

Виртуальный переход Андерсона в узкой примесной зоне легированных слоев p -GaAs/AlGaAs

Н. В. Агринская¹⁾, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 декабря 2006 г.

В сильно легированных, некомпенсированных слоях квантовых ям p -GaAs/AlGaAs при низких температурах наблюдалась активационная проводимость с малыми энергиями активации, которая не объясняется известными механизмами (ϵ_4 -проводимость). Мы связываем такое поведение с делокализацией электронных состояний в окрестности максимума узкой примесной зоны в смысле перехода Андерсона. Проводимость при этом осуществляется за счет активации неосновных носителей с уровня Ферми в указанную зону делокализованных состояний.

PACS: 73.21.-b

1. Введение. Проблема проводимости по примесным состояниям изучалась в течение многих лет. Однако, как правило, при этом шла речь о проводимости прыжкового типа. Но в последнее время появились как экспериментальные [1–3], так и теоретические работы [4], демонстрирующие, что переход к металлической (или, в случае двумерных материалов, к слабо локализованной) проводимости может происходить непосредственно в примесной зоне. Отметим, что проводимость по примесной зоне изучалась применительно к ситуации достаточно сильной компенсации, при которой уровень Ферми располагается в области большой плотности состояний. Переход металл – диэлектрик при этом ассоциируется с переходом Мотта или, в крайнем случае, с переходом Мотта–Андерсона. Что же касается материалов со слабой компенсацией, то вплоть до настоящего времени ситуация с переходом металл – диэлектрик не вполне ясна. Действительно, в отсутствие всякой компенсации конечная проводимость (в том числе и в прыжковом режиме) может быть достигнута лишь за счет вклада верхней зоны Хаббарда, и мы имеем дело с “чистым” переходом Мотта. Однако наличие даже небольшого числа компенсирующих дефектов в диэлектрическом режиме позволяет реализовать конечную проводимость без привлечения двукратно заполненных состояний. Действительно, при этом немногочисленные неосновные носители в примесной зоне, созданные компенсирующими дефектами, активируются в максимум примесной зоны (прыжки по ближайшим соседям). Возникает вопрос, что будет происходить, если концентрация легирующей приме-

си достаточно велика, так что состояния в центре примесной зоны делокализованы. То обстоятельство, что при слабой компенсации степень беспорядка, обусловленного заряженными центрами, мала, позволяет ожидать, что такой “виртуальный” переход Андерсона для неосновных носителей в примесной зоне может произойти при концентрациях, существенно меньших, чем критическая для перехода Мотта в системе основных носителей. Заметим также, что для двумерных структур компенсирующие дефекты могут быть расположены вовне двумерного слоя, что также приводит к подавлению потенциала беспорядка в слое. Вопрос о выборе того или другого сценария (переход Мотта или переход Андерсона) зависит в реальных системах от ряда факторов: от степени компенсации и связанного с ней масштаба беспорядка, от соотношения эффективных масс носителей и др. Полного понимания этих вопросов пока не существует, поэтому соответствующие эксперименты кажутся актуальными.

В настоящей работе в образцах, содержащих одну или несколько квантовых ям GaAs/AlGaAs с концентрацией акцепторов, близкой к критической, наблюдалась четкая активационная зависимость проводимости в области низких температур вместо обычной прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. При этом префактор указанного активационного закона значительно больше, чем ожидаемый для прыжков по ближайшим соседям, и близок к квантовому пределу для проводимости по делокализованным носителям. Кроме того температурная зависимость холловской подвижности не согласуется с ожидаемой для прыжковой проводимости по ближайшим соседям. Такое поведение мы объясняем

¹⁾e-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

Параметры исследованных образцов

№	Число ям	Ширина ям, нм	$p_{300\text{K}}$, см^{-2}	N_A , см^{-3}	ε_1 , мэВ	ε_4 , мэВ	σ_0 , e^2/h
581	1	15	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{18}$	15	2	0,1
945	1	15	$1.5 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{18}$	14	2.5	0.03
946	1	15	$1.7 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{18}$	13	1.5	0.1
484	5	15	$1.3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{18}$	26	3	0.02
485	5	15	$1.5 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{18}$	13–26	2.5	0.03
200N1	20	15	$2 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{18}$	25	2	–
200N2	20	15	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{18}$	16	lnT	–
264	20	10	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{18}$	20	lnT	–
263	20	10	$1.5 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{17}$	16–30	VRH	–

активацией носителей в зону делокализованных состояний в центре примесной зоны вследствие произошедшего в ней перехода Андерсона.

2. Результаты эксперимента.

Методика выращивания многослойных структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии была описана в нашей предыдущей работе [3]. Структуры содержали 1–20 квантовых ям GaAs толщиной 10 или 15 нм, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 25–100 нм. В исследуемых образцах (см. таблицу) средняя область квантовых ям легирована. В качестве легирующей примеси p -типа использовался Be, объемная концентрация примеси задавалась в процессе роста и менялась от $5 \cdot 10^{17}$ атомов/ см^3 до $2 \cdot 10^{18}$ атомов/ см^3). Величина критической концентрации для объемного GaAs p -типа составляет $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то есть указанные концентрации оказываются порядка или несколько ниже критической. При этом степень компенсации $K = N_D/N_A < 0.01$ была достаточно низкой и определялась концентрацией дефектов, расположенных на границах квантовых ям и в барьерах. В некоторых образцах величину компенсации было возможно оценить из температурной зависимости эффекта Холла: из отношения концентрации носителей p_i , при которой происходит переход от энергии активации ε_0 к энергии активации $\varepsilon_0/2$, к концентрации $p_{300\text{K}}$, она составляла $K \sim 0.01$. Все параметры образцов приведены в таблице. В графе N_A указана объемная концентрация акцепторов, заданная при эпитаксиальном легировании.

Исследуемые образцы можно разделить на три типа, отличающихся низкотемпературным поведением проводимости.

1) В слабо легированных образцах (образец № 263 в таблице) при низких температурах 30–1.3 К реализуется проводимость с переменной длиной прыжка, $\sigma \propto \exp(-T_0/T)^{1/3}$, где T_0 – параметр, зависящий от плотности состояний на уровне Ферми, N_F и радиуса локализации a .

2) В сильно легированных образцах (образец 200 N2) при низких температурах наблюдалась слабо убывающая с уменьшением температуры зависимость проводимости, которая соответствует режиму слабой локализации и была описана в работе [3]. Величина проводимости близка к $4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ – минимальной проводимости “металлических” двумерных образцов, имеющих форму квадрата. Отметим, что в таких образцах при высоких температурах для эффекта Холла и проводимости наблюдается энергия активации $\varepsilon_1 \sim 16$ –20 мэВ (промежуточная между ε_0 и $\varepsilon_0/2$, где $\varepsilon_0 \simeq 28$ мэВ – энергия изолированного акцептора в GaAs). Заметим, что в образцах, испытывающих переход Мотта, ε_F расположена между центрами верхней и нижней зон Хаббарда: $\varepsilon_F \simeq \varepsilon_0 - U/2$, где U – энергия Хаббарда, которая для 2D меньше, чем ε_0 . Ранее энергия связи верхнего состояния для ям шириной 15 нм была оценена нами как 10 мэВ [5], то есть $U = 18$ мэВ; это дает $\varepsilon_F \simeq 19$ мэВ, что согласуется с наблюдаемыми значениями ε_1 .

3) В образцах, содержащих одну или несколько квантовых ям с концентрацией акцепторов, близкой, но меньше критической (образцы 945, 946, 484, 485 и 200 N1), наблюдалась выраженная активационная зависимость проводимости в широком интервале температур (10–1.3 К) с малой энергией активации $\varepsilon_4 \sim 1$ –3 мэВ (рис.1). Наиболее четко она проявлялась в структурах с одной ямой. Величина ε_4 уменьшалась с ростом концентрации акцепторов (что соответствует образцам №945-946 и №484-485, а также большому числу аналогичных образцов, не указанных в таблице). Как видно из рис.1 и таблицы, величина предэкспоненциального фактора σ_0 была лишь на порядок – полтора меньше универсального квантового предела для двумерной проводимости: $\sigma_0 < e^2/h = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$. Насколько нам известно, такое поведение ранее не наблюдалось. На рис.2 показан ход температурной зависимости холловской

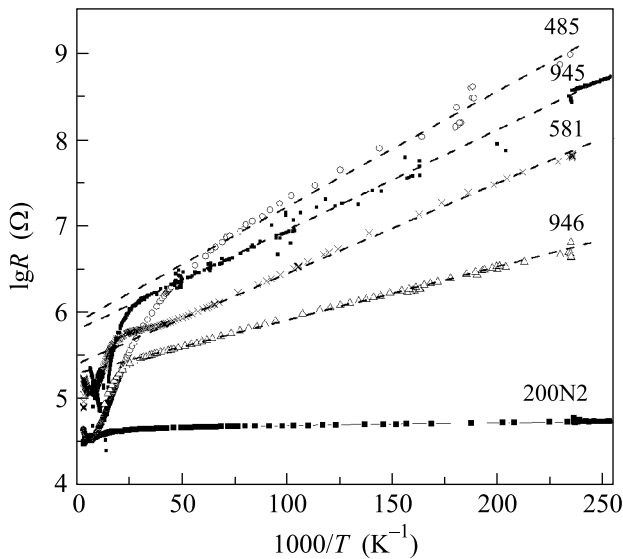


Рис.1. Температурные зависимости сопротивления образцов 581, 945, 946, 485 с постоянной энергией активации и образца 200N2, находящегося в режиме слабой локализации

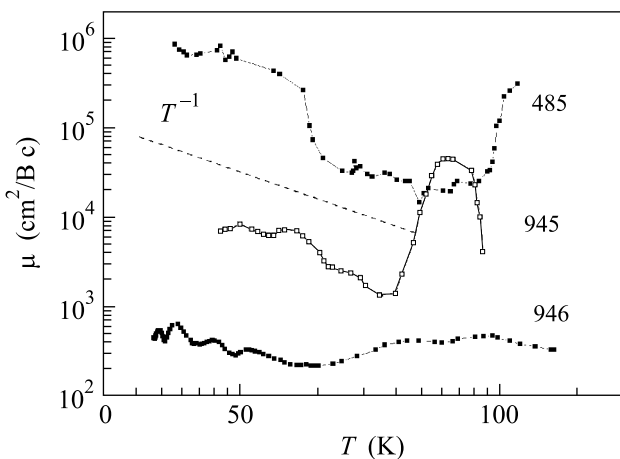


Рис.2. Температурные зависимости холловской подвижности нескольких образцов с ϵ_4 -проводимостью, штриховой кривой показан возможный ход подвижности при рассеянии на акустических фонах

подвижности в этих образцах. Можно видеть, что при высоких температурах наблюдается максимум подвижности, объясняемый комбинацией рассеяния на оптических фонах ($\mu \propto T^{-1}$) и на заряженных примесях ($\mu \propto T$). При температурах 10–4 К можно видеть дальнейший рост подвижности с понижением температуры. Такое поведение не может проявляться для прыжковой проводимости, поскольку соответствующая ей “подвижность” экспоненциально убывает с понижением температуры [6].

Обратимся теперь к температурным зависимостям эффекта Холла и проводимости для этих образцов в области высоких температур 20–300 К. При $T = 300\text{--}50$ К наблюдается активационный участок, связанный с ионизацией дырок из заполненной акцепторной зоны в валентную зону. Значение ϵ_1 естественно связать с расстоянием от ϵ_F до уровня протекания в хвосте валентной зоны. Поскольку степень компенсации наших образцов мала, полуширина примесной зоны также невелика, и, как показано далее, $\epsilon_F - \epsilon_0 \ll \epsilon_0$. Поэтому при достаточно низких температурах $\epsilon_1 \simeq \epsilon_0$. Однако с ростом температуры при p порядка концентрации компенсирующей примеси ожидается переход от режима $\epsilon_1 \sim \epsilon_0$ к режиму $\epsilon_1 \sim \epsilon_0/2 = 14$ мэВ. Именно такое поведение и наблюдается в эксперименте (таблица).

3. Обсуждение. Как уже обсуждалось ранее в нашей работе [3], в образцах GaAs/AlGaAs p -типа с легированной нижней примесной зоной переход к слаболокализационной проводимости (WL) при низких температурах происходит при концентрации примеси $> 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Поведение образцов с концентрацией акцепторов несколько ниже критической оказывается заметно отличным от наблюдаемого для образцов, демонстрирующих WL. Во-первых, высокотемпературная энергия активации для эффекта Холла оказывается порядка $\epsilon_0/2$, низкотемпературная энергия активации равна ϵ_0 . Это свидетельствует о положении уровня Ферми при низкой температуре в хвосте плотности состояний достаточно узкой примесной зоны. Во-вторых, понижении температуры в широком интервале температур 50–3 К в проводимости наблюдается постоянная энергия активации (3–1 мэВ). Естественным объяснением активационного закона могли бы служить активация в верхнюю зону Хаббарда (ϵ_2 -проводимость) или прыжковая проводимость по ближайшим соседям (ϵ_3 -проводимость). Однако ϵ_2 -проводимость связана с большой энергией активации, $\epsilon_2 \sim U$, что не соответствует эксперименту. С другой стороны, ϵ_3 -проводимость обычно наблюдается в узком интервале температур и достаточно быстро сменяется проводимостью с переменной длиной прыжка. При этом префактор активационной зависимости для ϵ_3 проводимости экспоненциально мал, тогда как наблюдаемые значения близки к квантовому пределу для проводимости по делокализованным носителям, $\sim e^2/h$. Последнее обстоятельство указывает на то, что, во всяком случае, система находится в окрестности перехода металл – диэлектрик, несмотря на то, что примесная зона остается узкой. Важное обстоятельство состоит в том, что наблюда-

емая холловская подвижность $\mu_H \sim R_H \sigma$ растет с понижением температуры в интервале 20–4 К, рис.2. В то же время в режиме ε_3 проводимости μ_H ведет себя как [6]

$$\mu_H \propto \exp -\varepsilon_F/2T,$$

то есть экспоненциально убывает с убыванием температуры. Поэтому температурное поведение μ_H также, на наш взгляд, не позволяет связать наблюдаемое активационное поведение с ε_3 -проводимостью.

Напротив, рост подвижности с уменьшением температуры можно объяснить рассеянием делокализованных носителей на фононах. Последнее предположение не противоречит тому факту, что при более высоких температурах наблюдается рост подвижности с ростом температуры. Указанный рост мы связываем с вкладом носителей, активированных в валентную зону, где при соответствующих температурах преобладает рассеяние на заряженных примесях. Как известно, рассеяние на акустических фононах весьма чувствительно к эффективной массе носителей, и отношение времен релаксации на заряженных примесях, τ_i , и на акустических фононах, τ_{e-ph} , ведет себя как

$$\tau_i/\tau_{e-ph} \propto m^2.$$

С другой стороны, эффективная масса делокализованных носителей в примесной зоне может заметно превышать массу носителей в валентной зоне, что, в частности, мы продемонстрировали в работе [3], где указанное превышение определялось фактором $\sim 2-3$. В случае узкой зоны можно ожидать еще больших значений m . Так что с понижением температуры можно ожидать смены механизма рассеяния и знака температурной зависимости подвижности. Тот факт, что значение σ_0 все же меньше, чем e^2/h , на наш взгляд не противоречит предположению о наличии делокализованных носителей, так как ограничение e^2/h соответствует вырожденной статистике.

Таким образом, совокупность полученных результатов, с нашей точки зрения, свидетельствует о том, что активация происходит в зону делокализованных состояний, появляющихся при переходе Андерсона в нижней примесной зоне. Заметим, что “чистый” переход Андерсона рассматривается применительно к одночастичной ситуации в отсутствие межэлектронных корреляций. В нашем же случае отталкивание дырок на акцепторах не позволяет реализовать делокализованный транспорт дырок даже если волновые функции, определенные в одночастичном приближении, делокализованы. Однако активация в указанные состояния электронов с уровня Ферми, расположенного в “хвосте” примесной зоны, делает

возможным транспорт по таким делокализованным состояниям. В отличие от реального перехода металл – диэлектрик (когда уровень Ферми находится в области делокализованных состояний) проявление делокализованных состояний в нашем случае можно описать как виртуальный переход Андерсона.

Энергия ε_4 , таким образом, связана с активацией носителей с уровня Ферми в край подвижности (рис.3), она зависит как от степени компенса-

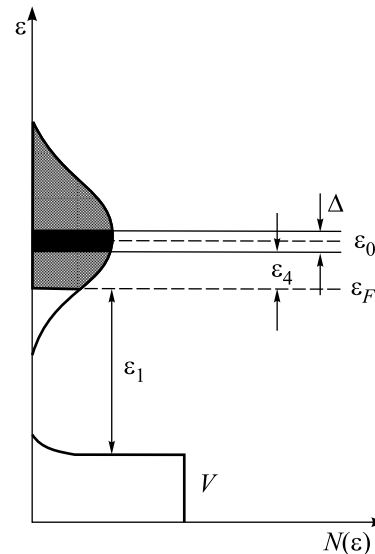


Рис.3. Схема плотности состояний в образцах с узкой примесной зоной. Показаны энергии активации ε_1 , ε_4 , положение изолированного акцептора ε_0 , положение уровня Ферми ε_f и ширина полосы делокализованных состояний в центре зоны Δ

ции (положение ε_F) так и от N_A (положения края подвижности). В слабо компенсированных образцах тип проводящих носителей должен быть противоположен типу основных носителей и, следовательно, можно ожидать изменения знака эффекта Холла и термоэдс при понижении температуры от комнатной до гелиевой. Холловские измерения в образцах с одной ямой при $T = 4.2$ К действительно демонстрируют знак эффекта Холла, противоположный определенному для $T = 300$ К, причем концентрация носителей оказалась на 3 порядка меньше концентрации при $T = 300$ К. Изменение знака термоэдс при понижении температуры наблюдалось в работе [7] в 2D $p\text{-GaAs}$, близких к переходу металл – изолятор.

Обсудим “виртуальный” переход Андерсона более подробно. Учтем, что критерий Мотта для перехода металл – диэлектрик [8]

$$N^{1/2}a \sim \alpha \quad (1)$$

(где N – концентрация примеси, a – боровский радиус, константа $\alpha = 0.15$ для двумерного случая) записан в предположении, что ширина примесной зоны $\Delta\varepsilon$ порядка энергии ионизации уровня $\varepsilon_0 = e^2/\kappa a$. Действительно, записывая интеграл перекрытия как $I \sim (e^2 r^{1/2}/\kappa a^{3/2}) \exp(-2r/a)$ (где $r \sim N^{-1/2}$ – расстояние между соседними узлами), а характерный разброс энергий как $\Delta\varepsilon \sim e^2/\kappa a$, и полагая $I \sim \Delta\varepsilon$, мы приходим к вышеуказанной оценке. Заметим также, что, поскольку энергия Хаббарда порядка ε_0 , критерий (1) справедлив как для перехода Андерсона, так и для перехода Мотта.

Рассмотрим случай узкой примесной зоны, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$, который может быть реализован в случае слабой компенсации. Мы будем также предполагать, что (фоновые) компенсирующие центры расположены вдалеке от 2D слоя, в частности, наиболее выгодная энергетически позиция соответствует центрам барьеров. Заметим, что аналогичная ситуация (но применительно к донорной примеси) была проанализирована в работе [9], где было показано, что положение уровня Ферми относительно центра примесной зоны определяется энергией $\varepsilon_F \sim e^2/\kappa d$. Здесь d – типичное расстояние между компенсирующим дефектом и ближайшей легирующей примесью (то есть порядка половины толщины барьера). Для значений $d \sim 50$ нм $\varepsilon_F \sim 2.3$ мэВ $\ll \varepsilon_0$. Отметим, что такая оценка согласуется с наблюдаемыми значениями ε_4 . Что касается величины $\Delta\varepsilon$, то ее оценка затрудняется возможной ролью случайных упругих напряжений; мы полагаем, что, во всяком случае, $\Delta\varepsilon/2 < \varepsilon_F$ по аналогии с ситуацией [9]. Отметим, что предположение, что разброс энергий связан лишь с наличием в 2D слое заряженных дефектов, дает в случае $K \sim 0.01$ для $\Delta\varepsilon$ значение ~ 5 мэВ.

Обсудим критерий перехода Андерсона в такой ситуации. Мы должны сравнивать $I \sim (e^2 r^{1/2}/\kappa a^{3/2}) \exp(-2(N^{1/2}a)^{-1})$ и $\Delta\varepsilon$; как видно, в случае узкой зоны параметр α в критерии Мотта нужно заменить на меньшую величину:

$$\alpha' = \alpha \frac{1}{\ln(\varepsilon_0/\Delta\varepsilon)}. \quad (2)$$

Таким образом, переход Андерсона в узкой зоне начинается раньше (по концентрации), чем в случае стандартной примесной зоны. При этом состояния в центре зоны будут делокализованы по Андерсону, но заполнены однократно вследствие кулоновского отталкивания второй дырки.

До сих пор мы ограничивались анализом диагонального беспорядка, связанного с разбросом энергий узлов и соответствующим модели Андерсона. Одна-

ко в случае узкой примесной зоны возникает вопрос о роли недиагонального беспорядка, связанного с разбросом интегралов перекрытия и соответствующего модели Лифшица [10]. Как известно, критерий перехода металл – диэлектрик в модели Лифшица также соответствует оценке (1) (см., например, [11]), однако с другим численным коэффициентом α_{Lif} . Вообще говоря, не существует каких-либо качественных факторов (и, соответственно, безразмерных параметров), выделяющих роль диагонального беспорядка по сравнению с ролью недиагонального. В то же время, насколько нам известно, количественные оценки параметра α_{Lif} до сих пор отсутствуют. Так что к настоящему времени мы не располагаем информацией о соотношении α и α_{Lif} , тем более, что соответствующие значения могут быть модельно чувствительны. Представленный выше анализ был фактически основан на предположении, что локализация определяется диагональным беспорядком, то есть значение α_{Lif} , меньшим, чем значение параметра α' (определяемого оценкой (2)). В случае обратного неравенства, с ростом концентрации состояния остаются локализованными даже при превышении левой части критерия (1) значения α' именно в силу наличия недиагонального беспорядка. Делокализация происходит при достижении $N^{1/2}a$ значения α_{Lif} , то есть виртуальный переход металл – диэлектрик происходит по сценарию Лифшица. Однако и в этом случае тот факт, что переход происходит в сравнительно узкой зоне (что означает малость интегралов перекрытия), может быть объяснен лишь в предположении определенной численной малости значения α_{Lif} . Однако грубая оценка $\bar{\Delta}/\varepsilon_0 \sim \exp(-(N^{1/2}a)^{-1})$ [11] показывает, что уширение зоны $\bar{\Delta}$, связанное с делокализацией, примерно на порядок меньше, чем ε_0 уже при $\alpha_{\text{Lif}} < 0/5$.

Итак, с ростом N_A вначале происходит “виртуальный переход Андерсона” в нижней, почти полностью заполненной, зоне Хаббарда, который обнаруживается за счет активации неосновных носителей в область делокализованных (в одночастичном приближении) состояний. Он проявляется в активационной проводимости, характеризующейся аномально малой энергией активации. Поскольку природа последней отличается от известных активационных законов (ε_1 - , ε_2 - и ε_3 -проводимости), мы можем назвать ее ε_4 -проводимость. Область проявления этого закона по температуре может быть аномально широка по сравнению с типичной для аррениусовских законов в прыжковой проводимости. Затем, с ростом концентрации, происходит переход Мотта–Хаббарда, и проводимость характеризуется слабыми (логарифми-

ческими) температурными завитостями. При этом, однако, за счет уширения примесной зоны и увеличения беспорядка, связанного с увеличением концентрации заряженных центров в окрестности перехода Мотта-Хаббарда, предварительно происходит подавление обсуждавшегося выше виртуального перехода Андерсона.

Таким образом, в сильно легированных, некомпенсированных слоях квантовых ям $p\text{-GaAs}/\text{AlGaAs}$ мы наблюдали активационную проводимость с малыми энергиями активации, которая не объясняется известными механизмами. Наблюдаемое поведение связывается с делокализацией электронных состояний в окрестности максимума узкой примесной зоны в смысле перехода Андерсона. Эта делокализация не сказывается на транспорте “основных носителей” (дырок), который блокирован хаббардовскими корреляциями; однако она обуславливает транспорт делокализованных электронов, активируемых с ионизированных фоновыми примесями акцепторов. Указанное поведение может проявляться лишь для 2D систем, в которых фоновые компенсирующие дефекты могут располагаться вне 2D слоя, что существенно для формирования узкой примесной зоны.

Авторы выражают благодарность А.Е. Жукову за изготовление структур, А.С. Иоселевичу за обсужде-

ние и ряд полезных замечаний, а также Российскому фонду фундаментальных исследований (грант # 06-02-17068) за финансовую поддержку.

1. D. A. Woodbury and J. S. Blakemore Phys. Rev. B **8**, 3803 (1973).
2. S. Liu, K. Karrai, F. Dummore et al., Phys. Rev. B **48**, 11394 (1993).
3. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, В. Черняев, Д. В. Шамшур, Письма в ЖЭТФ **80**, 36 (2004).
4. T. G. Castner, Phys. Rev. B **67**, 193202 (2003).
5. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Ю. Л. Иванов, Письма в ЖЭТФ **120**, 480 (2001).
6. Ю. М. Гальперин, Е. П. Герман, В. Г. Карпов, ЖЭТФ **99**, 343 (1991).
7. L. Moldovan, S. Melinte, V. Bayot et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 4369 (2000).
8. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М.: Мир, 1982.
9. Q. Ye, B. I. Shklovskii, A. Zrenner, and F. Koch, Phys. Rev. B **41**, 8477 (1990).
10. И. М. Лифшиц, УФН, **83**, 617 (1964).
11. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.