Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 8, с. 578 – 583

Квантовый эффект Холла в системе с электронным резервуаром[1)]

С. И. Дорожкин[2)]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2016 г.

После переработки 3 марта 2016 г.

В полевом транзисторе с электронной системой в широкой квантовой яме GaAs выполнены прецизионные измерения зависимости емкости от магнитного поля и затворного напряжения. Обнаружено, что минимумы в емкости, обусловленные щелями в спектре Ландау электронной системы, при заполнении двух подзон размерного квантования становятся аномально широкими. Эффект объясняется удержанием химпотенциала в щели между уровнями Ландау одной из подзон за счет перераспределения электронов между подзонами, происходящего при изменении магнитного поля. В модели электронной системы, образованной двумя слоями двумерных электронов, выполнен расчет, учитывающий такое перераспределение. Результаты расчета описывают как уширение особенностей в емкости, так и наблюдаемое исчезновение отдельных состояний квантового эффекта Холла.

DOI: 10.7868/S0370274X1608004X

Вскоре после открытия в двумерных электронных системах (ДЭС) целочисленного квантового эффекта Холла [1] (КЭХ) было предложено его объяснение удержанием химического потенциала μ ДЭС в щели между уровнями Ландау за счет обмена электронами между системой и электронным резервуаром [2] (см. также недавний обзор [3] и ссылки в нем), происходящего, в частности, при изменении магнитного поля. Такой простой механизм, однако, оказался в общем случае недостаточным в силу отсутствия в исследованных образцах подходящего резервуара. В данной работе при помощи емкостной методики эффект удержания химпотенциала наблюдается для щели в спектре одной из двух заполненных подзон размерного квантования электронной системы. Удержание реализуется в широкой области магнитного поля и происходит за счет перераспределения электронов между подзонами. В нашем случае сильно асимметричной квантовой ямы, содержащей электронную систему, центры тяжести электронной плотности в двух подзонах заметно смещены друг относительно друга (и это смещение наблюдается экспериментально), так что хорошим приближением оказывается модель с двумя слоями двумерных электронов, электрически связанными между собой. Показано, что формула для квантовой емкости двухслойной электронной системы позволяет описать экспериментальные наблюдения при учете перераспределения электронов между слоями. Одновременно получаются правильные номера отсутствующих плато квантового эффекта Холла.

Отметим большую историю исследований двухслойных электронных систем, которые обычно создаются в виде двойных квантовых ям [4] или как результат возникновения двух пространственно-разделенных минимумов самосогласованного потенциала в широких квантовых ямах [5]. Перераспределение электронов между подзонами размерного квантования в двухслойных системах неоднократно привлекалось ранее для объяснения наблюдаемых в них эффектов. Среди них отметим аномалии в спектрах люминесценции [6, 7] и особенности целочисленного квантового эффекта Холла (см., например, работы [8–11]). Емкостная методика до сих пор использовалась в очень ограниченном числе исследований двухслойных электронных систем [9, 11, 12].

Эксперименты выполнялись на полевом транзисторе с электронным каналом в квантовой яме GaAs шириной $d_{\rm QW} = 60$ нм, встроенной в гетероструктуру GaAs/AlGaAs, которая была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (см. схему структуры на рис. 1a). Роль затвора транзистора выполнял сильнолегированный слой n-GaAs (“back gate” на рис. 1a). Расстояние от края слоя до ближней (нижней) стенки квантовой ямы $d_g = 850$ нм. При нулевом затворном напряжении электронный канал в яме возникает за счет стекания туда электронов с доноров, находящихся в селективно легированном кремнием слое AlGaAs (“doped layer” на рис. 1a), и

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: dorozh@issp.ac.ru

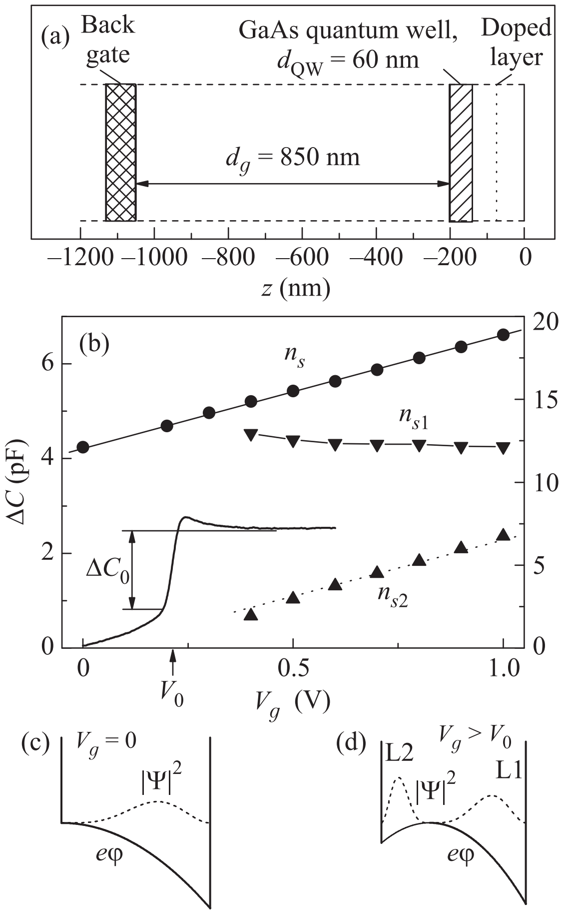

Рис. 1. (a) – Расположение основных слоев в гетероструктуре. Нуль оси z соответствует поверхности гетероструктуры. (b) – Зависимости изменения ΔC (сплошная кривая, левая ось) емкости $C \approx 90$ пФ между затвором и электронной системой, а также плотностей электронов в подзонах $n_{s1}, n_{s2}, n_s = n_{s1}+n_{s2}$ (символы, правая ось) от напряжения на затворе V_g. Пунктирная линия проведена через точки $n_{s2}(V_g)$ параллельно прямой, описывающей зависимость $n_s(V_g)$. Вертикальной стрелкой отмечено значение затворного напряжения V_0, при котором начинается заполнение второй подзоны, определяемое по скачку емкости. (c, d) – Схематические изображения потенциала $e\phi$ квантовой ямы (сплошные линии) и электронной плотности $|\Psi|^2$ в яме (штриховые линии) для случаев одной (панель c; $V_g = 0$) и двух (панель d; $V_g > V_0$) заполненных подзон размерного квантования

потенциал $e\phi$ в яме становится сильно асимметричным (рис. 1c). При приложении напряжения V_g на затвор полная плотность электронов в яме n_s меняется пропорционально изменению V_g (линейная зависимость $n_s(V_g)$ на рис. 1b), а около нижней стенки ямы при $V_g > 0$ возникает второй минимум потенциала. При достаточно большом напряжении (в нашем случае $V_g > V_0 \approx 0.22$ В) в яме происходит заполнение второй подзоны размерного квантования. При этом электроны двух разных подзон оказываются сконцентрированными около минимумов потенциала, расположенных около противоположных стенок ямы (рис. 1d), и электронная система в яме фактически состоит из двух слоев, L1 и L2, как это наблюдалось и ранее для широких квантовых ям (см., например, работу [5]). Данный сценарий базируется на приводимых ниже результатах.

Измерения были выполнены в криостате с откачкой паров ^{3}He при температуре 0.5 K. Подвижность электронов зависела от их плотности, меняясь в пределах $(4-6) \cdot 10^6$ см^2/В · с. Образец имел латеральную геометрию холловского мостика общей длиной 1.85 мм и шириной 0.4 мм. При помощи четырехточечного метода измерялись магнетосопротивление и холловское сопротивление. Основной же методикой исследования в этой работе являлось прецизионное измерение емкости C между затвором полевого транзистора и электронной системой в квантовой яме. Емкость определялась из величины реактивной компоненты переменного тока, протекающего между затвором и электронной системой при модуляции постоянного затворного напряжения V_g переменным $V^{\sim}$ с частотой 9.2 Гц и амплитудой 10 мВ. Одновременно измерялась и активная компонента тока в фазе с $V^{\sim}$, характеризующая резистивные эффекты в электронной системе. Все представленные ниже результаты для емкости соответствуют пренебрежимо малым значениям этой компоненты. Измеряемая величина емкости в основном определяется расстоянием между затвором и центром тяжести распределения электронной плотности вдоль оси z в состояниях, заполняющихся при увеличении затворного напряжения. Наблюдаемое на рис. 1b при $V_g = V_0 \approx 0.22$ В резкое возрастание емкости соответствует началу заполнения второй подзоны, электронная плотность в которой сосредоточена около нижней стенки ямы (рис. 1d). Этот вывод согласуется с зависимостями плотности электронов в подзонах от затворного напряжения (рис. 1b), определенными из измерений холловского сопротивления, а также квантовых осцилляций магнетосопротивления и магнетоемкости. Отметим, что спектр осцилляций в слабых магнитных полях в общем случае состоит из четырех частот, удовлетворяющих соотношению $N_t = 2iN_0$ $(i = 1, 2, 3, ...)$, где $N_0 = |e|B/hc$ – вырожденность одного спинового подуровня. Четыре различные частоты отвечают $N_t = n_{s1}$, n_{s2}, $n_{s1} + n_{s2}$ и $n_{s1} - n_{s2}$, где n_{s1} и n_{s2} – плотности электронов в первой и второй подзонах соответственно. Две первые частоты соответствуют осцилляциям Шубникова–де Гааза от электронов в двух разных подзонах. В различных диапазонах температур и магнитных полей может доминировать одна из двух последних частот. Так, при высоких температурах (в нашем случае 4.2 K) это осцилляции межподзонного рассеяния [13, 14], соответствующие разности плотностей: $N_t = n_{s1} - n_{s2}$. В более сильных магнитных полях это осцилляции, определяемые полной плотностью электронов: $N_t = n_s = n_{s1} + n_{s2}$. Холловское сопротивление во всем исследованном диапазоне параметров определяется величиной n_s.

При $V_g > V_0$ плотность электронов в первой подзоне n_{s1} меняется слабо, так что в основном происходит заполнение второй подзоны. Такое поведение представляется совершенно естественным, если отождествить вторую подзону со слоем электронов L2, ближайшим к затвору. Поскольку $dn_s/dV_g \approx \approx dn_{s2}/dV_g$, измеряемая емкость, пропорциональная dn_s/dV_g, при $V_g > V_0$ чувствительна в основном к свойствам электронов второй подзоны.

Хорошо установлено (см. работу [15] и многочисленные последующие публикации), что в измеряемую величину емкости C между затвором и ДЭС дает вклад величина термодинамической плотности состояний системы $D^{(th)} = \partial n_s/\partial\mu$. В случае заполнения одной подзоны выражение для емкости можно записать в следующем виде [15]: $C = = (\chi S/4\pi d_g)[1 + 1/\Lambda d_g D^{(th)}]^{-1}$. Здесь S – площадь ДЭС под затвором, d_g – толщина слоя, разделяющего затвор и систему, χ – диэлектрическая проницаемость этого слоя, $\Lambda = 4\pi e^2/\chi$. В отсутствие электрон-электронного взаимодействия и при нулевой температуре величина $D^{(th)}$ равна одночастичной плотности состояний $D(\varepsilon, B)$ на уровне химпотенциала: $D^{(th)} = D(\mu, B)$. Здесь B – магнитное поле, перпендикулярное ДЭС. Минимумы плотности состояний в щелях между уровнями Ландау проявляются в минимумах емкости при целочисленных значениях фактора заполнения уровней $\nu = n_s/N_0$. Это хорошо видно из рис. 2a для случая одной заполненной подзоны (при $B < 0.5$ T спиновые подуровни не разрешаются и минимумы емкости наблюдаются только при четных ν).

Отметим, что ширина минимумов в емкости на рис. 2a соответствует изменению фактора заполнения $\nu \equiv \nu^{(0)}$ на величину, много меньшую единицы, как это всегда наблюдалось в работах по емкостной спектроскопии ДЭС в квантующих магнитных полях. При заполнении второй подзоны (рис. 2c) положения минимумов в емкости, как и в работах [9, 11], оказываются центрированными вблизи ожидаемых

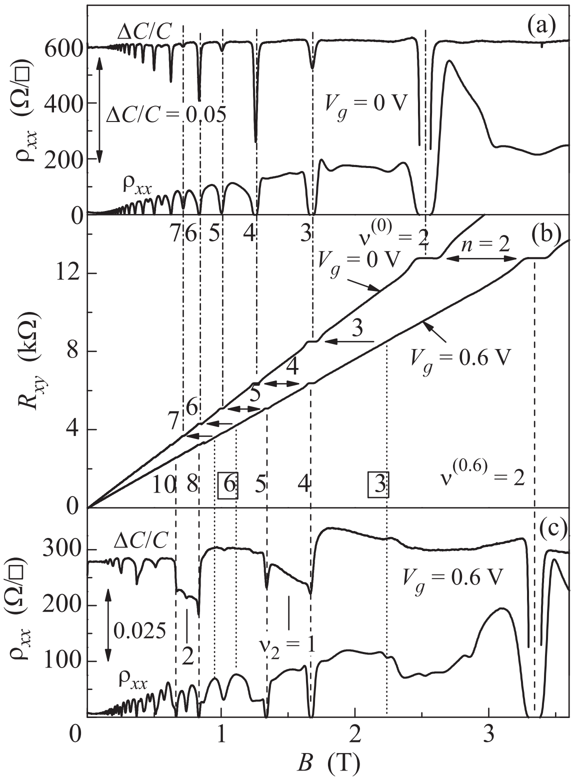

Рис. 2. (a) – Зависимости от магнитного поля удельного магнетосопротивления ρ_{xx} и относительного изменения величины емкости $\Delta C/C$ для случая одной заполненной подзоны ($V_g = 0$ В). Вертикальными штрихпунктирными линиями отмечены положения целочисленных факторов заполнения $\nu^{(0)}$ (указаны цифрами около линий) расщепленных по спину уровней Ландау. (b) – Холловское сопротивление R_{xy} для случаев одной ($V_g = 0$ В, верхняя линия) и двух ($V_g = 0.6$ В, нижняя линия) подзон. Горизонтальными стрелками с целыми числами n отмечены соответствующие плато холловского сопротивления. Значение вертикальных линий определено в подписях к панелям a и c. (c) – То же, что и на панели a, для случая двух подзон ($V_g = 0.6$ В). Пронумерованными вертикальными линиями отмечены положения соответствующих целочисленных значений суммарного фактора заполнения $\nu \equiv \nu^{(0.6)}$. Штриховые (пунктирные) линии отвечают реализующимся (отсутствующим) состояниям квантового эффекта Холла. Жирными вертикальными отрезками отмечены положения целочисленных факторов заполнения во второй подзоне ν_2, вычисленные исходя из плотности электронов в этой подзоне, определенной из измерений в слабых магнитных полях. Разрывы на емкостных кривых соответствуют исключению результатов, полученных в присутствии резистивных эффектов

целочисленных значений фактора заполнения для второй подзоны $\nu_2 = n_{s2}/N_0$, отражая минимумы плотности состояний между уровнями Ландау в этой подзоне. Щели в спектре Ландау первой подзоны могут проявляться на емкостных кривых только при малой плотности состояний во второй подзоне, приводя к дополнительной структуре минимумов в емкости, существующих около целых значений ν_2, и не проявляются отдельно от последних (см. рис. 2c). Исключение составляет состояние при $\nu = 2$, которое обсуждается ниже. Подчеркнем, что при заполнении двух подзон минимумы емкости на рис. 2c при $\nu_2 = 1, 2$ имеют аномально большую ширину и характерную форму, будучи ограниченными резкими изменениями емкости, происходящими около плато КЭХ вблизи целочисленных значений *полного* фактора заполнения $\nu \equiv \nu^{(0.6)}$. На рис. 2c соответствующими парами граничных значений являются $\nu \lesssim 4$ и $\nu \gtrsim 5$ для минимума при $\nu_2 = 1$, а также $\nu \lesssim 8$ и $\nu \gtrsim 10$ для $\nu_2 = 2$. Таким образом, ширина минимума несколько превышает интервал магнитного поля, отвечающий изменению ν на единицу или двойку в зависимости от конкретного минимума. Столь большое уширение минимумов в емкости составляет основной результат данной работы, ранее неизвестный.

Наблюдение состояний КЭХ на границах минимума указывает на то, что ν_2 в пределах минимума остается близким к целочисленному значению, несмотря на существенное изменение магнитного поля. К примеру, при $V_g = 0.6$ В (рис. 2b и c) состояния КЭХ, соответствующие плато с $n = 4$ и 5 и наблюдающиеся при $\nu = n$, представляется естественным приписать факторам заполнения $\nu_1 \approx 3$ и 4 и $\nu_2 \approx 1$, так что $\nu = \nu_1 + \nu_2 = n$. Такое объяснение предполагает удержание уровня химпотенциала в щели между уровнями Ландау второй подзоны и соответствующее изменение плотности электронов n_{s2} при изменении поля. Отсутствие подобного эффекта при заполнении одной подзоны (рис. 2a), а также расположение границ минимумов около целых значений *полного* фактора заполнения указывают на то, что изменение плотности электронов во второй подзоне происходит за счет их плотности в первой подзоне. Тем самым во второй подзоне реализуется состояние квантового эффекта Холла в присутствии электронного резервуара, роль которого играет первая подзона. Отметим также исчезновение при заполнении двух подзон части состояний КЭХ. Номера выпадающих плато зависят от плотности электронов в системе. Так, на нижней холловской кривой на рис. 2b отсутствуют плато с $n = 3, 6, 7$. При этом отсутствуют и минимумы в емкости.

Для описания экспериментальных результатов нами был выполнен анализ в рамках модели, аналогичной использовавшейся в работах [10, 16] и представленной в дополнительном материале [17]. В модели рассматривается электронная система, образованная двумя слоями двумерных электронов, L1 и L2 (ср. с рис. 1d), расположенными в двух разных квантовых ямах фиксированного профиля. Электрическое поле между ямами зависит от плотности электронов. Электронные слои связаны между собой электрически и имеют одинаковый электрохимпотенциал. В таких условиях квантовые осцилляции химического потенциала ДЭС в магнитном поле, происходящие асинхронно в слоях с различной плотностью электронов, приводят к перераспределению электронов между слоями, связанному самосогласованным образом с изменением электрического поля между ямами.

Результаты сравнения расчетных кривых с экспериментальными для трех разных значений V_g приведены на рис. 3. Аналогичные расчеты, описывающие

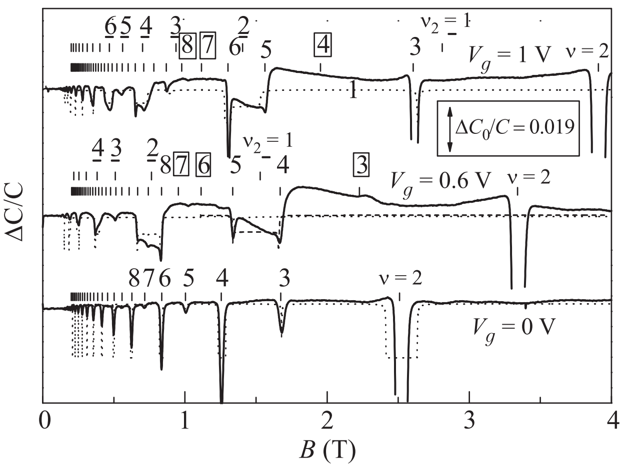

Рис. 3. Экспериментальные (сплошные линии) и рассчитанные (пунктир) зависимости емкости от магнитного поля для трех значений затворного напряжения, указанных около кривых. Значения параметров, входящих в модель, одинаковы для всех пунктирных кривых. Штриховая линия вычислена при дополнительно увеличенном значении g-фактора (см. [17]). Вертикальной стрелкой задан масштаб изменения емкости (ΔC_0 – скачок емкости при заполнении второй подзоны при $B = 0$). Вертикальными отрезками (частично пронумерованы) отмечены положения целочисленных значений факторов заполнения ν и ν_2 (нижние и верхние ряды отрезков в парах соответственно). Рамкой обведены значения факторов заполнения ν, при которых отсутствуют состояния КЭХ

экспериментальные результаты с такой же степенью точности, как на рис. 3, были выполнены и для ряда других значений в интервале $0.6\,\text{В} \le V_g \le 1\,\text{В}$. Результаты расчета, приведенные на рис. 3, неплохо описывают широкие минимумы в емкости при целых значениях ν_2, а также дают правильные номера отсутствующих состояний квантового эффекта Холла. Отсутствие состояний КЭХ проявляется на емкостных кривых рис. 3 в отсутствии минимумов. Полученное согласие позволяет утверждать, что использованная модель адекватно учитывает важный аспект поведения изучаемой системы, состоящий в перераспределении электронов между подзонами. Отсутствие в расчете состояний КЭХ при $\nu = 2$ и другие ограничения модели обсуждаются в дополнительном материале [17].

Рассмотрим вычисленные зависимости энергий уровней Ландау и электрохимпотенциала от магнитного поля, показанные для $V_g = 1$ В на рис. 4. Сложное поведение уровней Ландау в слое L2 обусловлено зависимостью от магнитного поля расстояния между уровнями размерного квантования в ямах $\Delta(B)$, включающего в себя разность электрических потенциалов между слоями. Очевидно, что приведенная схема уровней радикально отличается от наивных спектров из двух вееров Ландау, сдвинутых по энергии на постоянную величину, которые еще довольно часто встречаются в литературе даже для асимметричных потенциальных ям. На рис. 4a и b область магнитного поля, соответствующая минимуму емкости при $\nu_2 \approx 2$ на верхней кривой рис. 3, выделена прямоугольными рамками с цифрой I. В этой области электрохимпотенциал находится между уровнями Ландау слоя L2. Сначала он быстро падает с уровня $2{-}2^-$ на уровень $1{-}2^+$, а затем растет, будучи запиннингованным на уровне $1{-}2^+$. Падение электрохимпотенциала происходит в щели энергетического спектра. При этом реализуется КЭХ. При нахождении электрохимпотенциала в щели между уровнями $2{-}2^-$ и $2{-}1^+$ фактор заполнения $\nu_2 \approx 2$, что обеспечивается возрастанием n_{s2}, примерно линейным по магнитному полю (см. рис. 4b). Аналогичным образом в области II электрохимпотенциал пиннингуется на уровнях Ландау слоя L2, находясь в щели между уровнями Ландау слоя L1. Этот эффект, однако, не может быть зафиксирован при помощи использованной экспериментальной техники. Таким образом, как следует из зависимостей $n_{s1}(B)$ и $n_{s2}(B)$, приведенных на рис. 4b, фиксация уровня электрохимпотенциала в щели между уровнями Ландау происходит за счет перераспределения электронов между слоями. Отсутствие состояния квантового эффекта Холла с $n = 4, 7, 8$ для данных на рис. 4 обусловлено отсутствием щели в спектре около уровня электрохимпотенциала на соответствующих факторах заполнения, где этот уровень совпадает с частично заполненными уровнями Ландау в двух разных ямах. Относительно влияния электрон-электронного взаимодействия на "слипание" уровней Ландау в таких условиях см. недавнюю работу [18].

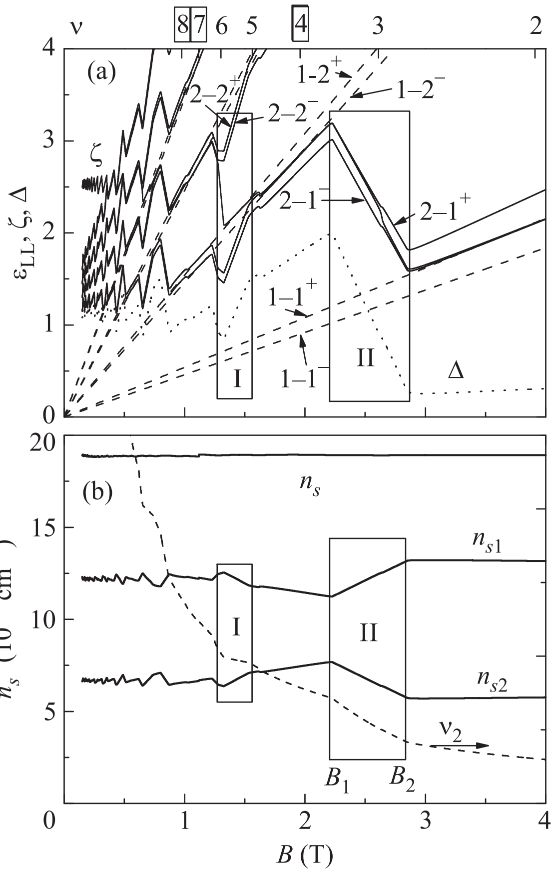

Рис. 4. (a) – Вычисленные зависимости от магнитного поля энергий уровней Ландау в первой (L1; $\varepsilon_{\rm LL}^{(1)} = \hbar\omega_c(k - 1/2) \pm g\mu_{\rm B}/2$; штриховые прямые $1 - k^{\pm}$) и второй (L2; $\varepsilon_{\rm LL}^{(2)} = \varepsilon_{\rm LL}^{(1)} + \Delta(B)$; тонкие сплошные линии $2 - k^{\pm}$) квантовых ямах. Здесь ω_c – циклотронная частота электронов, $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора. Жирная сплошная линия – электрохимпотенциал $\zeta(B)$, пунктир – расстояние между уровнями размерного квантования в ямах $\Delta(B)$. Все энергии даны в единицах циклотронного расщепления в поле $B = 1$ Тл. (b) – Вычисленные плотности электронов n_{s1}, n_{s2} и n_s, а также величина ν_2 фактора заполнения уровней Ландау в яме L2

Автор признателен В. Уманскому (V. Umansky) за изготовление высококачественной гетероструктуры GaAs/AlGaAs, И.А. Дмитриеву и А.А. Капустину за полезные замечания по тексту статьи. Работа была частично поддержана РФФИ (проект # 13-02-00015).

1. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).

2. G. A. Baraff and D. C. Tsui, Phys. Rev. B **24**, 2274 (1981).
3. W. Zawadzki, A. Raymond, and M. Kubisa, Phys. Stat. Sol. B **251**, 247 (2014).
4. G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990)
5. Y. W. Suen, J. Jo, M. B. Santos, L. W. Engel, S. W. Hwang, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **44**, 5947 (1991).
6. D. G. Hayes, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, P. E. Simmonds, L. L. Taylor, S. J. Bass, and L. Eaves, Phys. Rev. B **44**, 3436 (1991).
7. V. V. Solovyev, S. Schmult, W. Dietsche, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **80**, 241310(R) (2009).
8. A. G. Davies, C. H. W. Barnes, K. R. Zolleis, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **54**, R17331 (1996).
9. V. T. Dolgopolov, G. E. Tsydynzhapov, A. A. Shahkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Письма в ЖЭТФ **67**, 563 (1998).
10. C. H. W. Barnes, A. G. Davies, K. R. Zolleis, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **59**, 7669 (1999).
11. V. T. Dolgopolov, A. A. Shahkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **59**, 13235 (1999).
12. V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **84**, 725 (2000).
13. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
14. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
15. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **32**, 2696 (1985).
16. D. Zhang, S. Schmult, V. Venkatachalam, W. Dietsche, A. Yacoby, K. von Klitzing, and J. Smet, Phys. Rev. B **87**, 205304 (2013).
17. См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.
18. A. A. Shahkin, V. T. Dolgopolov, J. W. Clark, V. R. Shaginyan, M. V. Zverev, and V. A. Khodel, Письма в ЖЭТФ **102**, 40 (2015).
19. R. R. Gerhardts and V. Gudmundsson, Phys. Rev. B **34**, 2999 (1986).
20. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).