

Влияние немонотонного профиля потенциала на краевые магнитные состояния

© Е.Б. Горохов, Д.А. Романов, С.А. Студеникин, В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 5 мая 1997 г. Принята к печати 20 мая 1997 г.)

Теоретически исследован закон дисперсии электронов, движущихся вдоль зеркально отражающей границы двумерного электронного газа в присутствии приграничной потенциальной ямы и слабого магнитного поля. Численным моделированием найден ряд особенностей в плотности краевых магнитных состояний, которые могут быть обнаружены магнитотранспортными и магнитооптическими измерениями. Обсуждаются способы реализации структур для изучения таких состояний. Продемонстрирована возможность создания кристаллически совершенных межтеррасных границ двумерного электронного газа в результате введения наклонных плоскостей скольжения в гетероструктуры.

Введение

Краевые магнитные состояния (КМС) успешно используются в последнее время для объяснения различных экспериментов на квазидвумерном электронном газе в сильных магнитных полях, в частности, целочисленного квантового эффекта Холла и осцилляций Шубникова–де-Гааза в полупроводниковых гетероструктурах [1]. Действительно, в режиме квантового эффекта Холла КМС являются единственными тонконесущими состояниями, поэтому они ответственны за все явления электронного транспорта в квантовых магнитных полях.

На ранних стадиях изучения КМС край области электронного газа рассматривался просто как геометрическая граница. Затем был принят во внимание плавный электростатический барьер слоя обеднения, причем интенсивно обсуждались особенности электронной экранировки в режиме квантового эффекта Холла [2–4]. Какая-либо более сложная природа и более сложная форма потенциала вблизи границы до сих пор не рассматривались. Это не удивительно, поскольку при низких температурах и сильных магнитных полях токонесущие квазиодномерные квазичастицы сильно прижаты к границе и без рассеяния обтекают флуктуационные выступы потенциала возле нее. Причем в одноэлектронной картине независимо от поведения потенциала возле границы ток в конечном счете определяется числом уровней Ландау под уровнем Ферми вдали от границы, где потенциал и электронный газ предполагаются однородными. Такой режим, с теоретической точки зрения, является наиболее простым.

Ситуация радикально меняется в более слабых магнитных полях, когда нельзя пренебречь рассеянием. В этом случае ток вдоль границы можно найти из решения кинетического уравнения Больцмана, в котором использовался бы закон дисперсии носителей на КМС. Этот закон дисперсии в свою очередь определяется решением уравнения Шредингера с конкретным профилем пригра-

ничного потенциала. Намеченная цепь задач в полном объеме (с учетом столкновений и совместного действия на электроны магнитного, электрического и высокочастотного поля) применительно к КМС пока не анализировалась. Однако ряд выводов, полезных с точки зрения эксперимента, может быть сделан непосредственно из анализа формы закона дисперсии, как будет показано далее при численном моделировании краевых токовых состояний.

Здесь уместна аналогия с магнитными поверхностными уровнями для трехмерных кристаллов. Первоначально обнаруженные по своеобразным резонансным пикам в высокочастотном импедансе металлов при очень слабых магнитных полях [5] магнитные поверхностные уровни проявились впоследствии в ряде статических эффектов в полупроводниках [6,7]. Как было показано, эти последние могут существенно зависеть от характера приповерхностного потенциала [8]. Для дальнейшего исследования (и возможного применения) этих явлений КМС в двумерном (2D) электронном газе представляют значительные преимущества в сравнении с трехмерным случаем.

Современные методы выращивания структур GaAs/AlGaAs дают возможность получать длину свободного пробега электрона в 2D газе более 10 мкм. Имеющиеся сейчас методы литографии позволяют создавать различные профили потенциала на масштабах, меньших длины свободного пробега электрона. Например, с помощью системы затворных электродов можно варьировать как глубину, так и ширину потенциального рельефа для 2D электронного газа в латеральном направлении. Это создает уникальные возможности управления законом дисперсии КМС с помощью немонотонного профиля краевого потенциала. Другими словами, возможно целенаправленное "изготовление" КМС с заданными свойствами, которые должны проявляться в статических и высокочастотных транспортных эффектах.

Настоящая работа в основном посвящена теоретическому исследованию закона дисперсии 2D электронов,

”скачущих” вдоль границы под совместным действием слабого магнитного поля и приграничного электростатического потенциала (создаваемого, например, полосковым затворным электродом). Мы обсуждаем также перспективы использования других методов инженерии КМС.

1. Теория

Для избежания ненужных осложнений мы пренебрежем спиновыми и многочастичными эффектами и сосредоточимся на орбитальном движении одного электрона. Пусть это движение ограничено областью $y > 0$ плоскости $xу$, так что интересующая нас граница представлена линией $y = 0$. Однородное магнитное поле H направлено по оси z , векторный потенциал берется в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (-Hy, 0, 0)$. При таком выборе гамильтониан электрона оказывается не зависящим явно от x . Поэтому мы можем искать волновую функцию в виде $\Psi(x, y) = \psi(y) \exp(ik_x x)$, где $\psi(y)$ удовлетворяет одномерному уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \left[U(y) + \frac{m\omega_c^2}{2} (y + k_x l_B^2)^2 \right] \psi = E_n(k_x) \psi, \quad (1)$$

где $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота, $l_B = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, а $U(y)$ — приграничный потенциал. Интересующий нас закон дисперсии, т.е. зависимость E_n от импульса $p_x = \hbar k_x$, в уравнении (1) определяется зависимостью от положения точки подвеса магнитной параболы $y_0 = -k_x l_B^2$ (которая соответствует центру классической орбиты электрона).

Объемные уровни Ландау вырождены по положению центра орбиты, поэтому E_n вовсе не зависит от k_x . Для y_0 , сравнимых с ларморовской длиной $l_B \sqrt{n}$, такая зависимость, однако, появляется. Причиной этого является ограничение области движения электрона лишь частью магнитной параболы, вследствие чего энергия уровня с данным n растет с уменьшением y_0 . Результатом является общеизвестная картина кривых $E_n(k_x)$ для обычных КМС: эти кривые эквидистанты и параллельны оси абсцисс при $y_0 \gg l_B \sqrt{n}$ и расходятся веером при $y_0 \rightarrow -\infty$.

Наличие положительного приграничного потенциала $U(y) > 0$ слабо влияет на эту картину, меняя разве что скорость разбегания кривых при $y_0 < 0$. Ситуация, однако, качественно изменяется при $U(y) < 0$. В этом случае для некоторых значений y_0 энергия E_n с очевидностью должна лежать ниже своего объемного значения, так что дисперсионные кривые становятся немонотонными. Это явление может быть легко проиллюстрировано в предельном случае сильного магнитного поля: $l_B \ll w$, где w — характерная ширина приграничного потенциала. В этом случае уровни $E_n(y_0)$ следуют адиабатически за потенциальным профилем в области $y > 0$, так что этот профиль напрямую трансформируется в форму дисперсионных кривых.

Более общие случаи влияния немонотонного профиля потенциала на форму дисперсионных кривых были исследованы в [8] в рамках квазиклассического приближения. Однако наиболее интересная (и по-видимому, наиболее близкая к экспериментальной реализации) ситуация, когда магнитная длина сравнима с характерной шириной приграничной потенциальной ямы $l_B \sim w$, не допускает аналитического рассмотрения. В настоящей работе мы получаем кривые $E_n(y_0)$ для этой ситуации численно. При этом для конкретности используются характерные параметры гетероструктуры GaAs/GaAlAs с очень толстым спейсером, причем приграничный потенциал считается созданным полосковым затворным электродом.

Оговорка относительно толщины спейсера имеет принципиальное значение. Аналогия с трехмерными магнитными поверхностными уровнями, для наблюдения которых требовались совершенные поверхности монокристаллов [5–7], указывает на важность условия зеркальности отражения электронов от границы. Поэтому в случае КМС в 2D электронном газе возникает проблема флуктуационного потенциала на границе области обеднения. Характерный пространственный масштаб l этих флуктуаций соответствует среднему расстоянию порядка 10 нм между заряженными примесями в δ -легированном слое GaAlAs. Известно, например, что рассеяние на этом потенциале резко уменьшает длину свободного пробега электронов в квантовых проволоках по сравнению с 2D газом [4]. Избежать этого рассеяния можно с помощью размещения полосковых затворов на структурах с очень толстым спейсером. Тогда граница 2D газа определяется плавным подъемом потенциала на характерном размере L в несколько сотен нанометров. Этот же размер определяет расстояние между областью скопления электронов вблизи точки поворота и областью, где становится сильным флуктуационный потенциал. Условие $l \ll L$ позволяет считать отражение электронов от границы зеркальным и при расчете их закона дисперсии пользоваться одномерным профилем потенциала.

2. Численные результаты и обсуждение

Для нахождения закона дисперсии $E_n(y_0)$ мы численно решали уравнение (1) для определенной реалистичной формы приграничного потенциала с использованием пакета программ ”Quantum”, описанного в [9]. Приграничная потенциальная яма $U(y)$ имеет вид, изображенный на вставке к рис. 1, ее ширина $w = 500$ нм, что легко достижимо при современных методах литографии.

На рис. 1, а представлены вычисленные дисперсионные кривые для КМС при напряженности магнитного поля $H = 0.3$ Тл, т.е. для случая, когда циклотронный радиус r_c и эффективная ширина потенциала w — величины одного порядка ($r_c \simeq w$). Как видно, характер спектра существенно изменился в сравнении с картиной, которая обсуждалась выше. В частности, на кривых $E_n(y_0)$ появились дополнительные горизонтальные участки, и энергетическое расстояние между такими участками соседних

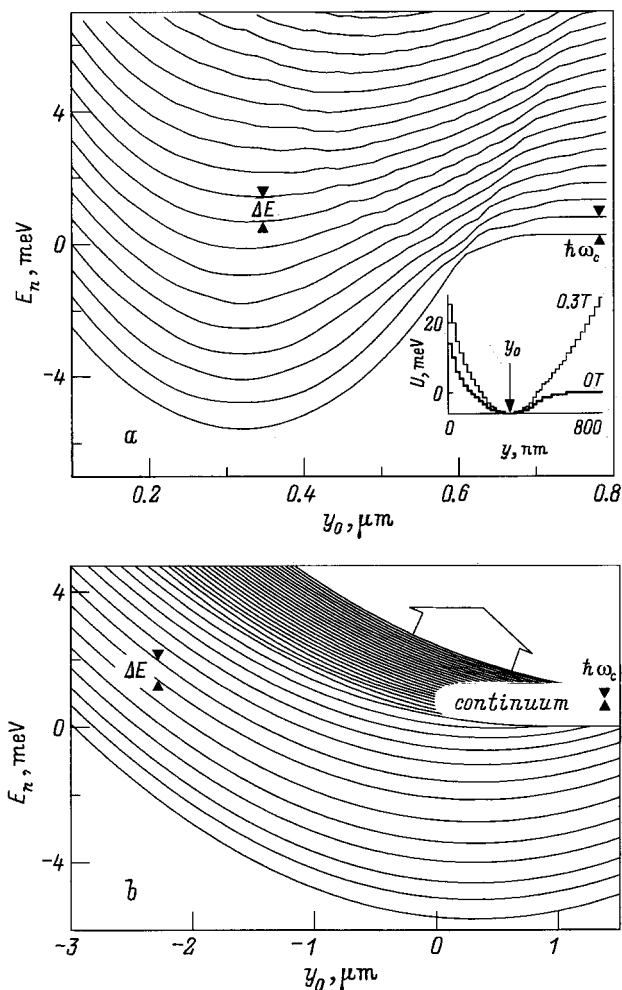


Рис. 1. Закон дисперсии $E_n(y_0)$ квазиодномерных электронов в слабом магнитном поле B в зависимости от положения центра магнитной параболы (y_0) в присутствии электростатической потенциальной ямы возле края двумерного электронного газа структуры GaAs/AlGaAs при B , кГс: a — 3, b — 0.2. Квантовое число n возрастает с единичным шагом, начиная от нижних кривых ($n = 0$) к верхним, соответствующим значениям n : a — 18, b — 38. Белой стрелкой на рис. b показан переход к квазинепрерывному спектру. С ростом y_0 кривые асимптотически приближаются к уровням Ландау $E_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$. В расчетах затворно-управляемый электростатический потенциал $U(y)$ и эффективный потенциал $U(y, y_0)$ представлены кусочно-постоянными функциями, как показано на вставке к рис. a для одного из значений y_0 .

уровней ΔE заметно превышает величину объемного кванта $\hbar\omega_c$. Вблизи уровня Ферми ($2 \div 4$ мЭВ для типичных гетероструктур GaAs/AlGaAs) это расстояние оказывается равным $\Delta E = 1.4\hbar\omega_c$.

Как известно [8], такие горизонтальные участки в законе дисперсии порождают дополнительные особенности электронной плотности состояний $\nu \sim (\partial E_n / \partial p_x)^{-1}$, благодаря чему возможно появление дополнительных пиков в статической проводимости, когда какой-либо из горизонтальных участков проходит через уровень Ферми

при изменении магнитного поля. Эти новые осцилляции должны появляться на фоне обычных осцилляций Шубникова–де-Гааза, однако они будут существовать также и в области больших температур (или меньших магнитных полей), где последние уже замыты (это как раз и обусловлено тем, что ΔE больше циклотронного кванта).

Для слабых магнитных полей ($r_c \gg w$) ситуация заметно отлична от предыдущей. Этот случай проиллюстрирован на рис. 1, b . Как видно, в этом случае все дополнительные особенности плотности состояний оказываются лежащими значительно ниже актуальной области энергий вблизи уровня Ферми. В указанной же актуальной области плоскость $E - y_0$ явственно делится на две части — область больших ($\Delta E \gg \hbar\omega_c$) и область малых ($\Delta E \approx \hbar\omega_c$) межуровневых расстояний, в которых поведение дисперсионных кривых качественно различно. Во второй из этих областей дисперсионные кривые практически неотличимы от объемных уровней Ландау, а в значительной части первой они идут практически с одинаковым наклоном. Последнее обстоятельство связано с плавным подъемом приграничного потенциала на рис. 1, a . Оно приводит к сильной особенности в приведенной плотности состояний $\tilde{\nu} \sim [\partial(E_n - E_{n-1}) / \partial p_x]^{-1}$. Поэтому такой тип КМС должен заметно проявляться в высокочастотных экспериментах, например в спектрах отражения (по типу [10]) или поглощения за счет межуровневых переходов вблизи уровня Ферми (заметим, что в отличие от классических экспериментов [5] характер этих переходов управляется полосковым электродом).

В рассматриваемой области параметров предсказываемые эффекты должны быть малы по параметру отношения l_B к ширине области, занимаемой 2D электронным газом. Они тем не менее могут быть доступны наблюдению и экспериментальному исследованию именно благодаря отмеченной сильной зависимости от приграничного потенциала, что позволяет рассчитывать на успешное применение модуляционных методик.

3. Перспективы инженерии краевых магнитных состояний

Рассмотренный конкретный пример КМС с немонотонным законом дисперсии относился к структурам с широким спейсером и полосковым затвором на поверхности, расположенным примерно на 500 нм от края двумерного электронного газа (2DEG). На самом деле аналогичные КМС можно изучать без использования полосковых металлических затворов и толстых спейсеров. В принципе достаточно разорвать 2DEG на две полуплоскости и приложить к ним разность потенциалов. В этом случае по одну сторону от разрыва возникнет одномерная потенциальная яма, параметрами которой можно будет управлять, меняя потенциал другой стороны. Например, чтобы разорвать 2DEG, можно вытравить линейный ров в структуре и тем самым приблизить

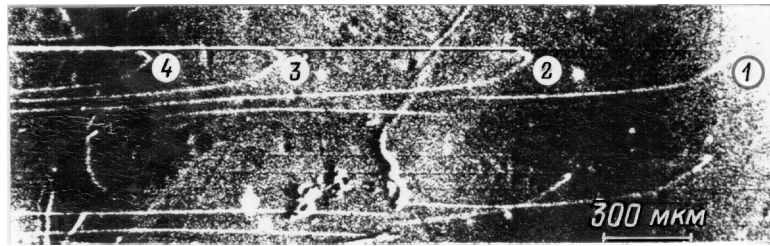


Рис. 2. Рентгенотопограмма образца Ge, покрытого стекловидной пленкой SiO₂, развитие механических напряжений в которой при отжиге вызывает генерацию дислокаций и их скольжение в наклонности плоскостях кристалла. Горизонтальная прямая сверху — ступень на поверхности Ge (111). Цифры 1–4 указывают высоты в монослоях соответствующих участков ступени и нумеруют дислокационные петли в объеме Ge, генерируемые источником Франка–Рида в одной плоскости скольжения (111).



Рис. 3. Оптическая микрофотография участка поверхности структуры GaAs/AlGaAs, полученная с помощью дифракционно-контрастной приставки Номарского. Горизонтальные линии сверху — ступени, образованные полосами скольжения в плоскостях (111). Вертикальная область в центре — фотолитографический рельеф с пологим склоном, сформированный до генерации полос скольжения.

область обеднения к плоскости 2DEG вдоль соответствующей линии. Однако при этом электроны в прикраевой потенциальной яме в слабых магнитных полях могут испытывать сильное рассеяние на флуктуационном потенциале.

Другой вариант — провести травление на глубину, большую той, на которой залегает 2DEG, с последующим зарастанием возникшего линейного рва материалом барьера. В этом случае удастся избежать образования областей сильного обеднения (т.е. возникновения флуктуационного потенциала), однако латеральные границы 2DEG оказываются неровными, отражая сложный пространственный рельеф склонов рва.

Вопрос о том, в какой степени ожидаемые неровности могут помешать изучению КМС в слабых магнитных полях, остается открытым. Поэтому в данной работе мы предлагаем новый оригинальный способ введения кристаллически совершенных латеральных барьеров в плоскость 2DEG. Речь идет об использовании плоскостей скольжения, возникающих при пластической деформации образца. Главными особенностями такого скольжения являются следующие:

1) сдвиг обусловлен прохождением (или выходом на поверхность) ряда дислокаций, генерируемых так называемым источником Франка–Рида и скользящих строго в одной и той же атомной плоскости семейства {111};

2) величины сдвигов (или высоты ступени) могут изменяться в очень широких пределах и точно соответствуют числу проскользнувших (или вышедших на поверхность) дислокаций;

3) в областях, свободных от дислокаций, вдоль плоскости скольжения отсутствуют нарушения кристаллической структуры образца (т.е. атомные полуплоскости после сдвига воссоединяются с новыми полуплоскостями без образования нарушений в местах разрыва). Таким образом, предлагаемый способ может дать идеально ровный край 2DEG, что важно для устранения нежелательных флуктуаций границы при изучении КМС.

Эти особенности плоскостей скольжения ранее подробно изучались с помощью рентгенотопограмм и микроэлектроннограмм для монокристаллов Ge [11]. Пример из указанной работы воспроизведен на рис. 2. В верхней части рентгенотопограммы отчетливо видна прямая линия — резкая ступень на поверхности (111) пластины. Ступень сформирована дислокациями 1, 2, 3 и 4, лежащими в одной атомной плоскости, которая наклонена к плоскости образца (параллельной плоскости фотографии), так что можно наблюдать верхний и нижний сегменты дислокационных петель в проекции на поверхность кристалла. Видно, что верхние сегменты всех дислокационных петель, генерируемых одним источником Франка–Рида, выходят на поверхность

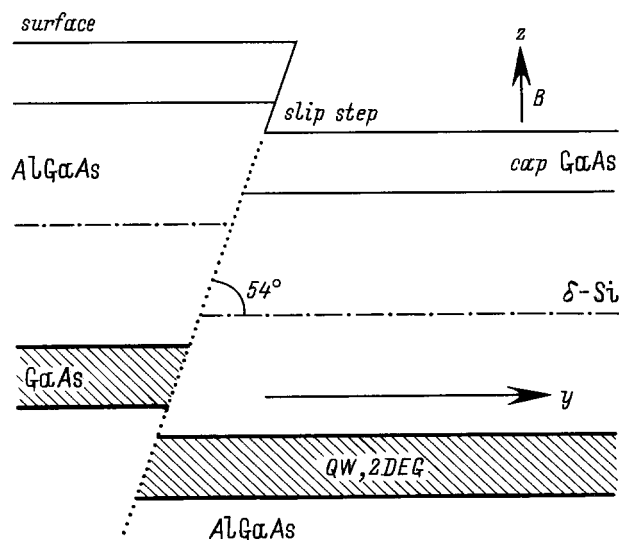


Рис. 4. Схема террасирования захороненной квантовой ямы. Пунктиром показана плоскость скольжения (111).

образца с образованием ступени, причем высота ступени увеличивается на одно межплоскостное расстояние (0.35 нм) при прохождении каждой новой дислокации (цифры 1, 2, 3 и 4 отмечают участки ступени, высотой в соответствующее число монослоев). Нижние сегменты дислокаций уходят в глубину кристалла, располагаясь один над другим в одной плоскости скольжения. Ниже на фотографии заметны 2 другие, подобные 1-й, полосы скольжения, образованные прохождением единичных дислокационных петель, генерируемых другими источниками Франка–Рида в таких же плоскостях, наклоненных под 54° к поверхности образца.

Мы провели предварительное исследование возможности введения аналогичных плоскостей скольжения в гетероструктуру GaAs/AlGaAs с 2DEG. На рис. 2, 3 показаны возможности введения кристаллически совершенных наклонных сдвигов в гетероструктуры для террасирования захороненных квантовых ям. При термическом расширении образца гетероструктуры, зажатого в кварцевой кювете, в нем возникали полосы скольжения. Получению сдвигов не мешали рельеф на поверхности образца, созданный фотолитографией, а также покрытие поверхности золотыми контактными площадками. Соответствующие резкие ступени на поверхности структуры (высотой более десятка межплоскостных расстояний) хорошо видны в микроскопе Намарского в виде длинных прямых линий (рис. 3). Участки в объеме гетероструктуры с разных сторон от плоскости скольжения сдвигаются относительно друг друга на такое же число межплоскостных расстояний, как в поверхностной ступени. При этом часть GaAs-полуплоскостей захороненной квантовой ямы воссоединяется с AlGaAs-полуплоскостями барьера. Когда величина такого сдвига превышает ширину квантовой ямы, 2DEG оказывается разорван на 2 несвязанные полуплоскости, каждая из которых ограничена

атомарно-резким и структурно совершенным прямолинейным латеральным барьером (рис. 4). Естественно, проверка последнего утверждения должна быть предметом отдельного электрофизического исследования.

При использовании таких структур для вышеописанной модуляции КМС приграничная потенциальная яма на краю полуплоскости электронного газа может быть создана не только полосковым затвором на удаленной поверхности структуры, но и внешним электрическим полем (напряжением, приложенным к соседним террасам). На самом деле, латеральные потенциальные ямы и барьер в разорванных полуплоскостях возникнут даже при нулевом напряжении, поскольку на стыке полуплоскости δ -легированного донорного слоя AlGaAs окажется ближе к краю "полуслоя" квантовой ямы, лежащего по другую сторону от плоскости скольжения. Сплошной верхней металлический (нижний полупроводниковый) затворные электроды могут быть использованы для дополнительного управления концентрацией 2DEG.

Заключение

В данной работе предложен и теоретически исследован новый тип краевых магнитных состояний. Эти состояния обладают необычным законом дисперсии, которым можно управлять с помощью прикраевого потенциала. Предсказываемые особенности этих состояний должны приводить к их экспериментальному проявлению в статических кинетических характеристиках, а также в спектрах высокочастотного и инфракрасного поглощения в слабых магнитных полях. Дальнейшее развитие методов модификации КМС с помощью затворных электродов и террасирования захороненных квантовых ям открывает возможности целенаправленного создания квазичастиц с заранее заданными изменяемыми свойствами.

Эта работа частично поддержана грантами РФФИ № 96-02-19371а и № 96-02-19187а, а также Межотраслевой научно-технической программой "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 97-2025).

Список литературы

- [1] R.J. Haug. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 131 (1993).
- [2] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, L.I. Glazman. *Phys. Rev. B*, **46**, 4026 (1992).
- [3] D.B. Chklovskii, K.A. Matveev, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **47**, 12 605 (1993).
- [4] K. Ismail. In: *Nanostructures and Quantum Effects*, Springer Series in Material Science, ed. by H. Sakaki, H. Noge (1994) v. 31. p. 61.
- [5] М.С. Хайкин. *УФН*, **96**, 409 (1968).
- [6] Е.М. Скок, С.А. Студенкин, Н. Hefele, Н. Pascher. *Письма ЖЭТФ*, **37**, 468 (1983) [*JETP Letters*, **37**, 554 (1983)].
- [7] В.Т. Долгополов, С.С. Мурзин. *Письма ЖЭТФ*, **37**, (1983) [*JETP Letters*, **37**, 696 (1983)].
- [8] D.A. Romanov, L.D. Shvartsman. *Sol. St. Commun.*, **53**, 677 (1985).

- [9] V.A. Tkachenko, O.A. Tkachenko, G.L. Kotkin, V.G. Tupitsin. Physica B, **175**, 75 (1991).
- [10] L.I. Magarilli, I.A. Panaev, S.A. Studenikin. J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 1101 (1995).
- [11] E.M. Trukhanov, E.B. Gorokhov, S.I. Stenin. Phys. St. Sol. (a), **32**, 432 (1976).

Редактор Т.А. Полянская

The effect of nonmonotonic potential profile on edge magnetic states

E.B. Gorokhov, D.A. Romanov, S.A. Studenkin,
V.A. Tkachenko, O.A. Tkachenko*

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
*Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Dispersion law is theoretically studied for electrons moving along unruffled edge of a two-dimensional electron gas (2DEG) in the presence of adjacent potential well and weak magnetic field. Numerical modeling shows a variety of features in the density of edge magnetic states (EMS) that can be detected in magnetotransport and magneto-optical measurements. The ways of obtaining the structures for studying EMS are discussed. The possibility to create boundaries having perfect crystalline structure between terraces in a 2DEG by insertion of inclined slip planes into heterostructure is demonstrated.

E-mail: tkachen@ns.nsu.ru (Tkachenko)