

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА БЕСПОРЯДОК В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

*Н. В. Агринская**, *В. И. Козуб*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10 августа 2016 г.

Выполнен последовательный теоретический анализ различных факторов, которые могут приводить к влиянию температуры и внешнего магнитного поля на характер беспорядка в полупроводниковых структурах. Основное внимание уделено структурам квантовых ям, в которых легированы или только ямы, или и ямы, и барьеры, причем степень легирования предполагается близкой к переходу металл–диэлектрик. Среди указанных факторов: а) ионизация локализованных состояний в область делокализованных состояний над краем подвижности, наличие которого предполагается в примесной зоне; б) сосуществование верхней и нижней зон Хаббарда (при легировании как ям, так и барьеров); при этом, в частности, внешнее магнитное поле влияет на относительный вклад верхней зоны Хаббарда за счет спиновых корреляций на двукратно заполненных узлах; в) вклад обменного взаимодействия в парах узлов, при котором внешнее магнитное поле может влиять на соотношение между ферромагнитными и антиферромагнитными конфигурациями. Все эти факторы, влияя на структуру и силу беспорядка, приводят как к особенностям температурной зависимости сопротивления, так и к специфическим особенностям магнитосопротивления. Полученные выводы сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S0044451017020158

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что главным источником сопротивления проводников на обеих сторонах перехода металл–диэлектрик является беспорядок того или иного типа (статический — примеси, динамический — фононы). В то же время степень статического беспорядка обычно рассматривается как некоторое свойство самого материала, не зависящее от внешних воздействий, как, например, температура или магнитное поле. Это утверждение практически бесспорно для типичных металлов, где беспорядок связан со структурными дефектами, характеристики которых не подвержены воздействию указанных факторов.

Однако оно не столь очевидно для полупроводниковых структур, где главным источником статического беспорядка служат заряженные дефекты, допускающие различные зарядовые состояния. Эти зарядовые состояния могут зависеть от температуры за счет перераспределения заряда между раз-

личными состояниями. Кроме того, если примесный центр допускает двукратное заполнение (так называемая верхняя зона Хаббарда), то в меру спиновых корреляций характер заполнения таких центров может зависеть и от внешнего магнитного поля. Как мы покажем в данной работе, существует целый ряд факторов, которые могут приводить к зависимости беспорядка от температуры и от внешнего магнитного поля. В результате, сопротивление образца приобретает дополнительные (к классическим) зависимости от магнитного поля и температуры.

При этом, как мы увидим, указанные факторы особо подчеркиваются в двумерных структурах с селективным легированием в окрестности перехода металл–диэлектрик.

Отметим, что влияние температуры на эффективность рассеяния в двумерных структурах, связанное с влиянием температуры на экранирование в условиях невырожденной статистики делокализованных носителей, обсуждалось ранее в целом ряде работ (см., например, [1, 2]). Однако при этом речь шла о линейном экранировании, которое не приводит к изменению структуры беспорядка (в отличие от эффектов, указанных выше), поэтому, строго говоря, указанное поведение вряд ли позволяет гово-

* E-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

речь о зависимости беспорядка от температуры (в смысле влияния на его геометрию). Кроме того, эффективное линейное экранирование подразумевает достаточно большую концентрацию делокализованных носителей (достаточно далеко от перехода металл–диэлектрик).

Таким образом, насколько нам известно, концепция температурно-зависящего беспорядка впервые обсуждалась только в 2000 г. в работе [3] в связи с попытками объяснить черты перехода металл–диэлектрик в двумерных структурах (природа которого все еще далека от полного понимания). Далее, аналогичная попытка привела к концепции беспорядка, зависящего от внешнего магнитного поля [4,5], тогда как подробное обсуждение обеих концепций было представлено в работе [5]. В своей недавней работе [6] мы проанализировали некоторые аспекты поведения беспорядка в структурах, включающих заполнение верхней зоны Хаббарда, базируясь на полученных нами экспериментальных данных. В настоящей работе мы представим детальное обсуждение различных механизмов, приводящих к зависимости беспорядка в полупроводниковых структурах от температуры и магнитного поля, уделяя особое внимание структурам, позволяющим в той или иной мере контролировать характер беспорядка (в частности, структурам квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных Be в концентрации, близкой к переходу металл–диэлектрик с диэлектрической стороны).

Особо подчеркнем, что в указанных структурах беспорядок прежде всего связан именно с легирующей примесью (концентрация которой достаточно высока); на него могут влиять температура и внешнее магнитное поле. При этом роль фонового беспорядка (фоновых примесей, дефектов интерфейса) пренебрежимо мала.

2. ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В ОТЦЕПЛЕННОЙ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЕ

Прежде всего мы рассмотрим простейшую ситуацию примесной зоны, в которой имеет место переход металл–диэлектрик при энергиях выше края подвижности ε_m . Положим также, что уровень химического потенциала ε_F лежит чуть выше ε_m , т. е. образец находится в «металлическом» состоянии, но близком к диэлектрическому, причем состояния в полосе $\varepsilon_F - \varepsilon_m$ делокализованы и при $T = 0$, тогда как состояния ниже по энергии локализованы и нейтральны. При этом ионизация такого сильно лока-

лизованного состояния (в полосу делокализованных состояний) приводит к появлению дополнительно заряженного рассеивателя. Действительно, нелинейное экранирование потенциала беспорядка локализованными на примесях состояниями уменьшает-ся при уменьшении числа этих локализованных состояний. Однако эффективность рассеяния таким ионизованным состоянием зависит от длины локализации состояния a и в общем случае растет с уменьшением a в силу большей передачи импульса рассеивающим центрам с меньшим a . Подчеркнем, что такая ситуация существенно отличается от «классического» рассеяния свободных носителей на заряженных примесях, что связано с близостью перехода металл–диэлектрик.

В этом случае общее «классическое» сопротивление можно записать как

$$\rho = \rho_0 + \rho_1, \quad (1)$$

где

$$\rho_1 = \hat{\rho}_1 \left(\frac{T}{\bar{T}} \right)^q \exp \left(-\frac{T_s}{T} \right). \quad (2)$$

Здесь экспоненциальный множитель описывает активацию носителей на свободные состояния выше химического потенциала и, таким образом, в рамках наших предположений $T_s \sim \varepsilon_F - \varepsilon_m$, тогда как зависимость от температуры предэкспоненциального множителя (выбранного некоторой степенной функцией) связано с зависимостью эффективности рассеяния от a и, таким образом, от энергии локализованного состояния. Заметим, что данное выражение совпадает с представленным в работе [3] для ловушек, лежащих ниже уровня Ферми.

В качестве рассеивающего потенциала, формирующего «остаточное» сопротивление ρ_0 , выступает, в частности, потенциал примесных состояний, лежащих выше края подвижности, поскольку эти состояния, близкие к краю подвижности, образуют «грязный» металл. Однако, поскольку они не обладают конечным радиусом локализации, можно ожидать, что их эффективность рассеяния много меньше, чем у примесей с энергиями ниже края подвижности, обладающих сравнительно малым радиусом локализации. Другой вклад в рассеивающий потенциал дают «фоновые» (в том числе глубокие) примеси, а также дефекты интерфейсов. Заметим, что ρ_0 также зависит от температуры благодаря активационному росту концентрации подвижных носителей. Эта зависимость может быть особенно важна в «критической» области, где концентрации подвижных и локализованных носителей сравнимы. С

целью учета этой зависимости мы воспользуемся соотношениями типа формулы Друде:

$$\rho_0 = \frac{1}{n_m \mu_0}, \quad \rho_1 = \frac{1}{n_m \mu_1}, \quad (3)$$

где $1/\mu_0$ и $1/\mu_1$ — обратные подвижности, контролируемые соответственно «остаточным» беспорядком и «температурно-зависящим» беспорядком, n_m — концентрация делокализованных состояний. В рамках простейшего предположения $\partial(\mu_1^{-1})/\partial n \equiv \tilde{\mu}^{-1} = \text{const}$ (т. е. в пренебрежении зависимости эффективности рассеяния от a) легко получаем

$$\rho(T) - \rho(0) = \left(\frac{1}{n_{m0}} - \frac{1}{n_m(T)} \right) \left(\frac{n_{m0}}{\tilde{\mu}} - \frac{1}{\mu_0} \right), \quad (4)$$

где $n_{m0} = n_m(T = 0)$. Поскольку первая скобка в правой части (4) положительна в предположении, что $T > \varepsilon_F$, то в предположении, что температурно-зависящий беспорядок более эффективен для рассеяния, чем остаточный, следует, что в соответствующей области температур сопротивление, обусловленное беспорядком, растет с ростом температуры, в отличие от стандартного поведения сопротивления, обусловленного заряженными примесями.

Еще раз подчеркнем, что относительная слабость остаточного беспорядка связана с тем, что вклад в него дают состояния, лежащие выше края подвижности, не обладающие конечным радиусом локализации, а также фоновые дефекты, число которых заведомо много меньше, чем число введенных путем легирования примесей.

3. ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В СТРУКТУРАХ КВАНТОВЫХ ЯМ, СОДЕРЖАЩИХ СОСТОЯНИЯ ВЕРХНЕЙ ЗОНЫ ХАББАРДА

Рассмотрим теперь структуру квантовых ям GaAs/AlGaAs, где как ямы, так и барьеры легированы акцепторной примесью Ве. Благодаря легированию барьеров, часть акцепторов в ямах оказывается двукратно заполненной (A^+ -центры). Ранее мы исследовали долговременные релаксации сопротивления в отклике указанных систем на приложенное внешнее магнитное поле, которые мы объясняли как проявление эффектов кулоновского стекла [7, 8]. При этом важным фактором являлось влияние магнитного поля на распределение заряда в соответствующем кулоновском стекле. Последнее, в свою очередь, было связано со спиновыми корреляциями на двукратно заполненных центрах. Заметим,

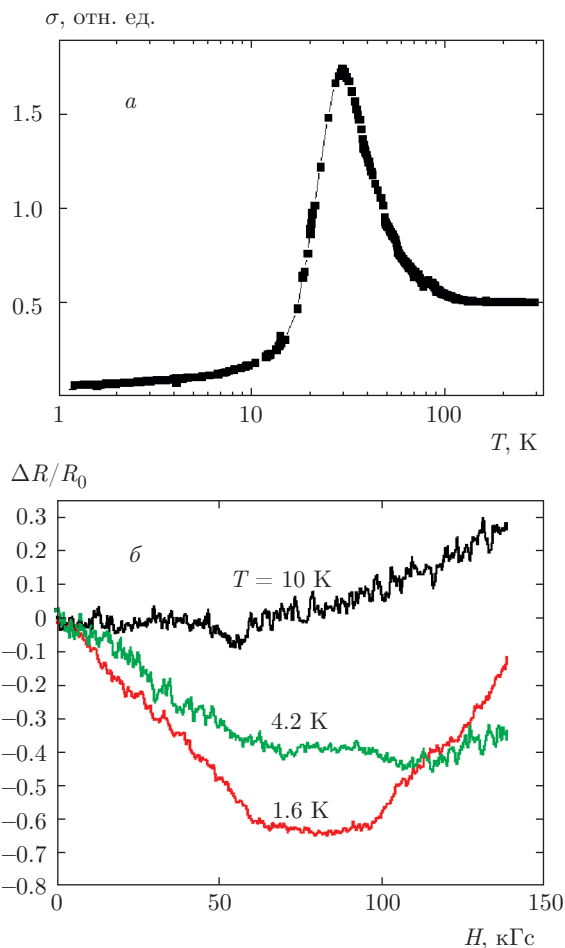


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости (а) и магнитосопротивления (б) для образца с концентрацией акцепторных примесей (в центре ямы и в барьере) $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

что в этих исследованиях мы рассматривали разбавленные системы легирующих центров, тогда как в указанных выше работах мы изучали нестационарные эффекты, обусловленные импульсами внешнего магнитного поля. В настоящей работе мы подробно обсудим стационарные температурные зависимости сопротивления и магнитосопротивления для структур GaAs/AlGaAs, легированных Ве, как в ямах, так и в барьерах в концентрациях близких к переходу изолятор–металл с диэлектрической стороны. Что особенно важно, далее мы обратимся к структурам со значительно большей (чем в ранее исследованных образцах) концентрацией акцепторов, где существенна роль уширения примесных зон за счет эффектов случайного потенциала.

Более подробно экспериментальные результаты для таких структур описаны в работе [6]. На рис. 1 приведены типичные кривые температурных зави-

симостей проводимости $\sigma(T)$ и магнитосопротивления при низких температурах. Необычными оказываются сильно немонотонный характер $\sigma(T)$ и большое отрицательное магнитосопротивление при $T = 1.6$ К, которое подавляется повышением температуры до 10 К.

3.1. Температурно-зависящий беспорядок

Как отмечалось выше, температурно-зависящий беспорядок связан с подавлением нелинейного экранирования локализованных состояний некоторой группой носителей (см., например, [5]). Нелинейное экранирование подразумевает захват носителя (заряженным) локализованным состоянием. Освобождение соответствующей ловушки благодаря активации носителя в область делокализованных состояний с неизбежностью приводит к появлению заряженного центра, который дает вклад в статический потенциал беспорядка. Что касается захваченных носителей, то в нашем случае мы имеем дело с двумя типами центров: 1) A^+ -центр, где дырка захвачена нейтральным A^0 -центром. В этом случае активация захваченной дырки оставляет за собой нейтральный A^0 -центр. Таким образом, в этом случае увеличение температуры приводит к частичному подавлению беспорядка, а не к росту беспорядка; 2) \tilde{A}^0 -центры, созданные акцептором в барьере, экранируемом дыркой, находящейся в окрестности интерфейса [9]. В этом случае, действительно, активация указанной дырки оставляет за собой (сильно локализованный) отрицательный A^- -центр, который вносит вклад в потенциал беспорядка. Заметим, что в последнем случае опустошение \tilde{A}^0 -центра одновременно приводит к появлению свободной дырки (увеличивающей проводимость) и заряженного рассеивателя (уменьшающего проводимость).

Поскольку добавка к проводимости при этом контролируется зарядом дырки, эффективность рассеивателя может быть различной в зависимости от положения рассеивателя и от коллективных эффектов. Действительно, заряженные акцепторы в барьере не слишком сильно разнесены и создают сложный потенциальный рельеф. В частности, можно ожидать, что эффективность рассеивателя при этом зависит от энергетического уровня дырки, захваченной в соответствующую потенциальную яму. А именно, чем глубже уровень залегания дырки (и, таким образом, чем меньше активационный множитель), тем сильнее оказывается потенциал, ответственный за захват. Иными словами, тем сильнее оказывается соответствующий рассеиватель.

Можно ожидать, что, по крайней мере, в нижнем приближении сечение рассеяния ведет себя пропорционально $|V_s|^2$, где V_s — амплитуда рассеивающего потенциала. В свою очередь, можно ожидать, что энергия локализованного состояния есть $\varepsilon \propto |V_s|$. Так что можно заключить, что обратное время релаксации, обусловленное соответствующим рассеивателем, ведет себя в зависимости от энергии связанного состояния как $\tau^{-1} \propto |\varepsilon|^2$.

Теперь рассмотрим перераспределение дырок, поставляемых акцепторами в барьерах (соответствующая концентрация дырок в яме есть N_b), между тремя подзонами: 1) валентная зона, 2) A^+ -зона, 3) \tilde{A} -зона. Для парциальных концентраций мы естественным образом имеем

$$\begin{aligned} N_{A^+} &= \int_{(A^+)} d\varepsilon g_{A^+}(\varepsilon) F_0(\varepsilon), \\ N_{A^+} &= \int_{(\tilde{A}^0)} d\varepsilon g_{\tilde{A}^0}(\varepsilon) F_0(\varepsilon), \\ N_v &= \int_{\varepsilon_v} d\varepsilon g_v(\varepsilon) F_0(\varepsilon), \\ N_{A^+} + N_{\tilde{A}^0} + N_v &= N_b, \\ F_0 &= \left\{ \exp\left(\frac{\varepsilon - \Omega}{T} + 1\right) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь для каждой из подзон проводится интегрирование по соответствующей полосе энергий. В действительности мы получаем уравнение для химического потенциала Ω .

Как показано на рис. 2, можно различить две температурные области в зависимости $\sigma(T)$. Первая соответствует низким температурам, где химический потенциал совпадает с энергией Ферми ε_F . Будем полагать, что уровень Ферми находится вблизи дна зоны A^+ и, соответственно, в окрестности потолка зоны \tilde{A}^0 . Это может быть связано с тем обстоятельством, что амплитуда локализуемого потенциала для состояний \tilde{A}^0 в среднем больше, чем энергия связи A^+ -центра. В этой температурной области можно пренебречь заполнением валентной зоны. Заметим, что при этом температурная зависимость сопротивления при $T \rightarrow 0$ демонстрирует почти металлическое поведение. Так что можно заключить, что состояния на уровне Ферми делокализованы, хотя край подвижности (мы определяем его как энергию, разделяющую сильно локализованные и слабо локализованные состояния) весьма близок к ε_F , поскольку проводимость мала.

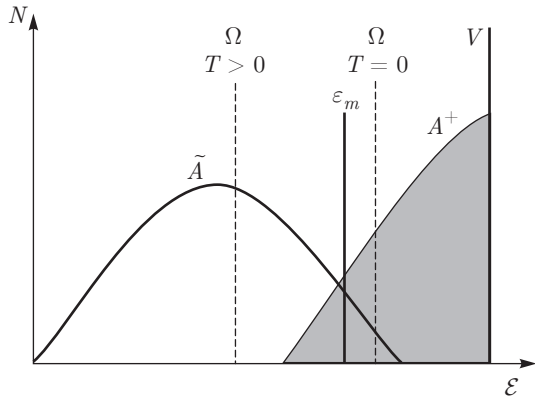


Рис. 2. Энергетический спектр, включающий верхнюю зону Хаббарда (сливающуюся с валентной зоной) и зону \tilde{A} ; ε_m обозначает положение края подвижности. Положение химического потенциала Ω показано при $T = 0$ и при конечной температуре (выбрана порядка 100 К)

При более высоких температурах носители активируются в валентную зону. Они также активируются и в верхние состояния A^+ -зоны, которые предполагаются сильно делокализованными (находясь вдали от края подвижности). Для простоты мы не будем различать сильно делокализованные состояния зоны A^+ и валентной зоны (считая, что эти зоны хорошо перекрываются). Соответственно, можно определить некоторую граничную энергию, разделяющую «сильно делокализованные состояния» и «почти локализованные состояния», приписав ее дну «эффективной валентной зоны».

Рассмотрим теперь перераспределение дырок в этой упрощенной картине, включающей лишь зону \tilde{A}^0 и модифицированную валентную зону.

Поскольку при $T = 0$ химический потенциал совпадает с уровнем Ферми, при конечных температурах он смещается вниз:

$$\delta\Omega = T \frac{g_v}{g_{\tilde{A}^0}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_F}{T}\right), \quad (6)$$

где g_v — плотность состояний в валентной зоне. Таким образом, частичное опустошение зоны \tilde{A}^0 описывается как

$$\Delta N_{\tilde{A}^0} = \frac{g_{\tilde{A}^0} g_v}{g_{\tilde{A}^0}} T \exp\left(-\frac{\varepsilon_F}{T}\right). \quad (7)$$

Теперь рассмотрим поведение проводимости, контролируемой валентной зоной:

$$\sigma = \left\{ \frac{m}{\bar{\tau}_{\tilde{A}^0}(\varepsilon = \varepsilon_F)} \right\}^{-1} \frac{e^2 \delta N_v}{N_{A^+}(T = 0) + B}, \quad (8)$$

$$B = \int_{\varepsilon_F}^{\mu} d\varepsilon \frac{m}{\bar{\tau}_{\tilde{A}^0}(\varepsilon)} g_{\tilde{A}^0}.$$

Здесь $1/\bar{\tau}(\varepsilon)$ — вклад отдельного рассеивателя в обратное время релаксации. Видно, что изначально (при малых T) $B \approx 0$ и величина σ резко растет с ростом температуры за счет экспоненциального роста N_v . Ситуация, однако, меняется, когда химический потенциал оказывается в глубине зоны \tilde{A}^0 . В этом случае видно, что интегрирование по энергии в уравнении для B контролируется верхним пределом, поскольку $1/\bar{\tau} \propto \varepsilon^2$. В свою очередь, положение химического потенциала экспоненциально смещается, что приводит к резкому росту B , так что, в конце концов, он начинает доминировать над первым членом знаменателя (связанного с остаточными рассеивателями, существующими при $T = 0$). В общем, поскольку $g_{\tilde{A}^0}(\Omega - \varepsilon_F) = \delta N_v$, интеграл можно оценить как $e^2 N_v (m/\bar{\tau}(\Omega))$. Таким образом, после начального экспоненциального роста σ следует его резкое падение, связанное с резким ростом $1/\bar{\tau}$. Далее, рост $1/\bar{\tau}$ с ростом температуры естественным образом ограничен некоторым эффективным значением $(1/\bar{\tau})_{max}$, что приводит к насыщению $\sigma(T)$ на уровне

$$\sigma \approx \frac{e^2}{m(1/\bar{\tau})_{max}}. \quad (9)$$

3.2. Беспорядок, контролируемый магнитным полем

Основное влияние внешнего магнитного поля H на соотношение между A^+ - и \tilde{A}^0 -центрами связано с зеемановской энергией $\mu_B g H$ (где μ_B — магнетон Бора, а g — g -фактор), которую нужно «заплатить» за создание A^+ -центра вследствие спиновых корреляций на центре (рис. 3б).

Обозначим соответствующую энергию как δU_{A^+} , в действительности она представляет собой добавку к энергии Хаббарда. Заметим, что δU_{A^+} в точности равна зеемановской энергии только при низких температурах $T \ll \mu_B g H$. В противном случае мы имеем $\delta U_{A^+} \approx (\mu_B g H)^2 / 4T$. Данный эффект играет заметную роль при низких температурах. Поэтому для оценки эффекта можно взять плотности состояний на уровне Ферми. Ожидается, что магнитное поле уменьшает концентрацию A^+ -центров как

$$\delta N_{A^+} / N_{A^+} = -\delta U_{A^+} g_{A^+}. \quad (10)$$

Если бы мы имели дело с разбавленной системой, то эффект возник бы от разности между эффективностями рассеяния дипольного потенциала, созданного A^+ - и A^- -центрами, и дипольного потенциала, соответствующего \tilde{A}^0 -центру. Поскольку для

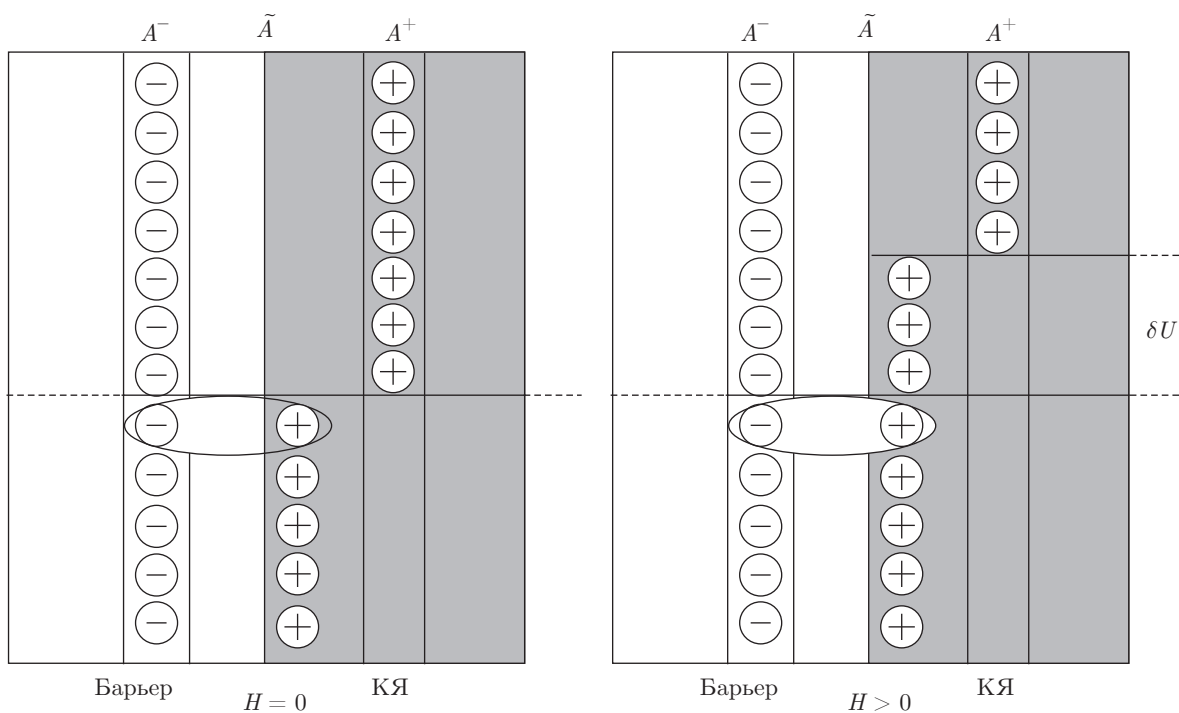


Рис. 3. Соотношение между числом A^+ -центров и \tilde{A} -центров для различных значений внешнего магнитного поля

последнего расстояние между зарядами существенно меньше, можно было бы ожидать, что отношение, данное выражением (10), описывает относительное подавление беспорядка магнитным полем. В частности, оно могло бы описать относительный рост металлического вклада в проводимость при низких температурах. Однако ожидаемый эффект может быть значительно сильнее. Действительно, как отмечалось выше, низкотемпературная проводимость, несомненно, близка к переходу металл-диэлектрик. Таким образом, сдвиг края подвижности, обусловленный уменьшением беспорядка, может обеспечить значительно более сильное влияние на проводимость, чем предсказываемое формулой (10). В частности, можно ожидать проявления перехода металл-диэлектрик, стимулированного магнитным полем.

4. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА БЕСПОРЯДОК, СВЯЗАННЫЙ С ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МЕЖДУ СПИНАМИ

Как известно, два электрона, локализованных на достаточно близких узлах, наряду с чисто кулоновским взаимодействием, испытывают также обменное взаимодействие, зависящее от взаимной ориен-

тации спинов. В простейшей ситуации это взаимодействие можно выразить как

$$J(1, 2) = \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 J_0 I(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \tag{11}$$

где J_0 — константа обменного взаимодействия, а I — интеграл перекрытия, на больших расстояниях экспоненциально убывающий с ростом $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. Соответствующие вклады естественным образом входят в энергии узлов. Хотя вдали от перехода металл-диэлектрик они сравнительно малы и ими обычно пренебрегают, это может быть не так вблизи перехода металл-диэлектрик. Что особенно важно, обменный вклад зависит от взаимной ориентации спинов и, соответственно, может быть чувствителен к влиянию внешнего магнитного поля. Таким образом, в случае разупорядоченной ориентации спинов соответствующий обменный потенциал носит случайный характер, и, как отмечалось выше, этот случайный вклад может быть чувствителен к внешнему магнитному полю. В результате можно ожидать выраженного влияния внешнего магнитного поля на прыжковую проводимость, к анализу которого мы и обратимся далее.

Поскольку обменное взаимодействие чувствительно к взаимной ориентации спинов, обратимся к вопросу о том, в какой мере внешнее поле влияет на эту взаимную ориентацию, причем ограничимся простейшим случаем

$$J \propto \cos \alpha, \quad (12)$$

где α — угол между спинами \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 .

Итак, положим наличие внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Прежде всего, будем считать, что обменное взаимодействие между двумя спинами достаточно слабое, во всяком случае, слабее, чем зеемановское взаимодействие спинов с магнитным полем. Более того, будем считать, что оно меньше температуры. Найдем, в таком случае, наиболее вероятную взаимную ориентацию спинов. Введем обозначения $\angle(\mathbf{H}, \mathbf{S}_1) = \Phi$, $\angle(\mathbf{H}, \mathbf{S}_2) = \vartheta$, $\angle(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2) = \alpha$. Обозначим также как φ угол между плоскостями $(\mathbf{H}, \mathbf{S}_1)$ и $(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2)$. Стандартные тригонометрические вычисления дают

$$\cos \alpha = \cos \vartheta \cos \Phi + \sin \vartheta \sin \Phi \cos \varphi. \quad (13)$$

Главную роль здесь играют углы между спинами \mathbf{S}_1 , \mathbf{S}_2 и направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Заметим, что мы пренебрегаем всеми возможными внутренними магнитными полями. Учитывая зеемановские энергии, получаем для вероятностей реализаций углов Φ , ϑ

$$P_\Phi = \frac{1}{\exp(\mu g H \cos \Phi)/T + 1}, \quad (14)$$

$$P_\vartheta = \frac{1}{\exp(\mu g H \cos \vartheta)/T + 1}.$$

Полагая $\mu g H/T \ll 1$ и проводя усреднение по углам в выражении (13), получаем для среднего значения угла между спинами

$$\langle \cos \alpha \rangle = \frac{1}{4} \frac{(\mu g H)^2}{T^2}. \quad (15)$$

Заметим, что в наших вычислениях интегралы по Φ и ϑ расщепляются, а член, пропорциональный $\cos \varphi$, при интегрировании по φ дает нуль. Таким образом, соответствующие вероятности достаточно разложить до первого порядка по полю, а нулевые члены разложения дают нуль. Заметим, что в отсутствие магнитного поля (и в пренебрежении обменным взаимодействием спинов) мы имеем $\langle \cos \alpha \rangle = 0$. Оценка дисперсии $\cos \alpha$ легко дает

$$(\langle \cos \alpha \rangle - \langle \cos \alpha \rangle)^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \frac{(\mu g H)^2}{T^2}. \quad (16)$$

Таким образом, наличие внешнего магнитного поля приводит к уменьшению дисперсии распределения $\cos \alpha$. Теперь учтем наличие обменного взаимодействия. Имея в виду, что $\cos \alpha$ определяет указанное взаимодействие, можно ожидать, что магнитное

поле в определенной степени подавляет разброс потенциалов на узлах. Поскольку именно разброс потенциалов определяет эффективность андерсоновской локализации, можно ожидать, что магнитное поле приближает порог перехода металл–диэлектрик, что, соответственно, приводит к вкладу в отрицательное магнитосопротивление. Кроме того, магнитное поле за счет влияния на обменный потенциал приводит к перераспределению носителей (поставляемых компенсирующими дефектами) в окрестности уровня Ферми и может приводить к сдвигу уровня Ферми в сторону края подвижности, что также обеспечивает вклад в отрицательное магнитосопротивление. Анализ этих теоретических предсказаний и их сравнение с экспериментальными данными по низкотемпературному спиновому магнитосопротивлению легированных акцепторами структур квантовых ям GaAs/AlGaAs является предметом отдельного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в сложных полупроводниковых структурах температура и внешнее магнитное поле могут существенным образом влиять на характер и силу беспорядка. В качестве факторов, обеспечивающих такое влияние, можно отметить наличие перехода металл–диэлектрик в отщепленной примесной зоне, сосуществование верхней и нижней зон Хаббарда в селективно легированных структурах квантовых ям, а также обменное взаимодействие в парах локализованных состояний. Обсуждаются особенности магнитосопротивления соответствующих структур, обусловленные указанными эффектами.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 16-02-00064). Мы также благодарны А. В. Шумилину за ряд полезных обсуждений.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. D. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **83**, 164 (1999).
2. S. D. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. B **61**, R7838 (2000).
3. B. I. Altshuler and D. L. Maslov, Phys. Rev. Lett. **82**, 145 (1999); B. L. Altshuler, D. L. Maslov, and V. M. Pudalov, Phys. Stat. Sol. B **219**, 193 (2000).

4. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, cond-mat/0103087.
5. V. I. Kozub and N. V. Agrinskaya, Phys. Rev. B **64**, 245103 (2001).
6. N. V. Agrinskaya, V. A. Beresovetz, and V. I. Kozub, Sol. St. Comm. **225**, 5660 (2016).
7. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, and A. V. Shumilin, Sol. St. Comm. **149**, 576 (2009).
8. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, A. V. Shumilin, and Y. M. Galperin, J. Phys.: Cond. Matt. **22**, 405301 (2010).
9. D. M. Larsen, Phys. Rev. B **47**, 16333 (1993).