при освещении структуры излучением с длиной волны $0.9-1 \mu m$ (при этом глубина проникновения кванта равна $\sim 100 \mu m$ согласно [11]), образуется низкоомный дырочный проводящий слой, значение удельной проводимости ρ которого лежит в пределах $5-10 \Omega \cdot cm$ (рис. 2).

Охлаждение гетероструктуры и ее освещение собственным светом являются необходимыми условиями для превращения базовой области в область с дырочной проводимостью. Однако этих условий недостаточно для достижений значительной величины фотоэлектрического усиления G .

Факт образования и изменения величины сопротивления низкоомного дырочного проводящего слоя со значением удельной проводимости, равным $\approx 5-10 \Omega \cdot cm$, при освещении потоком плотностью излучения $\sim 10^{-2} W \cdot cm^2$ (с числом падающих квантов в секунду, равным 10^{15}) заставляет усомниться в образовании достаточной концентрации неравновесных носителей при указанном в скобках числе падающих квантов в базовую область диодов.

Для кремния p -типа при значении удельной проводимости с $\rho \approx 5-10 \Omega \cdot cm$ характерны концентрации носителей (примеси бора) $10^{15} cm^{-3}$, а возникновение в таких концентрациях носителей в компенсированном $Si(Mn)$ и при таких уровнях возбуждения привели бы к „декомпенсации“ примеси бора. Однако декомпенсации не происходит и, чтобы выяснить причину этого, требуется более тщательное рассмотрение процессов на интерфейсе, обратив особое внимание на контактные явления инжекционных процессов в прилегающих слоях рассматриваемой гетерофазной структуры.

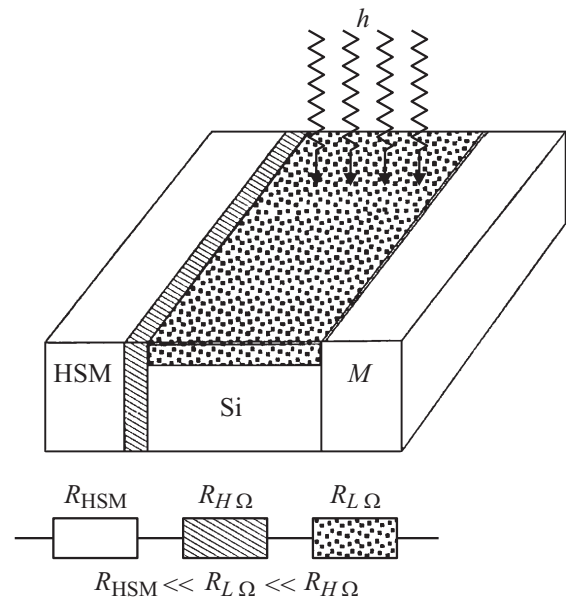


Рис. 2. Модельное представление структуры при освещении собственным светом в области низких температур.

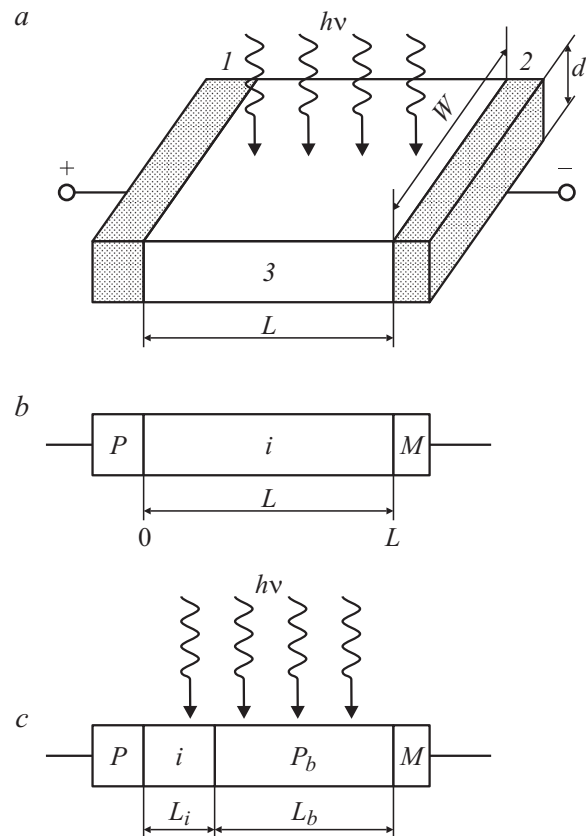


Рис. 3. Модельное представление структуры BSM-Si(Mn)-M a — при освещении, b — при темноте, c — при освещении образующий фотопроводящий слой (p_b) с длиной L_b и переходной слой L_i . Обозначения: 1 — BSM, 2 — Si(Mn), 3 — M металл, L — длина, W — ширина, d — толщина базы структуры.

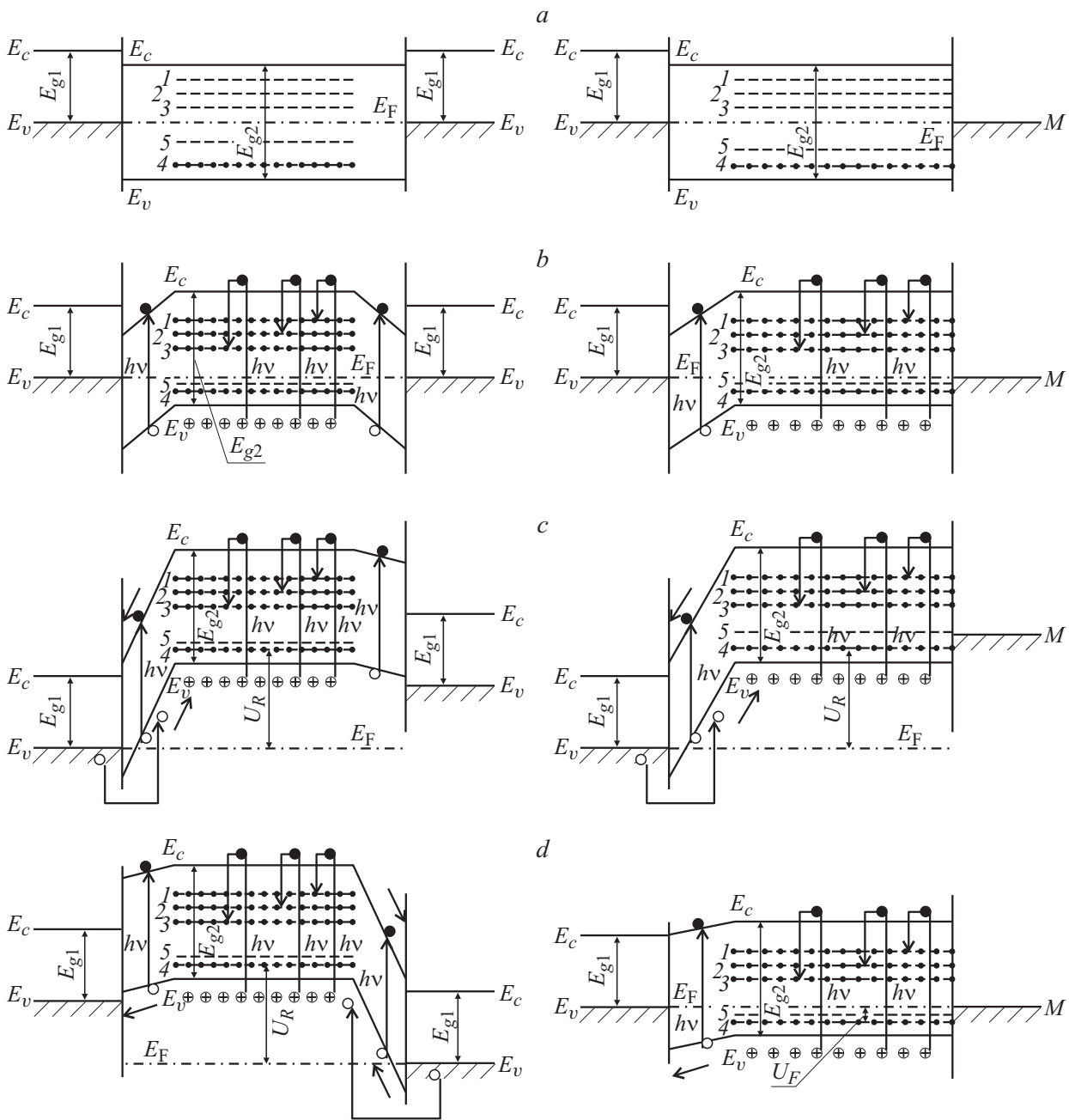


Рис. 4. Зонные энергетические диаграммы при низкой температуре диодов с контактами $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$ и $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$ [9]: *a* — при термодинамическом равновесии в темноте, *b* — при облучении светом без смещения, *c* — при облучении светом и положительным смещением к Mn_4Si_7 (BCM), *d* — при облучении светом и отрицательным смещением к BCM. В диаграммах указаны: E_{g1} — запрещенная зона BCM имеет 0.6–0.72 eV, E_{g2} — запрещенная зона Si(Mn), E_F — уровень Ферми BCM; 1, 2, 3 — донорные уровни марганца, 4 — уровень Бора, 5 — акцепторный уровень $E_A + 0.18$ eV, U_F — прямое напряжение, U_R — обратное напряжение. На рисунке не приведено положение квазиуровней Ферми электронов и дырок, М — металлический контакт.

Граница раздела (интерфейс) между BCM (Mn_4Si_7) и Si(Mn) подверглась специальному электронно-микроскопическому изучению (рис. 5).

В результате осмысления полученных данных установлено, что толщина переходной области L_i в исследованных образцах не превосходит величины в 20 nm.

Как видно из рис. 5 на границе раздела силицида марганца и кремния образуется аморфная кремниевая прослойка вследствие несоответствия решеток кремния и BCM [9,10,12].

Полученные данные по ФВАХ в [9,10,12] и по распределению $U(I)$ в исследуемых структурах дают основания

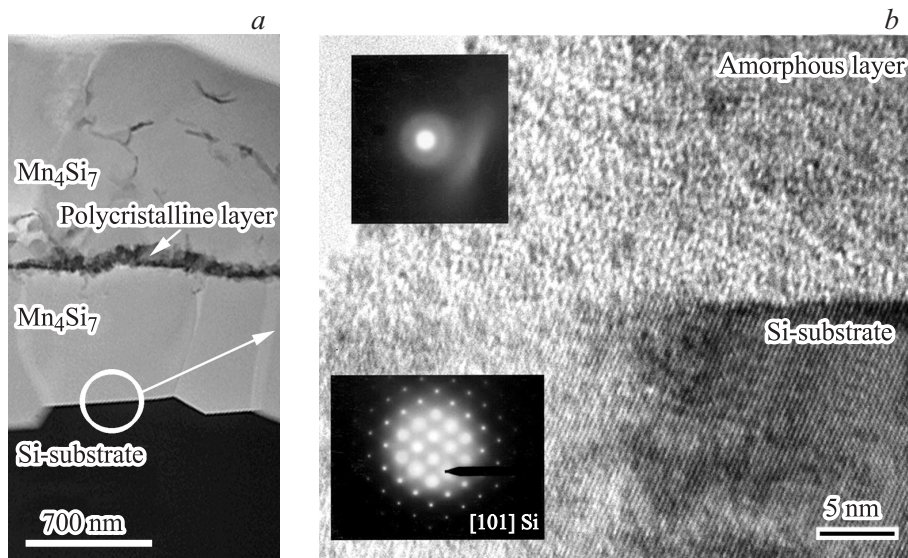


Рис. 5. Изображения (сняты на просвечивающем электронном микроскопе) границ раздела (интерфейса): *a* — между пленкой высшего силицида марганца и кремниевой подложкой, *b* — кремниевой подложкой и аморфным слоем.

полагать, что вследствие малой ширины переходного слоя (L_i равна нескольким десяткам нанометров, (рис. 3) напряженность электрического поля в нем достигает большой величины ($10^5 - 10^6$ V/cm) при сравнительно небольших приложенных напряжениях (единицы или десятки вольт). При таком переходном слое с напряженностью электрического поля $10^5 - 10^6$ V/cm инжектированные носители на границе раздела ВСМ-переходный слой могут приобрести энергию, достаточную для ударной ионизации в кремнии (базе), т.е. чтобы обеспечить перенос носителей заряда в баллистическом режиме [8–10,12]. При этом, возможно, обеспечивается разогрев электронов и дырок. При пролете переходного слоя горячие баллистические электроны и дырки не испытывают рекомбинации или рассеяния, т.е. дырки, входя в слой базы легированного марганцем кремния, имеют энергию, достаточную для генерации электронно-дырочных пар. Это приводит к резкому увеличению концентрации носителей тока (на несколько порядков) и вызывает модуляцию проводимости базы. Возможно, именно это и является достаточным условием усиления фототока в рассматриваемых структурах.

Теперь рассмотрим причину резкого гашения фототока при нагреве структур. В разработанной модели встречновключенных диодов (двух контактов $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}(\text{Mn})\text{-Mn}_4\text{Si}_7$) [9,10] рассмотрим распределение электрических полей при приложении внешнего напряжения смещения к структурам $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}(\text{Mn})\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si}(\text{Mn})\text{-M}$, которые находятся в состоянии освещенности собственным светом (рис. 4). При этом один контакт будет включен в прямом направлении, а второй — в обратном. Подчеркнем, что ток по величине через структуры протекает один и тот же, а напряжения на контактах различны. На барьере, который смещен в

прямом направлении, напряжение существенно меньше, чем напряжение на обратно смещенном контакте. Поэтому на обратносмещенном контакте диода на границе раздела между ВСМ и Si(Mn) рассеиваемая мощность будет существенно больше, чем на прямосмещенном контакте [9,10].

Распределение температуры T в базе гетероперехода, смещенного в обратном направлении, можно описать формулой [13,14]

$$T(x, t) = I_{\text{обр}}(t)U_{\text{обр}} \frac{1}{\lambda s} (l - x) + T_0, \quad (3)$$

где T_0 — заданная температура термостатом гетеропереходу, $I_{\text{обр}}$ — обратный ток, $U_{\text{обр}}$ — обратное напряжение, λ — коэффициент теплопроводности кремния, s — площадь перехода, l — слой, примыкающий к переходному L_i -слою между ВСМ и Si(Mn).

Толщина этого слоя обычно равна нескольким диффузионным длинам свободного пробега носителей заряда (электронов) [14]. Рассеивание мощности в этом слое наиболее значительно.

Рассмотрим оценочное распределение температуры при граничных условиях по длине базы гетероперехода по формуле (3) при значениях параметров, взятых из [14]. На первый взгляд из формулы (3) вытекает, что для значения тока во времени T_{max} при $x = 0$ и $T = T_0$ при $x = l$. Такие граничные условия вытекают из зонной диаграммы, которая построена на основании исследования распределения потенциала и распространения тепла в обратносмещенном контакте [9,10,14]. Дополнительным подтверждением этому является хорошо заметное кипение азота только при одной приконтактной области [9,10]. Из сказанного выше следует, что протекаемый ток вызывает рассеивание мощности

в переходной области и примыкающей к нему области длиной свободного пробега (порядка 2 nm, расчеты приведены в [14]).

Значения градиентов температур в переходном слое способствуют выбросу прилипших электронов из донорных уровней в зону проводимости, и в течение времени жизни электронов τ_n весь протекаемый ток будет состоять из дрейфового тока, обусловленного генерацией носителей в переходной области (ставшей обедненной), и диффузионного (электронного) тока, обусловленного генерацией носителей в слое (с длиной свободного пробега) базы (Si(Mn)) и их диффузией к обратносмещенному переходу. При этом, естественно, повторное прилипание электронов на донорные уровни марганца исключено, и тем самым рекомбинация электронов через неконтролируемые центры с дырками в валентной зоне приводит к уменьшению проводимости указанного слоя базы. А это вызывает утолщение высокоомного слоя, что ведет к перераспределению электрического поля в базе диода.

При этом, однако, должен наступить момент, когда значение напряженности электрического поля в переходном слое станет намного меньше значений $10^5 - 10^6$ V/cm, что приведет к срыву явлений ударной ионизации в базовой области диода. Это означает, что инжектированные дырки из слоя ВСМ, возможно, при пролете переходного слоя и при входе в слой базы легированного марганцем кремния не обладают энергией, достаточной для генерации электронно-дырочных пар. В результате величина фототока резко снижается на несколько порядков. Такое снижение фототока указывает на то, что нагревом (внешним и внутренним) можно увеличить физическое расстояние между электродами L_i , до технологической длины L (до геометрической длины базы диода), при этом происходит резкое фотоэлектрическое гашение ФП, приводящее к релейному эффекту.

Заключение

Проведенное обсуждение особенностей усиления и гашения фотопроводимости в гетероструктурах $Mn_4Si_7-Si(Mn)-Mn_4Si_7$ и $Mn_4Si_7-Si(Mn)-M$ дает возможность сделать следующие выводы.

1. При низких температурах высокоомная базовая область структур ВСМ-Si(Mn)-ВСМ или ВСМ-Si(Mn)-M при освещении собственным светом становится низкоомным проводящим слоем к переходной области структур.

2. В физическом смысле исследуемая реальная структура приобретает вид ВСМ- i - p -ВСМ или ВСМ- i - p -M, где в i -области (переходном слое) осуществляется режим ударной ионизации и тем самым происходит усиление ФП.

3. Резкое снижение (гашение) ФП в области температур 180–220 К связано с утолщением высокоомной области базы (как бы удлинением межэлектродного

расстояния L) и уменьшением напряженности электрического поля, что приводит к срыву явлений ударной ионизации в базовой области диода, которая, в свою очередь, создает релейный эффект.

Список литературы

- [1] Адашева С.И., Абдуллаев И., Вязмина Е.А. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 1993. Т. 57. № 2. С. 133.
- [2] Kamilov T.S., Sadullaev B.L., Ganiev U.Sh., Kamilov B.T. // Semicond. Sci. Technol. 1998. Vol. 13. P. 496–499.
- [3] Kamilov T.S., Chirva V.P., Kabilov D.K. // Semicond. Sci. Technol. 1999. Vol. 14. P. 1012–1017.
- [4] Бахадырханов М.К., Камиллов Т.С., Хусанов А.Ж., Ивакин Г.И., Занавескина И.С. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2002. № 6. С. 100–103.
- [5] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962.
- [6] Рыбкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963.
- [7] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах. Кн. 2. Пер. с англ. 2-е изд, перераб. и доп. М.: Мир, 1984.
- [9] Шукурова Д.М., Орехов А.С., Шарипов Б.З., Клечковская В.В., Камиллов Т.С. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 10. С. 44–49.
- [10] Шукурова Д.М., Камиллов Т.С., Шарипов Б.З. // УФЖ. 2011. Вып. 13. № 1. С. 13–18.
- [11] Полупроводниковые формирователи сигналов изображения / Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле, М. Уайта. М.: Мир, 1979.
- [12] Баранов А.М., Малов Ю.А., Терешин С.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 21.
- [13] Зайцев Ю.В., Громов В.С., Григориаш Т.С. Полупроводниковые термоэлектрические преобразователи. М.: Радио и связь, 1985. 120 с.
- [14] Камиллов Т.С., Клечковская В.В., Шарипов Б.З., Турев А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 140–142.