

03

## Сравнительное исследование латерального фотовольтаического эффекта в структурах $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$

© Т.А. Писаренко<sup>1,2</sup>, В.В. Балашев<sup>1,2</sup>, В.А. Викулов<sup>1</sup>, А.А. Димитриев<sup>1,2</sup>, В.В. Коробцов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДО РАН, Владивосток, Россия

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

E-mail: tata\_dvo@iacp.dvo.ru

(Поступила в Редакцию 9 февраля 2018 г.)

В окончательной редакции 16 февраля 2018 г.)

Представлены результаты сравнительного исследования латерального фотовольтаического эффекта в структурах  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ . В обеих структурах латеральное фотонапряжение максимально вблизи измерительных контактов, но имеет противоположный знак. При смещении светового пятна от измерительных контактов оно линейно меняется в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и экспоненциально затухает в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ . Установлено, что инверсия полярности фотонапряжения при смене типа проводимости кремния обусловлена наличием интерфейсных состояний на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Обнаружено, что для обеих структур наблюдается экстремальная толщинная зависимость фотонапряжения с оптимальной толщиной пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \sim 50 \text{ nm}$ .

Работа частично поддержана Комплексной программой фундаментальных исследований ДВО РАН „Дальний Восток“ 2018–2020 гг. № 18-3-022 (0226-18-0031).

DOI: 10.21883/FTT.2018.07.46114.037

### 1. Введение

Латеральный фотовольтаический эффект (ЛФЭ) в полупроводниковых структурах интенсивно исследуется в течение длительного времени в связи с его широким практическим применением в оптоэлектронных устройствах [1–5]. ЛФЭ возникает при неравномерном освещении  $pn$ -перехода в результате латеральной диффузии и рекомбинации фотогенерированных электронно-дырочных пар [1–4]. Подобный эффект также исследовался в структурах металл–полупроводник (МП) [6–11] и металл–оксид–полупроводник (МОП) [12–18]. Этот эффект применяется в позиционно-чувствительных детекторах, поскольку при смещении светового пятна латеральное фотонапряжение меняется линейно [1,4,5].

Генерируемое фотонапряжение, как правило, измерялось на контактах, расположенных со стороны, противоположной освещению [2–7]. Однако недавно было показано [8,9,12,13], что чувствительность ЛФЭ в структурах МП и МОП может быть увеличена при освещении и расположении контактов со стороны пленки металла. Например, в структурах  $\text{Ti/Si}$  и  $\text{Co/Si}$  чувствительность ЛФЭ, измеренная со стороны металла, в  $\sim 1.45$  раза больше по сравнению с аналогичной характеристикой, измеренной со стороны кремния [13]. Введение в структуру  $\text{Co/Si}$  туннельно-тонкого слоя  $\text{SiO}_2$  также способствует увеличению чувствительности ЛФЭ [8,9,13]. На основании теоретических расчетов авторы [13] пришли к заключению, что использование в МОП-структурах металлов с большой работой выхода и высоким удельным сопротивлением приводит к усилению ЛФЭ.

В этой связи представляет интерес структура  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ , поскольку работа выхода электронов в магнетите ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) равна  $5.2 \text{ eV}$  [19], а его удельное сопротивление достигает  $200 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$  [20]. Действительно, в появившейся недавно работе [17] показано, что в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  чувствительность ЛФЭ имеет высокое значение  $32.5 \text{ mV/mm}$ , которое сопоставимо с величинами, полученными на структурах  $\text{Me/SiO}_2/\text{Si}$  [8,9,12,13], и превышающее чувствительность ЛФЭ в структурах  $\text{Me/Si}$  [6,7,10].

Большинство работ по исследованию ЛФЭ было выполнено в МП и МОП структурах на основе  $n\text{-Si}$  [8–10,12–14,16,17], тогда как в структурах на основе  $p\text{-Si}$  подобные исследования проводились в меньшем объеме [6,7,10,15]. Это обусловлено большей практической значимостью кремния  $n$ -типа для фотовольтаики из-за превышения времени жизни неосновных носителей в нем по сравнению с кремнием  $p$ -типа [18]. Хотя недавно было обнаружено [18], что в структуре  $\text{Ni/SiO}_2/\text{Si}$  зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна не только линейна на подложках обоих типов проводимости, но величина латерального фотонапряжения в структуре  $\text{Ni/SiO}_2/p\text{-Si}$  в 4 раза больше, чем в структуре  $\text{Ni/SiO}_2/n\text{-Si}$ .

В настоящей работе приведены результаты сравнительного исследования ЛФЭ в  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  структурах. Было обнаружено, что в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  фотонапряжение линейно меняется при перемещении светового пятна между контактами, тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  оно быстро

затухает при смещении светового пятна от контактов. При смене типа проводимости кремния наблюдается инверсия полярности фотонапряжения, которая объясняется тем, что в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  встроенное поле направлено от кремния к магнетиту, тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  — от магнетита к кремнию, что обусловлено наличием интерфейсных состояний на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Для обеих структур наблюдается экстремальная зависимость фотонапряжения от толщины пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  с локализацией максимума вблизи  $\sim 50$  nm. Предполагается, что в  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$  структурах, из-за высокого удельного сопротивления магнетита, характеристики латерального фотоэффекта определяются процессами латеральной диффузии избыточных фотогенерированных носителей вытянутых встроенным полем барьера из объема кремния в область, прилегающую к границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , а роль пленки магнетита сводится лишь к формированию изгиба зон в этой области.

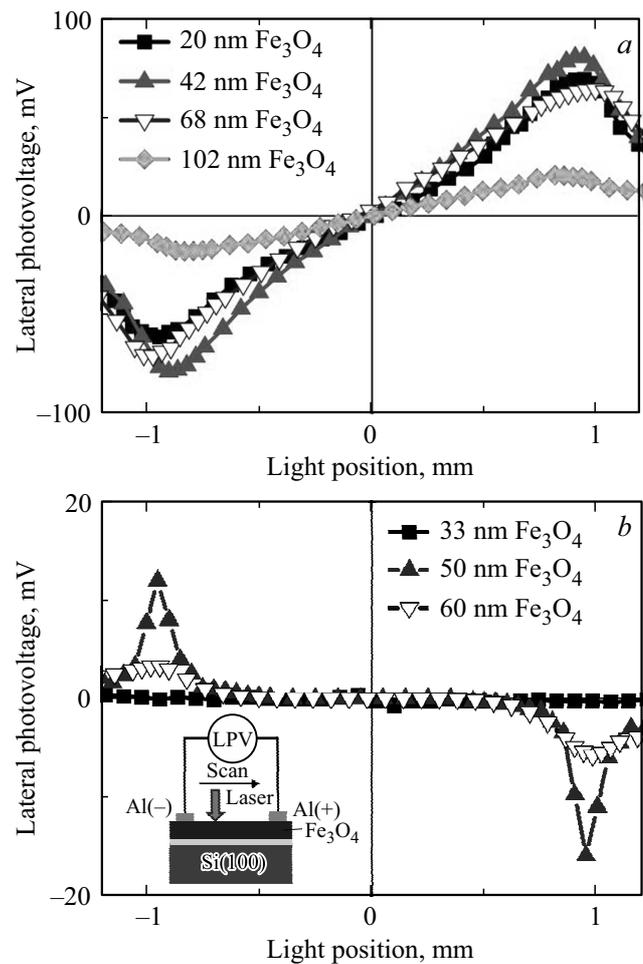
## 2. Методика эксперимента

Поликристаллические пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  различной толщины (20–100 nm) были выращены на окисленной поверхности  $\text{Si}(001)$  в высоковакуумной установке „Катунь“ методом реактивного осаждения Fe в атмосфере  $\text{O}_2$ . Условия и параметры синтеза пленок магнетита подробно изложены в работе [21]. Были использованы кремниевые подложки  $\text{Si}(100)$  легированные фосфором ( $\rho = 7.5 \Omega \cdot \text{cm}$ ) и бором ( $\rho = 4.5 \Omega \cdot \text{cm}$ ). Туннельный слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 1.5 nm был получен кипячением кремниевой подложки в азотной кислоте в течение 5 min на заключительной стадии влажной химической очистки.

Для изучения ЛФЭ использовали He:Ne лазер ( $\lambda = 633$  nm,  $P = 0.3$  mW) и универсальный измерительный прибор Keithley-2000. Диаметр лазерного пятна был равен приблизительно  $60 \mu\text{m}$ . Алюминиевые контакты наносились на пленку  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  термическим распылением в виде полосок длиной 2 mm и шириной 1 mm, расстояние между которыми было 2 mm.

## 3. Результаты

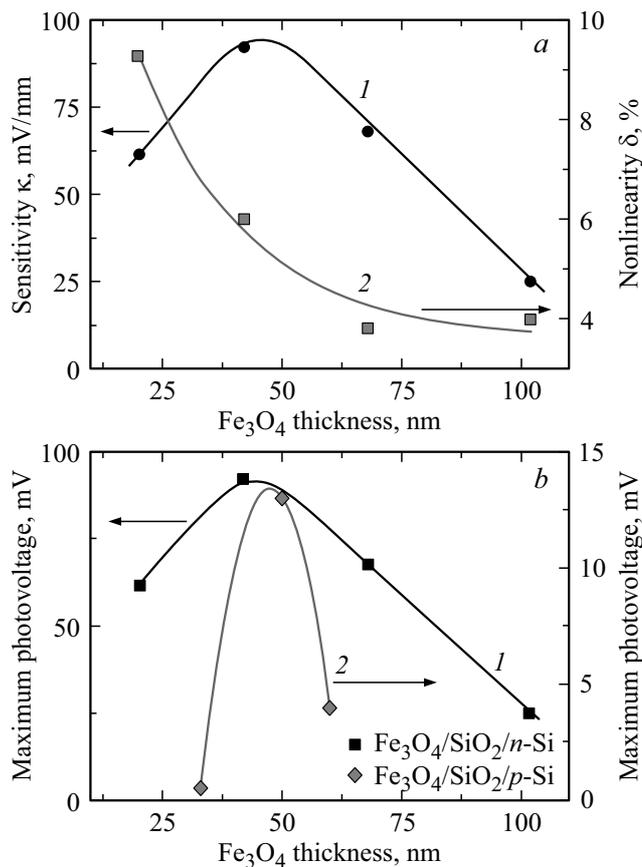
Зависимости латерального фотонапряжения от положения лазерного пятна на поверхности пленки магнетита в структурах  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  с пленками  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  различной толщины представлены на рис. 1, *a* и 1, *b*, соответственно. При сравнении рис. 1, *a* и рис. 1, *b*, можно видеть, что максимальная величина фотонапряжения вблизи контактов в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  в 6.7 раза выше, чем в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ . Кроме того, при смене типа проводимости кремния наблюдается изменение полярности фотонапряжения, так же как в структурах  $\text{CoNi}/\text{Si}$  [10] и  $\text{Ni}/\text{SiO}_2/\text{Si}$  [18].



**Рис. 1.** Зависимости латерального фотонапряжения от положения светового пятна в структурах с различной толщиной пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ : *a* —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и *b* —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  (на вставке показана схема измерения ЛФЭ).

Тип проводимости кремниевой подложки влияет также и на характер зависимости латерального фотонапряжения от положения светового пятна. В структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  эта зависимость линейна (рис. 1, *a*), тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  латеральное фотонапряжение быстро затухает при удалении светового пятна от контактов (рис. 1, *b*) по экспоненциальному закону  $LPV = A \exp[-x/L_{\text{eff}}]$ , где  $LPV$  — латеральное фотонапряжение,  $x$  — положение светового пятна между контактами,  $L_{\text{eff}}$  — длина диффузионного смещения неосновных носителей, которая равна  $\sim 100 \mu\text{m}$ .

Линейные зависимости ЛФЭ наблюдались и в МОП структурах на основе  $n\text{-Si}$  с пленками металлов  $\text{Co}$  [8,12,13],  $\text{Ti}$  [13],  $\text{Au}$  [14],  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  [17],  $\text{Ni}$  [18]. Такие зависимости характеризуются чувствительностью  $\kappa = d(LP\text{V})/dx$  [13,16] и нелинейностью  $\delta = 2\sigma/F$  [4,6,13], где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение на линейном участке,  $F$  — максимальная измеренная величина латерального фотонапряжения. Нелинейность и чувствительность ЛФЭ в структу-



**Рис. 2.** *a* — зависимости от толщины пленки магнетита: 1 — чувствительности и 2 — нелинейности ЛФЭ в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ . *b* — зависимости максимального фотонапряжения вблизи контактов от толщины пленки магнетита в структурах 1 —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и 2 —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ .

ре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  в зависимости от толщины пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , приведены на рис. 2, *a*. Из этого рисунка можно видеть, что с увеличением толщины пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  от 20 до 100 nm нелинейность экспоненциально уменьшается от 9.3 до 4%, а чувствительность сначала растет, а затем убывает. Подобные зависимости чувствительности от толщины ранее наблюдались в структурах с пленками Co [8,12], Ti [13], Ni [18]. Нелинейная зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  оказалась несколько неожиданным результатом, поскольку можно было ожидать поведение подобное описанному в [18], где в структуре  $\text{Ni}/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  зависимость фотонапряжения была линейной, а максимальное фотонапряжение даже больше, чем в структуре  $\text{Ni}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ .

На рис. 1 также видно, что в структурах  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  величина максимального фотонапряжения вблизи контактов зависит от толщины пленки магнетита. Вид этих зависимостей показан на рис. 2, *b*, из которого можно видеть, что для обеих структур имеется оптимальная толщина пленки  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \sim 50$  nm, при отклонении от которой в сторону меньших

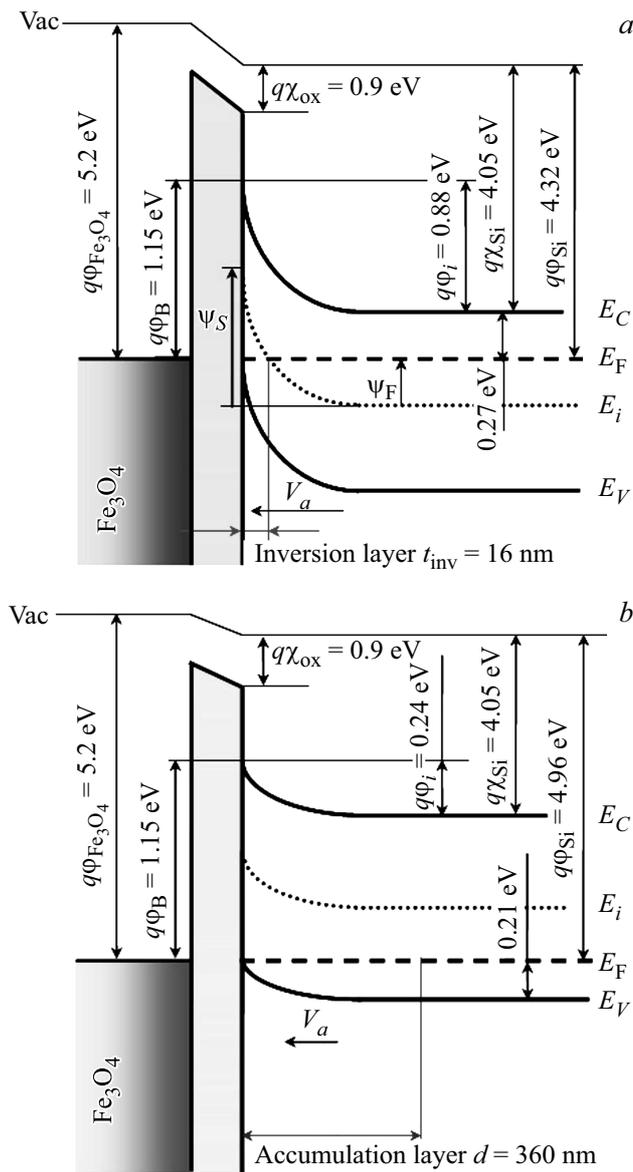
и больших значений фотонапряжения уменьшается. Причем тип проводимости кремния не влияет на положение максимума. Подобные зависимости являются характерными и для ЛФЭ в структурах  $\text{Me-SiO}_2\text{-Si}$  [8,12,13,18]. Рост латерального фотонапряжения в области малых толщин металлической пленки объясняется изменением высоты встроенного барьера на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , а уменьшение латерального фотонапряжения в области больших толщин связывается с увеличением проводимости металлической пленки и эффектом закорачивания [18].

Таким образом, представленные выше результаты указывают на существенную зависимость ЛФЭ от типа проводимости кремниевой подложки в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ , что проявляется в величине латерального фотонапряжения, его знаке, а также характере зависимости при перемещении светового пятна между контактами. Информация о причинах этих различий может быть получена из рассмотрения энергетических зонных диаграмм структур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ , на основе которых анализируются процессы генерации, разделения и латеральной диффузии фотогенерируемых электронно-дырочных пар.

#### 4. Обсуждение

Согласно теории ЛФЭ [1–3,5], при неоднородном облучении металлической пленки в структуре  $\text{Me}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ , в области облучения кремния происходит генерация электронно-дырочных пар, которые диффундируют в область пространственного заряда Si, где они разделяются встроенным полем. Величина и направление этого поля зависят от величины и знака встроенного потенциала  $q\phi_i$ , определяемого разностью работ выхода электронов из металла и кремния. Причем работа выхода из кремния зависит от типа легирующей примеси и ее концентрации.

В этой работе мы использовали подложки кремния, легированные фосфором и бором. Работа выхода электронов из Si может быть оценена с помощью уравнения  $q\phi_s = q\chi_{\text{Si}} + (E_F - E_C)$ , где  $q\chi_{\text{Si}} = 4.05$  eV — сродство к электрону атомов кремния и  $E_F - E_C$  — расстояние от уровня Ферми до края зоны проводимости. В случае  $n\text{-Si}$   $E_C - E_F = kT \ln(N_C/N_D)$ , где  $N_C$  — эффективная плотность состояний у края зоны проводимости ( $N_C = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  при 300 K [22]),  $N_D$  — концентрация электронов при комнатной температуре. Таким образом, для  $n\text{-Si}(001)$  с удельным сопротивлением  $\rho = 7.5 \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $N_D = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и  $E_F - E_C = 0.27$  eV работа выхода электронов будет равна 4.32 eV. В случае  $p\text{-Si}$   $E_C - E_F = E_g - (E_F - E_V)$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны кремния [22],  $E_F - E_V$  — расстояние от верхнего края валентной зоны до уровня Ферми, рассчитанное из  $E_F - E_V = kT \ln(N_V/N_A)$ , где  $N_V$  — эффективная плотность состояний у края валентной зоны ( $N_V = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  при 300 K [22]). Для



**Рис. 3.** Зонные диаграммы в термодинамическом равновесии для структур: *a* — Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si и *b* — Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/p-Si.

*p*-Si(001) с удельным сопротивлением  $\rho = 4.5 \Omega \cdot \text{см}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $E_F - E_V = 0.21 \text{ eV}$  работа выхода равна 4.96 eV. Работа выхода электрона из магнетита равна 5.2 eV [19]. Используя эти данные, мы получили значения встроенного потенциала 0.88 и 0.24 eV, соответственно для структур Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si и Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/p-Si. Положительный знак встроенного потенциала указывает на то, что в обеих структурах на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si зоны должны быть изогнуты вверх, и встроенное поле направлено от кремния к пленке магнетита.

На основании этих данных мы построили зонные диаграммы структур Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si и Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/p-Si в условиях термодинамического равновесия, которые представлены на рис. 3, *a* и 3, *b* соответственно. Из рассмотрения зонных диаграмм можно видеть, что в

структуре Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/n-Si зоны сильно изогнуты вверх, в результате чего на границе раздела SiO<sub>2</sub>/n-Si формируется инверсионный слой ( $\psi_S > \psi_F$ , на рис. 3, *a*  $\psi_S = E_i(0) - E_i = 0.88 \text{ eV}$  и  $\psi_F = E_F - E_i = 0.29 \text{ eV}$ ). Тогда как в структуре Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/p-Si, при изгибе зон вверх, на границе раздела SiO<sub>2</sub>/p-Si формируется обогащенный слой (рис. 3, *b*). Изгиб зон вверх указывает на то, что в обеих структурах встроенное поле вытягивает к границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si носители заряда одного и того же типа, и, следовательно, фотонапряжение должно иметь одну и ту же полярность. Однако, результаты наших экспериментов показывают, что знак фотонапряжения зависит от типа проводимости кремниевой подложки (рис. 1). И это наблюдение согласуется с результатами работ по исследованию латерального фотонапряжения в структурах CoNi/Si [10] и Ni/SiO<sub>2</sub>/Si [18]. Согласно представлениям работы [18], инверсия полярности фотонапряжения при смене типа проводимости кремниевой подложки связана с изменением направления изгиба зон на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si. В структуре Ni/SiO<sub>2</sub>/n-Si зоны изогнуты вверх, и к границе раздела SiO<sub>2</sub>/n-Si вытягиваются фотогенерированные дырки, тогда как в структуре Ni/SiO<sub>2</sub>/p-Si зоны изогнуты вниз, и к границе раздела SiO<sub>2</sub>/p-Si вытягиваются фотогенерированные электроны. Иначе говоря, встроенное поле в структуре на основе n-Si направлено от кремния к металлической пленке, а в структуре на основе p-Si — от пленки металла к кремнию. Такой подход, применительно к структуре Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si, предполагает, что, в случае кремниевой подложки *p*-типа, зоны на границе раздела SiO<sub>2</sub>/p-Si должны быть изогнуты вниз, а не вверх как это было получено из расчета энергетических зонных диаграмм для идеализированного случая (рис. 3, *b*), без учета факторов, приводящих к уменьшению высоты барьера, например, таких как поперечное фотонапряжение ( $V_a$ ) при освещении [1,2,23] или наличие интерфейсных состояний на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si [22,24–28].

Известно, что при освещении встроенный потенциал понижается на величину  $qV_a$  [23]:

$$qV_a = kT \ln \left[ 1 + \frac{\Phi_0}{sn_0} \left( a - \frac{\exp(-ad)}{1 + \alpha L_{\text{eff}}} \right) \right], \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — заряд электрона,  $\Phi_0$  — плотность потока фотонов на поверхности кремния,  $s = v_T/4$  ( $v_T$  — средняя тепловая скорость носителей),  $n_0$  — концентрация основных носителей на границе раздела SiO<sub>2</sub>/p-Si в неосвещенном состоянии,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $d$  — толщина области пространственного заряда,  $L_{\text{eff}}$  — диффузионная длина неосновных носителей.  $\Phi_0$ , величина определяемая мощностью  $P$ , длиной волны  $\lambda$  и диаметром пучка  $r$  лазерного излучения как  $\Phi_0 = P\lambda/(1.24\pi r^2 q)$ . Подстановка численных значений наших структур и параметров освещения в выражение (1) дает величину  $qV_a$  равную  $2.6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$ , что явно недостаточно для смены направления встроенного поля.

Другой причиной изменения направления изгиба зон может быть закрепление уровня Ферми на интерфейсных состояниях на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , которые начинают проявлять себя, когда их плотность ( $N_{ss}$ ) превышает  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  [22,24]. В структурах с ультратонким слоем  $\text{SiO}_2$  ( $t_{\text{ox}} = 1-2 \text{ nm}$ ), полученным кипячением в концентрированной  $\text{HNO}_3$ , плотность интерфейсных состояний выше, чем  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [24,25]. При таких значениях  $N_{ss}$  высота барьера в структурах на  $n$ -Si и  $p$ -Si понижается, соответственно, на  $\sim 0.3$  и  $\sim 0.33 \text{ eV}$  [24]. Принимая во внимание эти данные, мы получили для наших структур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  высоты барьера равные 0.85 и 0.82 eV, соответственно. Интересно отметить, что практически такие же значения высоты барьера были экспериментально получены для гетероструктур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/n\text{-Si}$  [26,27] и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/p\text{-Si}$  [28]. Уменьшение экспериментально определенной высоты барьера относительно теоретической ( $q\phi_B = 1.15 \text{ eV}$ ), авторы работы [27] также связывают с наличием интерфейсных состояний на границе раздела и закреплением уровня Ферми на них.

На рис. 4, *a* и 4, *b* представлены зонные диаграммы с учетом интерфейсных состояний для структур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ , соответственно. Эти рисунки показывают, что, действительно, учет интерфейсных состояний в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  приводит к тому, что встроенный потенциал имеет отрицательный знак  $q\phi_i = -0.09 \text{ eV}$ , и направление изгиба зон меняется, в результате на границе раздела  $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  формируется обедненный слой  $p^-$ -типа. Направление встроенного поля также меняется, и к границе раздела  $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  вытягиваются фотогенерированные электроны, а не дырки, как в идеализированном случае. Что касается структуры  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ , то в ней изгиб зон лишь уменьшается до 0.58 eV, а вблизи границы раздела  $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  сохраняется инверсионный слой ( $\psi_S > \psi_F$ , на рис. 4, *a*  $\psi_S = 0.58 \text{ eV}$ ,  $\psi_F = 0.29 \text{ eV}$ ), как и в идеализированном случае (рис. 3, *a*). Таким образом, лишь с учетом интерфейсных состояний на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , встроенные поля в структурах  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  имеют разное направление и обеспечивают инверсию полярности фотонапряжения.

Максимальная величина латерального фотонапряжения наблюдается вблизи контактов и, как видно на рис. 1, в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  она в 6.7 раза больше, чем в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ , при одной и той же толщине пленки магнетита (50 nm). Подстановка в выражение (1) значений концентрации основных носителей на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  для структур  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ , дает величины  $qV_a$  равные 0.4 и  $3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ , соответственно, которые и обуславливают наблюдаемое различие фотонапряжения вблизи контактов, поскольку из теории ЛФЭ известно [1,2], что латеральное фотонапряжение возрастает с увеличением поперечного фотонапряжения.

Как было отмечено выше, в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  наблюдается линейная зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна (рис. 1, *a*),

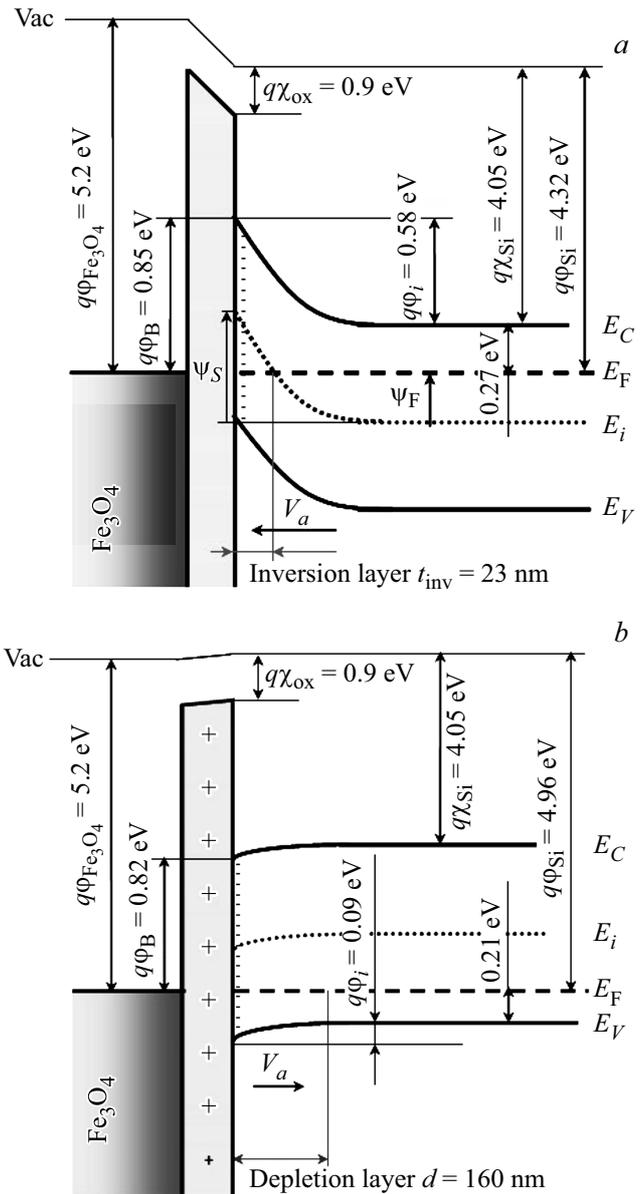


Рис. 4. Зонные диаграммы с учетом интерфейсных состояний для структур *a* —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и *b* —  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ .

тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  — экспоненциально спадающая (рис. 1, *b*). Причину такого различия можно понять, полагая, что металлическая пленка на поверхности МОП структуры служит лишь для создания поверхностного изгиба зон в области кремния, прилегающей к границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , а сам процесс генерации латерального фотонапряжения проходит в приповерхностной области кремния. В зависимости от степени изгиба зон, в приповерхностной области кремния формируются инверсионный, обедненный или обогащенный слои, и образуются переходы типа  $pn$ ,  $p^-p(n^-n)$  или  $p^+p(n^+n)$ , к которым и применима теория ЛФЭ [1–3]. Так, в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/n\text{-Si}$  (рис. 3, *a*), вблизи границы раздела  $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  образуется  $pn$ -переход,

состоящий из инверсионного слоя и объема кремния. При этом избыточные фотогенерированные носители будут основными как в области  $p$ -типа, так и в области  $n$ -типа. Для этой структуры, в рамках диффузионной теории латерального фотоэффекта [1–3], линейная зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна выводится из уравнения непрерывности полного тока основных носителей и имеет следующий вид:

$$LPV = K_1 \left[ e^{\beta|\varphi_i|} \right] (|x_1| - |x_2|), \quad (2)$$

где  $K_1$  — коэффициент пропорциональности;  $\beta = q/kT$ ;  $\varphi_i$  — встроенный потенциал;  $x_1, x_2$  — расстояния от точки освещения до контактов. Из выражения (2) видно, что величина латерального фотонапряжения экспоненциально возрастает с увеличением встроенного потенциала и линейно меняется между контактами, проходя через ноль в центральной точке ( $x_1 = x_2$ ), что и наблюдается в эксперименте для структуры  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ , рис. 1, *a*. С другой стороны, в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  (рис. 3, *b*), вблизи границы раздела  $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  формируется  $p^-p$ -переход, состоящий из обедненного слоя и объема кремния. В этом случае избыточные фотогенерированные электроны будут неосновными в обедненном  $p^-$ -слое, а остающиеся в объеме кремния  $p$ -типа фотогенерированные дырки — основными. В результате латеральная диффузия фотогенерированных носителей вдоль границы раздела  $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  будет ограничена неподвижными электронами в обедненном слое  $p^-$ -типа [1,29], что и приводит к нелинейной зависимости латерального фотонапряжения от положения светового пятна, которая теперь выводится из уравнения непрерывности, определяемого законами диффузии неосновных носителей в обедненном слое, и имеет вид [3,30]:

$$LPV = K_2 \left[ 1 - e^{-\beta|\varphi_i|/2} \right] \left( e^{-|x_1|/L_{\text{eff}}} - e^{-|x_2|/L_{\text{eff}}} \right), \quad (3)$$

где  $K_2$  — коэффициент пропорциональности;  $x_1, x_2$  — расстояния от точки освещения до контактов;  $L_{\text{eff}}$  — эффективная длина диффузии носителей в приповерхностном слое кремния. В случае  $L_{\text{eff}} = L_{\text{opt}}$ , где  $L_{\text{opt}}$  соответствует диффузионной длине основных носителей, эта зависимость может быть приведена к виду (2). Нарушение линейности ЛФЭ возникает при условии  $L_{\text{eff}} < L_{\text{opt}}$  [30]. Оценка величин  $L_{\text{eff}}$  и  $L_{\text{opt}}$  для нашего случая дает значения  $\sim 100$  и  $\sim 3000 \mu\text{m}$ , соответственно. Малое значение  $L_{\text{eff}}$  в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ , объясняется тем, что фотогенерированные электроны, вытянутые встроенным полем в обедненный слой, создают там отрицательный объемный заряд, а оставшиеся в области объемного Si  $p$ -типа фотогенерированные дырки — положительный объемный заряд. В результате происходит существенное ограничение диффузии из-за электростатических сил притяжения [29]. Именно малое значение  $L_{\text{eff}}$ , на порядок меньшее, чем расстояние между контактами, приводит к быстрому затуханию и отсутствию фотонапряжения в центральной части зависимости фотонапряжения от положения светового пятна в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  (рис. 1, *b*).

## 5. Заключение

Таким образом, исследование ЛФЭ в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$  с разным типом проводимости кремниевой подложки показало, что в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  с инверсионным слоем зависимость ЛФЭ от положения лазерного пятна является линейной, тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  с обедненным слоем латеральное фотонапряжение имеет противоположный знак и быстро затухает при удалении лазерного пятна от контактов. Причиной такого различия является тип фотогенерированных носителей, вытянутых встроенным полем в прилегающий к границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  слой кремния и латерально диффундирующих по нему: так в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  — это дырки в инверсионном слое  $p$ -типа, тогда как в структуре  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  — это электроны в обедненном слое  $p^-$ -типа. Показано, что инверсия полярности фотонапряжения в структурах  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$  связана с наличием интерфейсных состояний на границе раздела  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , понижающих высоту встроенного барьера и тем самым определяющих направление встроенного поля.

## Список литературы

- [1] J.T. Wallmark. Proc. IRE **45**, 474 (1957).
- [2] G. Lucovsky. J. Appl. Phys. **31**, 1088 (1960).
- [3] П.П. Коноров, Ю.А. Таранов. В сб.: Уч. записки ЛГУ **370**, 17, 114. Сер. физ. Вопросы электроники твердого тела. Изд-во ЛГУ, Л. (1974).
- [4] E. Fortunato, G. Lavareda, R. Martins, F. Soares, L. Fernandes. Sens. Actuat. A **51**, 135 (1996).
- [5] D.J.W. Noorlag. *Lateral-photoeffect position-sensitive detectors*. Delft University of Technology. Delft, The Netherlands (1982).
- [6] J. Henry, J. Livingstone. J. Mater. Sci. Mater. Electron. **12**, 387 (2001).
- [7] J. Henry, J. Livingstone. J. Phys. D **41**, 165106 (2008).
- [8] S.Q. Xiao, H. Wang, Z.C. Zhao, Y.Z. Gu, Y.X. Xia, Z.H. Wang. Opt. Express **16** 6, 3798 (2008).
- [9] C.Q. Yu, H. Wang, S.Q. Xiao, Y.X. Xia. Opt. Express **17**, 24, 21712 (2009).
- [10] S.H. Wang, W.X. Wang, L.K. Zou, X. Zhang, J.W. Cai, Z.G. Sun, B.G. Shen, J.R. Sun. Adv. Mater. **26**, 8059 (2014).
- [11] S.H. Wang, X. Zhang, L.K. Zou, J. Zhao, W.X. Wang, J.R. Sun. Chin. Phys. B **24**, 107307 (2015).
- [12] S.Q. Xiao, H. Wang, Y.X. Xia, J.J. Lu, Q.Y. Lin, Z.H. Wang. New J. Phys. **10**, 033018 (2008).
- [13] C. Yu, H. Wang. Sensors **10**, 10155 (2010).
- [14] L. Chi, P. Zhu, H. Wang, X. Huang, X. Li. J. Opt. **13**, 015601 (2011).
- [15] J.P. Cascales, I. Martinez, D. Diaz, J.A. Rodrigo, F.G. Aliev. Appl. Phys. Lett. **104**, 231118 (2014).
- [16] S. Liu, X. Xie, H. Wang. Opt. Express **22**, 10, 11627 (2014).
- [17] X. Wang, B. Song, M. Huo, Y. Song, Z. Lv, Y. Zhang, Y. Wang, Y. Song, J. Wen, Y. Sui, J. Tang. RSC Adv. **5**, 65048 (2015).
- [18] X. Huang, C. Mei, J. Hu, D. Zheng, Z. Gan, P. Zhou, H. Wang. IEEE Electron Device Lett. **37**, 1018 (2016).

- [19] M. Fonin, R. Pentcheva, Yu.S. Dedkov, M. Sperlich, D.V. Vyalikh, M. Scheffler, U. Rüdiger, G. Güntherodt. *Phys. Rev. B* **72**, 104436 (2005).
- [20] V.A. Vikulov, A.A. Dimitriev, V.V. Balashev, T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov. *Mater. Sci. Eng. B* **211**, 33 (2016).
- [21] В.В. Балашев, В.А. Викулов, Т.А. Писаренко, В.В. Коробцов. *ФТТ* **57**, 12, 2458 (2015). [V.V. Balashev, V.A. Vikulov, T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov. *Phys. Solid State*, **57**, 12, 2532 (2015)].
- [22] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. Мир, М. (1984) ч. 1.
- [23] О.В. Константинов, Б.В. Царенков. *ФТП* **24**, 2126 (1990).
- [24] H. Angermann. *Appl. Surf. Sci.* **312**, 3 (2014).
- [25] S. Jurecka, H. Kobayashi, M. Takahashi, T. Matsumoto, E. Pincik. *Appl. Surf. Sci.* **258**, 8409 (2012).
- [26] A.R. Deniz, Z. Çaldıran, Ö. Metin, K. Meral, S. Aydoğan. *J. Colloid Interf. Sci.* **473**, 172 (2016).
- [27] S. Ghosh, P.C. Srivastava. *J. Electron. Mater.* **43**, 11, 4357 (2014).
- [28] Z. Çaldıran, A.R. Deniz, Y. Sahin, Ö. Metin, K. Meral, S. Aydoğan. *J. Alloy. Compd.* **552**, 437 (2013).
- [29] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*. Физматгиз, М. (1963). Гл. 12, с. 309.
- [30] V.S. Vasilev, N.B. Velchev. *Solid State Electron.* **20**, 999 (1977).

*Редактор Ю.Э. Кутаев*