

# ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МДП-СТРУКТУРЫ Fe/SiO<sub>2</sub>/n-Si НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Д. А. Смоляков<sup>а</sup>, М. В. Рауцкий<sup>а</sup>, И. А. Бондарев<sup>а\*</sup>, И. А. Яковлев<sup>а</sup>,

С. Г. Овчинников<sup>а,б</sup>, Н. В. Волков<sup>а</sup>, А. С. Тарасов<sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Институт физики имени Л. В. Киренского, Красноярский научный центр, Сибирское отделение Российской академии наук

660036, Красноярск, Россия

<sup>б</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет  
660041, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2022 г.,  
после переработки 23 мая 2022 г.  
Принята к публикации 23 мая 2022 г.

Были проведены исследования транспортных свойств МДП-структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/n-Si в виде диода Шоттки на переменном токе в магнитных полях до 9 Тл. Обнаруженный сдвиг максимумов на температурных зависимостях действительной части импеданса в магнитном поле, сопровождаемый эффектом магнитоимпеданса (МИ), происходит только при определенной ориентации поля относительно плоскости образца. Выявлено, что МИ связан с перезарядкой примесных состояний. Были рассчитаны энергии  $E_S$  примесных состояний в магнитном поле, а также в его отсутствии. Энергия примесных уровней нелинейно зависит от магнитного поля и может быть качественно описана в рамках теории гигантского эффекта Зеемана в разбавленных магнитных полупроводниках. Нельзя также исключать вклад других механизмов воздействия магнитного поля на транспорт в МДП-структурах на переменном токе и, в частности, на перезарядку примесных состояний, что требует дальнейшего исследования. Полученные результаты могут обеспечить более глубокое понимание природы магниторезистивных эффектов в полупроводниковых материалах и использоваться при разработке и создании новых устройств магнитоэлектроники.

DOI: 10.31857/S0044451022090176

EDN: ELVNVZ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Структуры металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) являются важным компонентом современной электроники. Они широко используются в полупроводниковой технологии и находят многочисленные применения в электронике [1], оптоэлектронике [2] и биоэлектронике [3]. МДП-структуры лежат в основе диодов [4], которые в настоящее время получили дальнейшее развитие в новый тип туннельных диодов, обладающих меньшим током обратного смещения и более высоким переходным током [5]. Изготовление полевых тран-

зисторов также связано с МДП-структурами [6]. На современном этапе развития технологии производства предлагаются различные решения для улучшения характеристик устройств на основе МДП, например, транзисторы с высокой подвижностью электронов с двойными изоляторами для уменьшения тока утечки на затворе, улучшения выходных и силовых характеристик [7]. Создание наноструктур расширило прикладной потенциал полупроводниковых приборов. Появилась возможность использовать нанопроволочные устройства для реализации квантовых и спин-зависимых транспортных эффектов в полупроводниковых приборах [8] и при изготовлении биосенсоров [9].

Гибридные структуры продолжают привлекать внимание исследователей в связи с широким спектром их применения для решения современных задач, в том числе энергетики [10]. Важным

\* E-mail: bia@iph.krasn.ru

направлением в этой области является изучение транспорта электронов и индуцированных магнитным полем эффектов, например, магнито-сопротивления (МС) [11, 12] и магнитоимпеданса (МИ) [13]. Системы с гигантским магнитоимпедансом (ГМИ) представляют значительный научный интерес, обусловленный существенным потенциалом для применения в магнитных сенсорах и других устройствах [14]. Кремний в настоящее время является наиболее широко используемым материалом для аналоговых и информационных схем и систем на кристалле. В МДП-структурах на основе кремния наблюдаются различные эффекты МС, например, 35-процентный отрицательный эффект МС в диоде Шоттки (Co<sub>2</sub>FeAl)/p-Si, обусловленный спин-зависимым транспортом в режиме обратного смещения [15] или связанный с кремнием эффект МС, описываемый слабой локализацией и другими механизмами квантового транспорта в Si, легированном Sb и облученном Xe<sup>+</sup> [16], и поликристаллическом кремнии-на-изоляторе (КНИ) [17].

Ранее мы сообщали об интригующих транспортных и магнитотранспортных свойствах структур металл/SiO<sub>2</sub>/Si [18]. Мы обнаружили влияние магнитного поля на структуры подобного типа и продемонстрировали возможность управления их сопротивлением с помощью напряжения смещения. Исследования показали, что возникновение МИ-эффекта нельзя объяснить ферромагнитным состоянием металлической пленки [19] и что эффект возникает независимо от типа и толщины изолятора в конструкции диодов Шоттки. Также мы наблюдали аналогичный эффект в структурах (КНИ) и установили, что величина эффекта в этих образцах выше [20]. На основании полученных результатов мы предположили, что это явление возникает из-за воздействия магнитного поля на зонную структуру диодов Шоттки [21]. На данный момент вопрос об изменении эффекта МИ при изменении величины и направления магнитного поля остается без ответа. Поскольку комплексные исследования в этой области отсутствуют, наши исследования могут помочь расширить понимание природы данного явления.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения эксперимента были изготовлены МДП-структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/n-Si и устройство в виде диода Шоттки на их основе. Поликристал-

лическая пленка Fe была нанесена на верхнюю часть легированной фосфором кремниевой пластины (100) с удельным сопротивлением 7.5 Ом·см ( $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) с использованием термического испарения. Подложки были очищены химическим методом, а затем помещены в ростовую камеру [22]. После этого подложки отжигались в условиях сверхвысокого вакуума (остаточное давление  $10^{-8}$  Па) при температуре 400 °С в течение 30 мин для удаления органических загрязнений с поверхности кремния. Подготовленная структура представляла собой подложку n-Si толщиной 350 мкм, слой оксида (SiO<sub>2</sub>) толщиной 2 нм и пленку железа толщиной 12 нм. На рис. 1 показано поперечное сечение просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) синтезированной структуры. Видно, что все структурные слои достаточно ровные, с четкими границами, без взаимной диффузии.

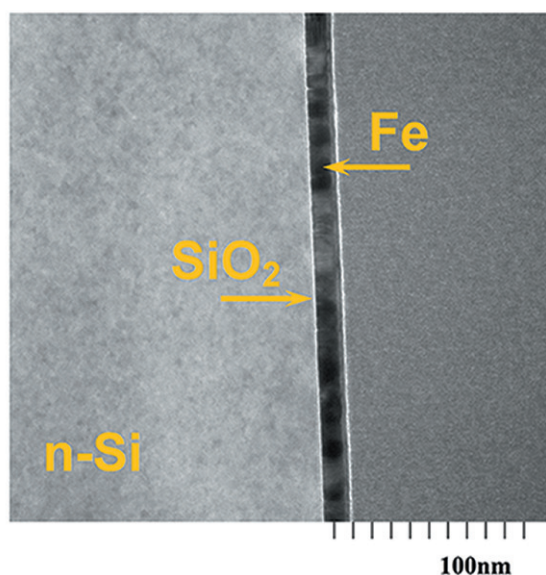


Рис. 1. ПЭМ изображение поперечного сечения интерфейсов структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/n-Si

На основе полученной структуры был изготовлен диод Шоттки размером  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ . Измерения импеданса структуры осуществлялись двухзондовым методом. На пленке Fe и подложке n-Si были сформированы омические контакты с использованием эпоксидного клея на основе серебра. Площадь контактных площадок составляла  $1 \text{ мм}^2$ . Схема устройства представлена на вставке к рис. 2.

Для измерения транспортных свойств на постоянном токе использовался двухканальный источник-мер Keithley 2634b. ВАХ МДП-структуры (рис. 2) имеют выпрямляющий характер, что свиде-

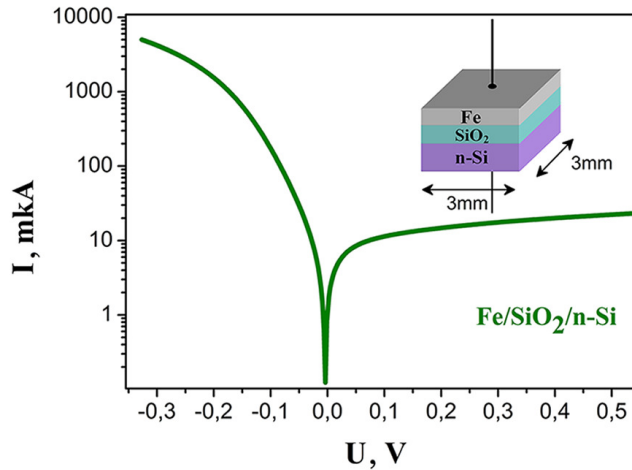


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики МДП-структуры. Вставка: схематичное изображение устройства

тельствует о формировании в кремнии области пространственного заряда и наличии барьера Шоттки на границе раздела. Транспортные и магнитотранспортные свойства образцов исследовались с помощью установки для измерения физических свойств Quantum Design (PPMS-9). Измерения проводились в диапазоне температур от 5 до 300 К во внешних магнитных полях до 9 Тл. Направление магнитного поля  $H$  менялось относительно плоскости образца и направления переменного тока. Измерения действительной и мнимой частей импеданса одновременно проводились на LCR-метре Agilent E4980. Частота переменного тока варьировалась в пределах 20 Гц–2 МГц.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании температурных зависимостей действительной части импеданса  $Z = R + iX$  на переменном токе был обнаружен пик на кривой  $R(T)$  ниже 50 К (рис. 3). Под действием магнитного поля  $H$  данный пик сдвигается в область более высоких температур. Сдвигка составляет около 2 К при магнитном поле 1 Тл. Подобные особенности импеданса хорошо известны из спектроскопии адмиттанса, основанной на измерениях действительной части адмиттанса на частотах и температурах, обеспечивающих скорость эмиссии носителей с ловушек сравнимую с частотой измерений [23].

Пики на кривой  $R(T)$  можно объяснить наличием примесных состояний и их участием в эмиссии/захвате носителей. Когда при определенной температуре уровень Ферми  $E_F$  начинает пересекать

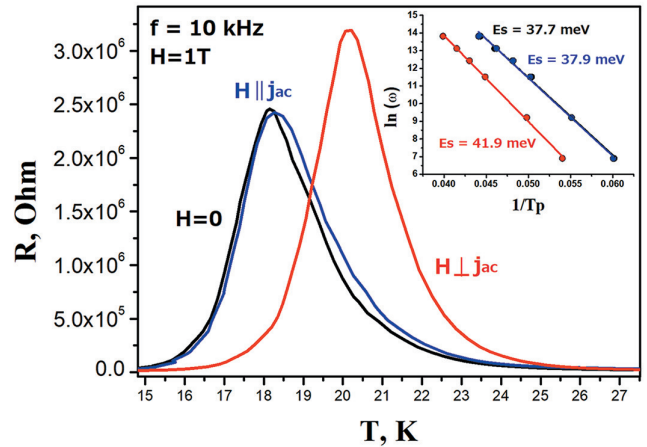


Рис. 3. Температурная зависимость действительной части импеданса  $R(T)$  без поля и в поле  $H = 1$  Тл в двух направлениях. Вставка: зависимость  $\ln(\omega)$  от обратной пиковой температуры для определения энергетических уровней примесных состояний

уровни энергии поверхностных состояний  $E_S$ , переменное смещение  $V_{ac}$  модулирует положение  $E_S$  относительно  $E_F$ , инициируя захват/эмиссию электронов с поверхностных центров в зону проводимости (рис. 4).

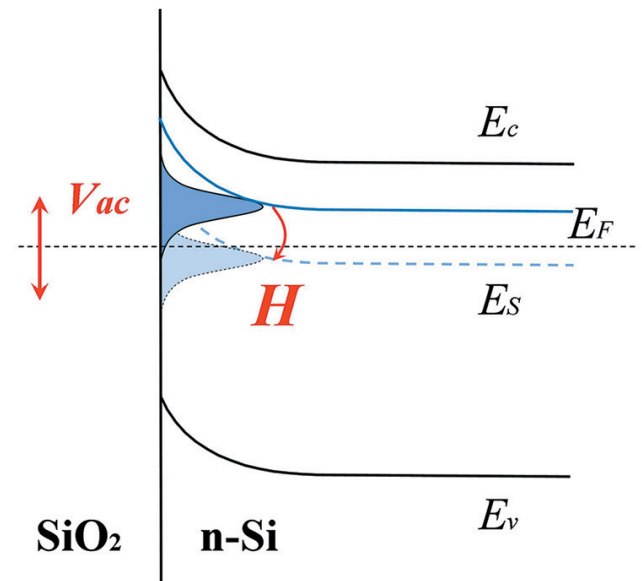


Рис. 4. Схема зонной диаграммы образца.  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_S$  — примесные уровни,  $H$  — магнитное поле,  $V_{ac}$  — приложенное переменное напряжение

Максимум на  $R(T)$  должен соответствовать  $\omega\langle\tau_0\rangle = 1$ , где  $\omega = 2\pi f$  — угловая частота  $V_{ac}$ , а  $\langle\tau_0\rangle$  — среднее время релаксации, определяющее зарядку/разрядку интерфейсного состояния.

Изменение положения пика в магнитном поле возникает только тогда, когда поле направлено параллельно плоскости слоев образца и перпендикулярно направлению переменного тока ( $H \perp j_{ac}$ ). В противном случае данный эффект не возникает.

Для оценки энергии примесных центров в нулевом и ненулевом магнитном поле, использовалось выражение [24]

$$\ln(\omega) = \ln\left(\frac{1}{\langle\tau_0\rangle}\right) - \frac{E_S}{k_B T_p}, \quad (1)$$

где  $T_p$  — положение максимума на  $R(T)$  при постоянной  $\omega$ ,  $\langle\tau_0\rangle$  — среднее время релаксации,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Величина энергии оценивалась с помощью линейной аппроксимации экспериментальной зависимости  $\ln(\omega)$  от  $1/T_p$  и извлечения наклона линии аппроксимации (вставка на рис. 3).

Полученные энергии примесных центров составляют  $E_S(0) = 37.7$  мэВ для нулевого магнитного поля и  $E_S(H) = 41.9$  мэВ для  $H = 1$  Тл. Эти значения хорошо согласуются с энергией примеси фосфора для n-подложки Si [25]. Энергетические уровни примесных состояний смещаются на 4 мэВ под действием магнитного поля. Для сравнения зеемановское расщепление этих уровней составляет не более 0.06 мэВ при  $S = 1/2$  и  $H = 1$  Тл. Энергия Зеемана оценивалась по формуле

$$\Delta E_Z = g\mu_B H J, \quad (2)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — g-фактор Ланде,  $H$  — магнитное поле,  $J$  — полный угловой момент электрона.

Для выяснения природы этого явления магнитное поле в эксперименте было увеличено до 9 Тл. Как видно на рис. 5, смещение пика на  $R(T)$  в поле, ориентированном перпендикулярно току  $j_{ac}$ , составляет уже 5 К. Однако можно заметить, что и при другой ориентации поля пик также смещается на 1 К, чего не наблюдалось в более слабых магнитных полях.

Оценивая энергии примесных центров, получаем  $E_S(0) = 39.5$  мэВ в нулевом магнитном поле и  $E_S(H) = 45.6$  мэВ в магнитном поле 9 Тл. Изменение энергии составляет около 6 мэВ. Однако и в этом случае в поле, параллельном току, также имеет место сдвиг на 5 мэВ до энергии  $E_S(H) = 44.3$  мэВ (рис. 6). В то же время следует отметить, что значения  $\langle\tau_0\rangle$ , характеризующие зарядку/разрядку примесного состояния на переменном токе, также различаются для этих двух направлений: разница между  $\langle\tau_0\rangle_{par}$  и  $\langle\tau_0\rangle_{perp}$  составляет около 10%. Другими

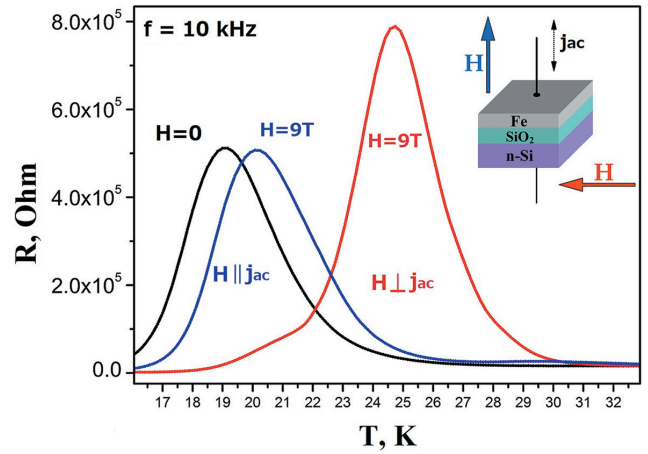


Рис. 5. Температурная зависимость действительной части импеданса  $R(T)$  без поля и в поле  $H = 9$  Тл в двух направлениях. Вставка: схематичное изображение устройства с указанием направлений магнитного поля

словами, хотя магнитное поле смещает энергетический уровень почти одинаково, эффект, очевидно, анизотропный, независимо от ориентации магнитного поля относительно  $j_{ac}$ .

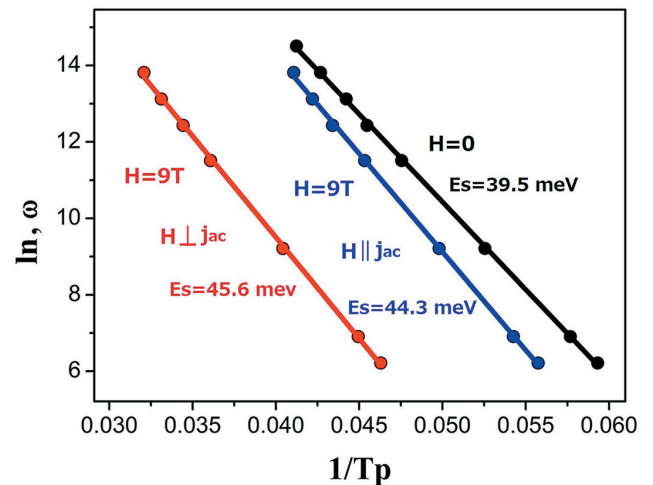


Рис. 6. Зависимость  $\ln(\omega)$  от обратной температуры пика  $1/T_p$  для определения энергетических уровней примесных состояний в отсутствие поля и в поле  $H = 9$  Тл в двух направлениях

Для ориентации поля  $H \perp j_{ac}$  при температуре около 20 К наблюдается небольшой перегиб, свидетельствующий о наличии другого пика. Моделируя эту особенность разложением на составляющие, мы видим, что наиболее точной является модель трех пиков, скрытых в одном (рис. 7). Энергии полученных особенностей достаточно близки по значениям ( $E_{S1} = 45.8$  мэВ,  $E_{S2} = 46$  мэВ, и  $E_{S3} = 46.8$  мэВ).

Это можно объяснить тем, что в интерфейсе могут существовать различные локализованные состояния с различной энергией и концентрацией. Небольшая разница между энергиями уровней может свидетельствовать о том, что они имеют одинаковую природу, но немного различаются локальным окружением. Наиболее интенсивный пик соответствует состояниям с максимальной концентрацией. Эти состояния, вероятно, наиболее чувствительны к магнитному полю. Поэтому в магнитном поле 9 Т мы можем обнаружить два дополнительных энергетических состояния в запрещенной зоне. Другой интерпретацией возникновения нескольких уровней в магнитном поле является зеемановское расщепление и/или расщепление на нижнюю и верхнюю хаббардовские подзоны [26–29].

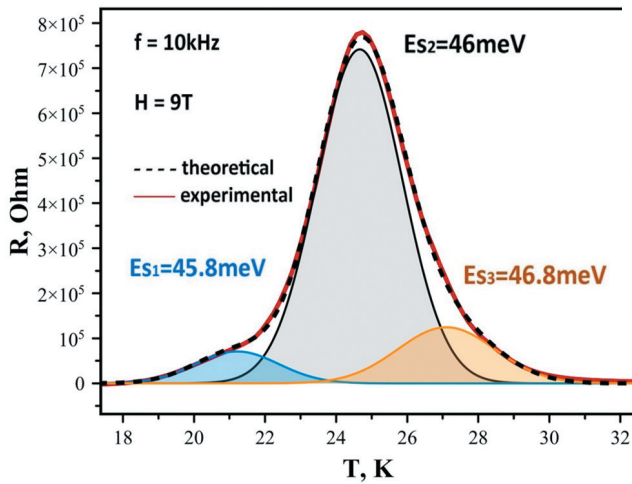


Рис. 7. Моделирование пиков  $R(T)$  в магнитном поле 9 Тл при частоте переменного тока 10 кГц

Из представленных выше результатов явно следует, что зависимость  $E_S(H)$  является нелинейной, поэтому для определения её функциональной зависимости были выполнены измерения  $R(T)$  в промежуточных магнитных полях в диапазоне от 1 до 9 Тл. Рассчитанные по формуле (1) энергии примесных центров в зависимости от магнитного поля представлены на рис. 8. Если оценить зеемановское расщепление уровней для  $S = 1/2$ , то в поле 9 Тл оно составит всего 0.54 мэВ, что на порядок меньше наблюдаемых 6 мэВ. Кроме того, эффект Зеемана линейно зависит от поля (2) и, следовательно, не может объяснить полученный результат. Другой возможный механизм — увеличение энергии примесного уровня в полупроводнике за счет сжатия волновых функций в магнитном поле [30]. Это предпола-

гает пропорциональность  $E_S$  к  $\sqrt{H}$ , что также не соответствует экспериментальной кривой (рис. 8).

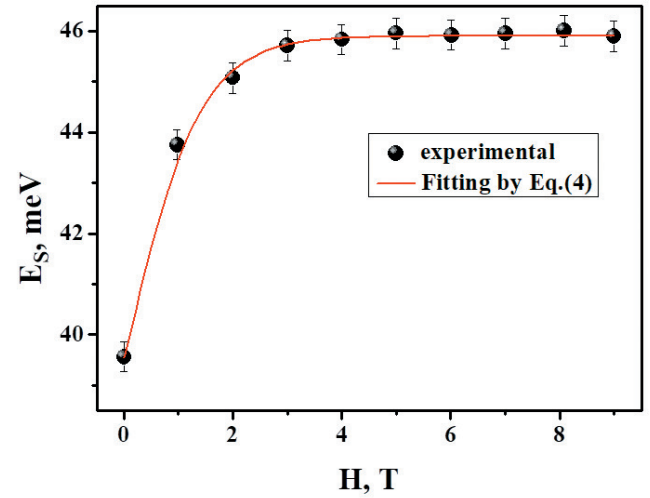


Рис. 8. Полевая зависимость энергии примесных уровней  $E_S(H)$  в диапазоне от нуля до 9 Тл и рассчитанная по формуле (4)

Чтобы объяснить влияние магнитного поля на  $E_S$  обратимся к теории разбавленных магнитных полупроводников (РМП) [31]. В нашем случае при понижении температуры электроны проводимости «вымерзают» и образуют парамагнитные центры с  $S = 1/2$ , локализуясь на атомах фтора. Тогда в нашем случае действительно можно представить кремний как РМП. В РМП имеются две спиновые системы: электронов проводимости и магнитных примесей, и эти подсистемы взаимодействуют друг с другом. Природа обменного взаимодействия в РМП может быть различной, и её детальное обсуждение выходит за рамки данной статьи. Мы можем лишь предположить, что из-за низкой концентрации магнитных примесей, которая меньше или равна концентрации атомов фосфора (порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), обмен наиболее вероятно осуществляется через электроны проводимости [32]. Тогда обменную энергию в магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ , можно представить в виде  $E_{exch} \sim \langle S_Z \rangle s_z$ , где  $s_z$  — проекция спина электрона проводимости на ось  $z$ , а  $\langle S_Z \rangle$  — средняя проекция спина для вымерзших донорных уровней, которая определяется уравнением

$$\langle S_Z \rangle = -SB_S \frac{g\mu_B SH}{k_B T}. \quad (3)$$

Здесь  $B_S$  — функция Бриллюэна, которая описывает статистику заполнения уровней иона фосфора

в магнитном поле. Несмотря на то, что природа обменного взаимодействия остается неясной, мы можем предложить качественное описание  $E_S(H)$  как сумму энергий в отсутствие внешнего магнитного поля и обменной энергии, которая будет иметь вид

$$E_S(H) = E_S^0 + E_S^H B_S A H, \quad (4)$$

где  $A = g^* \mu_B S / (k_B T)$ ,  $g^*$  — эффективный  $g$ -фактор,  $H$  — магнитное поле,  $T$  — абсолютная температура,  $E_S^0$  — энергия примесного уровня в нулевом магнитном поле, а  $E_S^H$  — подгоночный параметр, имеющий размерность энергии. На рис. 8 представлена теоретическая зависимость  $E_S(H)$ , полученная с использованием уравнения (4) со следующими параметрами:  $S = 1/2$ ,  $E_S^0 = 39.5$  мэВ,  $E_S^H = 6.4$  мэВ,  $A = 0.72$ . Воспользовавшись выражением для параметра  $A$ , мы можем определить эффективный  $g$ -фактор, который при  $T = 20$  К составил около 10. В целом полученный результат напоминает эффект гигантского зеемановского расщепления в РМП, с той лишь разницей, что у нас в роли магнитной примеси выступает «вымерзший» донор с  $S = 1/2$ , в то время как в литературе, как правило, обсуждаются ионы с валентными  $d$ -электронами, которые позволяют реализовать  $sp$ - $d$ -обмен, чаще всего Mn [31]. В принципе, расщепление уровней в следствие гигантского эффекта Зеемана может достигать 100 мэВ [33, 34], а эффективный  $g$ -фактор может превышать 100 [35, 36], однако такие рекордные значения достигаются в материалах с высокой концентрацией магнитных примесей (более 0.1 %) и обусловлены  $sp$ - $d$ -обменным взаимодействием. И несмотря на то, что уравнение (4) хорошо описывает экспериментальную зависимость (рис. 8), остается открытым вопрос, с чем связано столь большое расщепление.

Следует учитывать, что в нашей структуре магнитные примесные центры располагаются в области пространственного заряда в узкой приграничной полосе, где уровень ферми пересекает  $E_S^0$ . Это может приводить к квантовым размерным эффектам, оказывающим существенное влияние на электронные состояния. Например, в работе [37] показано, что в полупроводниковых квантовых ямах при точном учете нескольких близко лежащих уровней или подзон возможна нелинейная зависимость расщепления Зеемана от магнитного поля. Кроме того, барьер Шоттки играет немаловажную роль. Например, его наличие может приводить к анизотропии эффективного  $g$ -фактора, обусловленного электрическим полем на интерфейсе Si/SiO<sub>2</sub> [38], что может объяснять анизотропию наблюдаемого нами эффекта.

Таким образом, учитывая отсутствие явной зависимости эффекта от магнитного состояния металла контакта [19], можно считать электрическое поле в ОПЗ одной из причин наблюдаемых особенностей влияния магнитного поля на импеданс в МДП-структурах. Тем не менее, нельзя исключить существование других механизмов влияния магнитного поля на транспорт в МДП-структурах и, в частности, на перезарядку примесных состояний. Этот вопрос требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

#### 4. ВЫВОДЫ

Исследован транспорт в МДП-структурах на переменном токе в сильных магнитных полях. Обнаружено влияние магнитного поля на энергию примесных состояний  $E_S$ . Было выявлено, что пики зависимости действительной части импеданса от температуры смещаются во внешнем магнитном поле. Однако этот сдвиг наблюдается только при определенном направлении магнитного поля. Под действием сильных магнитных полей сдвиг происходит уже при обеих ориентациях поля, хотя его величины существенно различаются. Эта анизотропия наблюдаемого эффекта может быть связана с наличием градиентного электрического поля барьера Шоттки на границе кремния. Пик имеет несколько особенностей, связанных с существованием различных локализованных состояний с различной энергией и концентрацией. Рассчитаны энергии примесных состояний в нулевом и ненулевом магнитных полях. При увеличении напряженности магнитного поля энергия возрастает. Как оказалось, энергия примесных уровней меняется нелинейно при увеличении магнитного поля, а зависимость  $E_S(H)$  может быть качественно описана в рамках теории гигантского эффекта Зеемана в разбавленных магнитных полупроводниках. Однако остается открытым вопрос, с чем связано столь большое расщепление уровней энергии, составляющее 6.4 мэВ в поле 9 Тл. Более того, наличие электрического поля в ОПЗ МДП-структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/n-Si может предполагать реализацию гигантского анизотропного зеемановского расщепления. Тем не менее на данном этапе исследований трудно делать окончательные выводы и исключать другие механизмы влияния магнитного поля на перезарядку примесных состояний в МДП-структурах. Полученные результаты могут расширить понимание транспорта носителей заряда в полупроводниковых структурах в магнит-

ном поле и будут способствовать созданию перспективных магнитоэлектронных устройств.

**Благодарности.** Авторы благодарят центр коллективного пользования Красноярского научного центра СО РАН за проведение электронно-микроскопических экспериментов и возможность использования системы измерения физических свойств РРМС. Авторы выражают благодарность Д. А. Балаеву за полезное обсуждение экспериментальных результатов, а также М. Н. Волочаеву за предоставление ПЭМ-изображений.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности (проект № 20-42-243007).

## ЛИТЕРАТУРА

- G. Zhou, B. Wu, X. Liu et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18**, 6509 (2016).
- A. Liu, R. Jones, L. Liao et al., *Nature* **427**, 615 (2004).
- R. Chand, D. Han, S. Neethirajan et al., *Sens. Actuators B Chem.* **248**, 973 (2017).
- T. Manago and H. Akinaga, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 694 (2002).
- J. Y. Lin and J. G. Hwu, *IEEE Transactions on Electron Devices* **68**, 4189 (2021).
- S. Sasa, M. Ozaki, K. Koike et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 53502 (2006).
- Z. Zhen, Q. Wang, Y. Qin et al., *Phys. Status Sol. (a)* **219**, 2200010 (2022).
- R. Yan, D. Gargas, P. Yang and P., *Nat. Photonics* **3**, 569–576 (2009).
- Y. D. Ivanov, T. O. Pleshakova, K. A. Malsagova et al., *Sens. Actuators B Chem.* **261**, 566 (2018).
- M. Benhaliba, *Phys. B* **578**, 411782 (2020).
- H. C. Card and E. H. Rhoderick, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **4**, 1589 (1971).
- A. Wittmann, C. H. Möller, O. Kronenwerth et al., *J. Phys. Condens. Matter* **16**, 5645 (2004).
- S. S. Wang, Y. Zhang, J. Y. Jiao et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 455001 (2018).
- M. H. Phan and H. X. Peng, *Prog. Mater. Sci* **53**, 323 (2008).
- A. Kumar and P. C. Srivastava, *J. Electron. Mater.* **43**, 381–388 (2014).
- A. K. Fedotov, U. E. Gumiennik, V. A. Skuratov et al., *Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures* **138**, 115047 (2022).
- A. Druzhinin, I. Ostrovskii, I. Kogut, et al., *Mater. Sci. Semicond. Process.* **31**, 2619 (2015).
- N. V. Volkov, A. S. Tarasov, D. A. Smolyakov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **383**, 69 (2015).
- D. A. Smolyakov, A. S. Tarasov, I. A. Yakovlev et al., *Thin Solid Films* **671**, 18 (2019).
- D. A. Smolyakov, A. S. Tarasov, I. A. Yakovlev et al., *Semiconductors* **53**, 1964 (2019).
- D. A. Smolyakov, A. S. Tarasov, M. A. Bondarev et al., *Mater. Sci. Semicond.* **126**, 105663 (2021).
- A. Ishizaka and Y. Shiraki, *J. Electrochem. Soc.* **133**, 666 (1986).
- A. R. Peaker, V. P. Markevich and J. Coutinho, *J. Appl. Phys.* **123**, 161559 (2018).
- D. L. Losee, *J. Appl. Phys.* **46**, 2204 (1975).
- S. M. Sze and K. Ng. Kwok, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons (2021).
- E. Prati, K. Kumagai and M. Hori, *Sci. Rep.* **6**, 19704 (2016).
- T. Ferrus, R. George, C. H. Barnes et al., *Phys. B: Condens. Matter* **400**, 218 (2007).
- F. F. Fang and A. B. Fowler, *Phys. Rev.* **169**, 619 (1967).
- A. Hartstein and A. B. Fowler, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1435 (1975).
- B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin—Heidelberg GmbH (2013).
- T. Dietl, and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
- T. Dietl, A. Haury, and Y. M. d'Aubigné, *Phys. Rev. B* **55**, 3347 (1997).
- C. Benoît à la Guillaume, D. Scalbert, T. Dietl, *Phys. Rev. B* **46**, 9853 (1992).
- R. L. Aggarwal, S. N. Jasperson, P. Becla et al., *Phys. Rev. B* **34**, 5894 (1986).

35. C. Li, S. C. Hsu, J. X. Lin, et al., *J. Am. Chem. Soc.* **142**, 20616 (2020).
36. J. Jiang, L. A. T. Nguyen, T. D. Nguyen, et al. *Phys. Rev. B* **103**, 014441 (2021).
37. M. V. Durnev, M. M. Glazov, and E. L. Ivchenko, *Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures* **44**, 797 (2012).
38. R. Ruskov, M. Veldhorst, A. S. Dzurak et al., *Phys. Rev. B* **427**, 245424 (2018).