

Кусочно-параболическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа с треугольной решеткой антиточек

© М.В. Буданцев*[¶], Р.А. Лавров*, А.Г. Погосов*[†], Е.Ю. Жданов*[†], Д.А. Похабов*[†]

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

[†] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 15 июня 2010 г. Принята к печати 29 июня 2010 г.)

В двумерном электронном газе с плотной треугольной решеткой антиточек, где соизмеримые осцилляции магнетосопротивления подавлены, экспериментально обнаружено необычное кусочно-параболическое поведение магнетосопротивления: диапазон магнитных полей 0–0.6 Тл разбивается на 3 широких участка, в каждом из которых магнетосопротивление с высокой точностью (сравнимой с точностью эксперимента) описывается параболическими зависимостями, причем ширина переходных областей между соседними участками много меньше ширины самих участков. На участке, соответствующем самым слабым магнитным полям, параболическое поведение вырождается в практически линейное. Наблюдаемое поведение воспроизводится при изменении плотности электронного газа, приводящей к изменению сопротивления более чем на порядок. Обсуждаются возможные физические механизмы, объясняющие наблюдаемое поведение, включая так называемые „эффекты памяти“.

1. Введение

Повышенное внимание к системам на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) с искусственными рассеивателями — антиточками — объясняется большим разнообразием интригующих классических и квантовых транспортных свойств, наблюдающихся в них экспериментально. Наиболее ярким классическим эффектом являются соизмеримые осцилляции магнетосопротивления, наблюдаемые в периодических решетках антиточек и проявляющиеся в виде пиков и провалов магнетосопротивления [1–4] и термоэдс [5] в магнитных полях, когда диаметр циклотронной орбиты соизмерим с периодом решетки. Возникновение этих осцилляций связано с особенностью классической хаотической динамики электронов в электростатическом потенциале решетки антиточек, выражающейся в формировании областей динамически устойчивого движения в определенных магнитных полях [6,7].

При изучении транспортных свойств в условиях низких температур, когда длина фазовой когерентности становится сравнимой с характерными размерами решетки антиточек, наблюдаются квантовые интерференционные эффекты. К ним можно отнести мезоскопические флуктуации кондактанса [8–11] и термоэдс [12], эффект Ааронова–Бома [8,9,13,14], эффект слабой локализации [15], переход металл–диэлектрик [16,17], осцилляции магнетосопротивления, обусловленные формированием в периодическом электростатическом потенциале в присутствии внешнего магнитного поля энергетического спектра в виде бабочки Хофштадтера [18,19].

В данной работе мы представляем результаты по обнаружению и исследованию нового состояния ДЭГ с

плотной периодической решеткой антиточек, проявляющегося в виде неожиданной кусочно-параболической зависимости продольного сопротивления от магнитного поля $R_{xx}(B)$. Протяженность переходных областей между соседними параболой ΔB_T мала по сравнению с протяженностью самих параболических областей $\Delta B_T/\Delta B_P < 0.1$. Резкость указанного перехода позволяет трактовать полученные в работе экспериментальные данные как возможное наблюдение магнетоиндуцированного перколяционного перехода в данной системе.

2. Методика эксперимента

Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs с ДЭГ. Подвижность и концентрация электронов в ДЭГ при 4.2 К составляли $\mu = 3.0 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $N_s = (3–5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Треугольные решетки антиточек были изготовлены методом электронной литографии с последующим анизотропным травлением. Период решетки составлял $d = 0.6 \text{ мкм}$, литографический диаметр антиточек $2a = 0.25 \text{ мкм}$. Решетка располагалась на макроскопическом холловском мостике с размерами $L \times W = 100 \times 50 \text{ мкм}$.

Сопротивление измерялось стандартным методом синхронного детектирования на частоте 7 Гц, величина тянущего тока составляла 10^{-8} А . Измерения проводились при температурах 1.6–4.2 К, в магнитных полях до 1 Тл. Магнитное поле B было направлено перпендикулярно плоскости ДЭГ. Концентрация электронов в образце изменялась с помощью подсветки, что позволило изменять сопротивление образца от нескольких десятков кОм до $\sim 1 \text{ кОм}$.

[¶] E-mail: budants@isp.nsc.ru

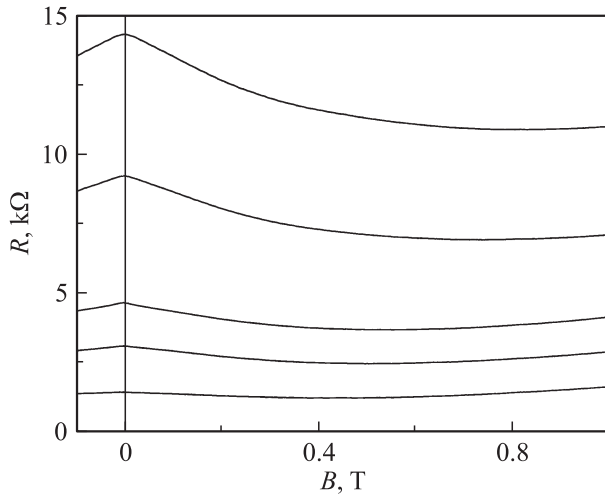


Рис. 1. Магнетосопротивление, измеренное для разных состояний системы при $T = 3$ К.

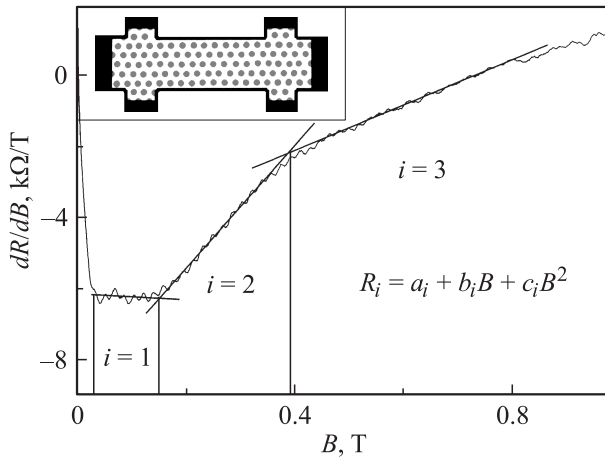


Рис. 2. Кусочно-линейная производная магнетосопротивления решетки антиотчек dR/dB как функция магнитного поля для состояния с $R_0 \approx 9$ кОм.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведена серия зависимостей $R_{xx}(B)$, измеренных при температуре 3.0 К при различных состояниях образца. Далее мы будем характеризовать состояния образца его сопротивлением в нулевом магнитном поле $R_0 = R_{xx}(0)$. Для всех состояний наблюдается отрицательное магнетосопротивление (ОМС) вплоть до магнитных полей 0.5–0.8 Тл. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления не наблюдаются, что в изучаемой плотной решетке обусловлено эффектами затенения. В слабых магнитных полях до $|B| < 0.2$ Тл ОМС имеет характерную зависимость, приближенную к линейной $R_{xx}(B) \propto |B|$. Это поведение магнетосопротивления нарушается лишь в малой переходной области в диапазоне $|B| \leq 0.04$ Тл.

Для детального анализа магнетосопротивления была построена производная $dR_{xx}(B)/dB$, полученная численным дифференцированием экспериментальной зависимости $R_{xx}(B)$, для состояния с $R_0 \approx 9$ кОм. График зависимости $dR_{xx}(B)/dB$ показан на рис. 2. Из рисунка видно, что при $|B| > 0.04$ Тл производная магнетосопротивления по магнитному полю представляет собой ломаную с тремя линейными участками, причем переходные области между ними малы. Из этого следует, что само магнетосопротивление, в соответствующих областях по магнитному полю, можно аппроксимировать полиномами 2-го порядка

$$P_i(R_0, B) = a_i(R_0) + b_i(R_0) + c_i(R_0)B^2,$$

где $i = 1$ соответствует области слабых магнитных полей $0.04 < B < 0.18$ Тл, $i = 2$ соответствует $0.20 < B < 0.35$ Тл, а $i = 3$ — $B > 0.4$ Тл. Подгоночные коэффициенты для аппроксимации полиномами подбирались методом наименьших квадратов. На рис. 3 представлено отклонение экспериментального магнетосопротивления $R_{xx}(B)$ от подгоночных полиномов $P_i(B)$ для состояния с $R_0 \approx 9$ кОм

$$\Delta R_i = R_{xx}(B) - P_i(B).$$

На рисунке видно, что $R_{xx}(B)$ хорошо описывается каждым полиномом в соответствующем ему диапазоне магнитных полей, в то время как вне этого диапазона наблюдается существенное отклонение. Построив абсолютные значения $|\Delta R_i|$ и определив точку перехода B_T как точку пересечения ΔR_1 и ΔR_2 (см. вставку на рис. 3), можно определить размер области перехода от одной полиномиальной зависимости к другой. Полуширина переходной области для данного состояния составляет $\Delta B_T \approx 18$ мТл. Таким образом, $R_{xx}(B)$ локально описывается полиномами $P_i(B)$, и размер переходной области составляет менее 10% от диапазона магнитного поля, в

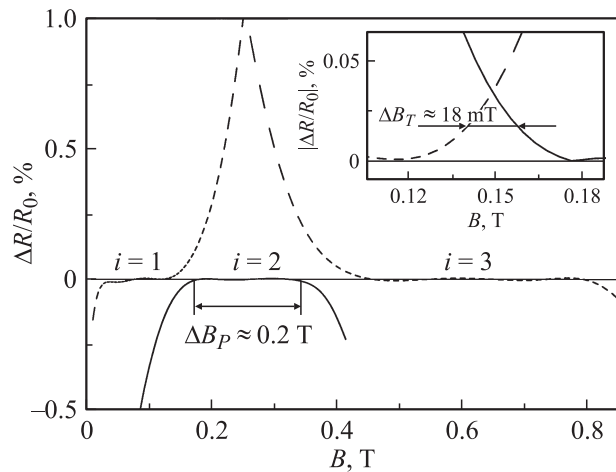


Рис. 3. Отклонение экспериментального магнетосопротивления от аппроксимирующих полиномов $P_i(R_0, B)$ для состояния с $R_0 \approx 9$ кОм.

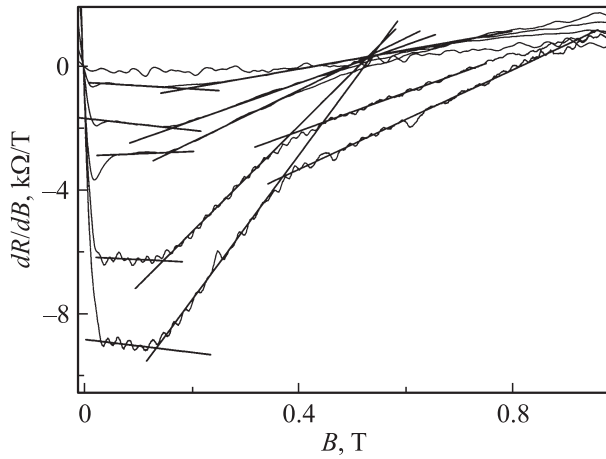


Рис. 4. Кусочно-линейная производная магнетосопротивления решетки антиоточек dR/dB как функция магнитного поля для пяти состояний с различными R_0 , равными (сверху вниз): 2, 3, 4, 9, 14 кОм.

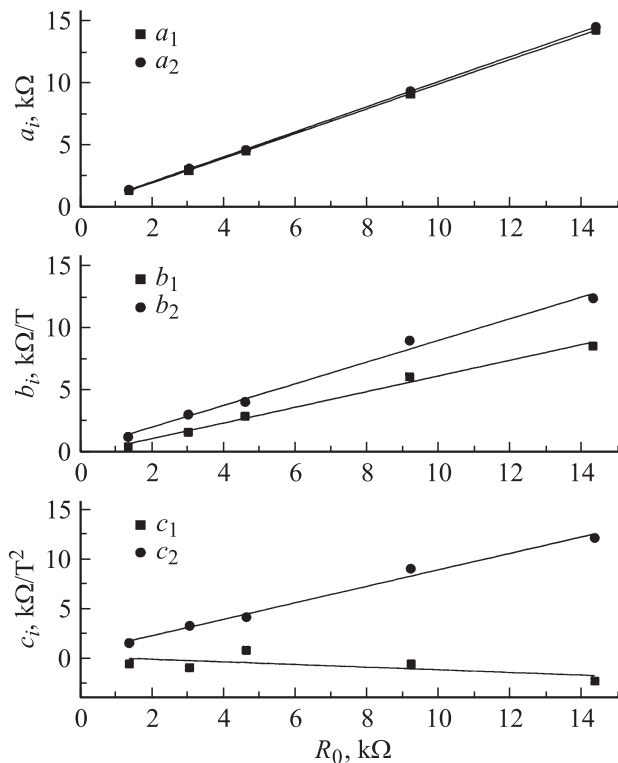


Рис. 5. Зависимость коэффициентов аппроксимирующих полиномов $P_i(R_0, B) = a_i(R_0) + b_i(R_0)B + c_i(R_0)B^2$ для двух различных участков параболическости от R_0 .

котором отличие от кусочно-параболической функции не превышает 0.1%.

На рис. 4 представлены графики производных магнетосопротивления $dR_{xx}(B)/dB$ для состояний с различными R_0 . Из рисунка видно, что во всех состояниях образца при $|B| > 0.04$ Тл производная магнетосопротивления по магнитному полю представляет собой

ломаную с двумя (а для двух наиболее резистивных состояний — с тремя) линейными участками с узкими переходными областями между ними. Таким образом, можно заключить, что магнетосопротивление является кусочно-параболической функцией. Заметим также, что для всех состояний образца производная на первом участке практически не зависит от магнитного поля, а все прямые, являющиеся асимптотическими продолжениями производных на втором участке пересекаются в одной точке. Значения коэффициентов подгоночных полиномов в зависимости от R_0 приведены на рис. 5. Третий линейный участок производной не рассматривался, ввиду того что он наблюдается только в наиболее высокоомных состояниях. Тем не менее его наличие согласуется с утверждением о кусочно-параболической зависимости магнетосопротивления. Как видно из рисунка, все коэффициенты, за исключением $c_1(R_0)$, изменяются практически линейно в зависимости от R_0 . Для $a_1(R_0)$ такое поведение неудивительно, так как $a_i(R_0) = P_1(R_0, B = 0) \approx R_0$. Линейность $b_1(R_0)$ говорит о том, что наклон линейной части магнетосопротивления пропорционален сопротивлению системы в нулевом магнитном поле. Отсутствие явной зависимости от R_0 и малость $c_1(R_0)$ позволяют предположить, что отклонения сопротивления от линейной зависимости в области слабых магнитных полей связаны с погрешностями измерений и подгонки. Без учета этих отклонений можно записать:

$$P_1(R_0, B) \approx R_0(1 - \beta_1 B),$$

где $\beta_1 \approx 0.6$ Тл $^{-1}$.

Во втором диапазоне наблюдается уже не линейная, а параболическая зависимость $R_{xx}(B)$. Заметим, что $a_2(R_0) \approx a_1(R_0)$, следовательно, $a_2(R_0) \approx R_0$. Коэффициенты $b_2(R_0)$ и $c_2(R_0)$ пропорциональны R_0 с небольшими отклонениями. Пренебрегая этими отклонениями, получим

$$P_2(R_0, B) \approx R_0(1 - \beta_2 B + \gamma_2 B^2),$$

где $\beta_2 \approx 0.9$ Тл $^{-1}$, а $\gamma_2 \approx 0.9$ Тл $^{-2}$.

4. Обсуждение результатов

Насколько нам известно, до настоящего времени не было опубликовано результатов по исследованию переноса заряда в ДЭГ с периодической решеткой антиоточек, где бы сообщалось о существовании различных режимов электронного транспорта с таким резким переходом по магнитному полю в области классически слабых магнитных полей. Кроме того, вообще в системах, изготовленных на основе ДЭГ, ситуация с резким переходом от одного транспортного режима к другому встречается довольно редко (одним из таких примеров является квантование кондактанса точечного контакта). Обычно резкое изменение транспортного режима наблюдается в низкоразмерных системах при достаточно сильном

внешнем воздействии электрическим или квантующим магнитным полем.

В данной работе параметром перехода является слабое магнитное поле $B \approx 0.2$ Тл. В таких магнитных полях магнетосопротивление макроскопических решеток антиоточек определяется либо классическими эффектами, связанными с особенностями классической хаотической динамики электронов, либо квантовыми слабо локализованными поправками. Геометрические резонансы, определяющиеся особенностями классической хаотической динамики, как известно, не приводят к резкой смене транспортного режима. Подавление слабой локализации внешним магнитным полем также происходит постепенно при изменении магнитного поля на величину, соответствующую прохождению кванта магнитного потока через характерную площадь, равную площади элементарной ячейки либо площади антиоточки, либо их комбинации.

Последовательной теории, описывающей наблюдаемое нами явление, на данный момент не существует. Вопрос о резкой смене транспортного режима при слабом изменении магнитного поля можно попытаться рассмотреть в рамках теории перколяции [20], предсказывающей резкое изменение сопротивления двумерной решетки от конечного значения до нуля при обрыве относительно небольшого количества связей, когда число замкнутых связей близко к критическому. Действительно, треугольная решетка антиоточек, исследуемая в данной работе, может быть представлена в виде решетки связей типа пчелиных сот, где в качестве связей выступают каналы, образованные сужениями между двумя соседними антиоточками. Отметим, что именно решетка типа пчелиных сот является наиболее чувствительной к обрыву связей из всех двумерных решеток, ранее рассматриваемых с точки зрения перколяции [20]. Слабое магнитное поле, приложенное перпендикулярно решетке, неспособно „оборвать“ такие связи, однако оно может изменять вероятности прохождения через каналы, что также может привести к резкому изменению параметров системы. Однако данная теория не предсказывает наличия нескольких критических магнитных полей, наблюдаемых в нашем эксперименте. Что касается линейного ОМС, то оно наблюдалось в двумерном газе с сужением [21], однако в этом случае эффект был объяснен наличием широкой ($W \gg R_c$, где R_c — циклотронный радиус электрона) области двумерного газа, прилегающей к сужению. В нашем эксперименте такая область отсутствует, поскольку в рассматриваемых магнитных полях $R_c \gg d$, а значит, все области, доступные для электронов, являются узкими по сравнению с циклотронным радиусом электрона. Это отличие наблюдается и в экспериментальных данных — наличие широкой области приводит к линейному ОМС с наклоном, не зависящим от сопротивления системы, в то время как в нашем случае наклон линейной области пропорционален сопротивлению системы.

Также линейная зависимость продольного сопротивления от магнитного поля в области слабых магнитных полей ранее предсказывалась теоретически [22–24], как обусловленная „эффектами памяти“ [25]. Суть этих эффектов состоит в том, что даже без учета интерференционных эффектов электрон имеет повышенную вероятность вернуться в исходную точку. Действительно, пусть электрон, стартовавший из точки А, рассеивается в точку В. Вероятность вернуться в точку А, двигаясь в обратном направлении по уже знакомому пути, выше, чем перейти в какую-либо другую точку. Магнитное поле нарушает симметрию по отношению к обращению времени (электрон в магнитном поле не может вернуться назад по тому же пути) и тем самым подавляет эти эффекты, что приводит к отрицательному магнетосопротивлению. В них можно выделить траектории, нормально падающие на рассеиватель. При таком соударении импульс электрона меняет знак, после чего электрон движется по той же траектории в обратном направлении. Такое anomальное обратное рассеяние подавляется магнитным полем. В работе [22] было теоретически показано линейное ОМС двумерного газа со случайно расположенными рассеивателями. Кроме того, предсказывается переход от линейной зависимости к параболической при увеличении магнитного поля. Качественным отличием нашего случая является то, что объектом изучения является плотная решетка антиоточек, в то время как в указанной работе концентрация рассеивателей мала, т.е. размер рассеивателей существенно меньше расстояния между ними. Следовательно, рассуждения, приведенные в работе, к нашему случаю не применимы буквально. В работе [24] рассчитывается магнетосопротивление случайно расположенных рассеивателей малой концентрации ($\beta_0 = 2na^2 \ll 1$, где a — радиус рассеивателя) в слабых магнитных полях ($\beta = \omega_c \tau \ll 1$, где $\omega_c = eB/m$ — циклотронная частота). В этой работе теоретически показано подавление корреляционных эффектов магнитным полем, причем вклады от корреляций N -го порядка в магнетосопротивление являются квадратичными по магнитному полю для $N > 1$ и линейным для $N = 1$. Критические магнитные поля, отвечающие подавлению вклада от N -й корреляции, соответствуют N -й степени газового параметра: $\beta_N \propto \beta_0^N$. В нашем случае оба этих условия не выполняются, так как $\beta \approx 1$ уже для магнитных полей $B \approx 0.05$ Тл, а расчетное значение газового параметра $\beta_0 \approx 0.4$ (радиус антиоточки с учетом области обеднения $a = 0.25$ мкм). Кроме того, мы рассматривали упорядоченную решетку антиоточек, тогда как в работе [24] рассеиватели расположены случайно. Вероятно, ввиду указанных различий мы не наблюдаем полного соответствия между полученными нами результатами и теоретическими предсказаниями. В частности, упомянутая теория не предсказывает резкого перехода от одной зависимости $R_i(B)$ к другой при критических магнитных полях и в этом отношении не согласуется с нашими экспериментальными данными. Однако, на наш взгляд, в плотных решетках антиоточек „эффекты

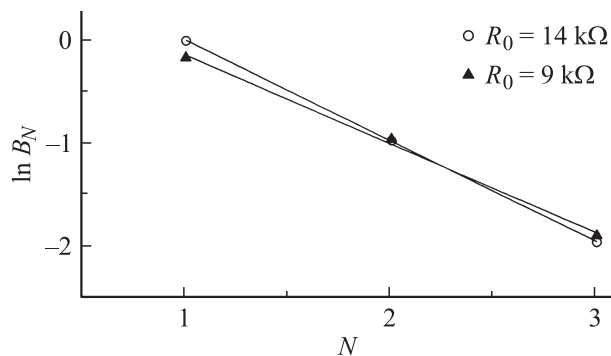


Рис. 6. Зависимость логарифма критического магнитного поля от N . Сплошные линии — линейная аппроксимация полученных зависимостей.

памяти“ должны только усиливаться ввиду роста вероятности образования соответствующих классических траекторий. Предположив, что вид зависимости критических магнитных полей от газового параметра тем не менее сохраняется, по полученным в настоящей работе экспериментальным данным мы определили зависимость $\ln(B)$ от N для двух наиболее резистивных состояний (рис. 6). Зависимости оказались линейными, что согласуется с полученной в [24] зависимостью $\beta_N \propto \beta_0^N$. Значения газовых параметров, полученные из тангенса угла наклона подгоночных кривых, оказались равными $\beta_0 \approx 0.42$ и $\beta_0 \approx 0.37$ для состояний с $R_0 = 14 \text{ кОм}$ и $R_0 = 9 \text{ кОм}$ соответственно, что хорошо согласуется со значением $\beta_0 \approx 0.4$, полученным теоретически.

Последовательное объяснение наблюдаемого поведения магнетосопротивления требует дальнейших теоретических исследований.

5. Заключение

В работе обнаружено кусочно-параболическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа с треугольной решеткой антиоточек. В области малых магнитных полей магнетосопротивление практически линейно. Малая ширина области перехода между различными параболическими зависимостями позволяет трактовать полученные результаты как наблюдение магнетоиндуцированного перколяционного перехода.

Работа выполнена в рамках программ фонда „Научный потенциал“, АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы“ (грант № 2.1.1/2608) и ПФНИ ОНИТ РАН (проект 4.2), а также при поддержке РФФИ (грант № 08-02-01322-а).

Список литературы

- [1] K. Ensslin, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **41**, 12 307 (1990).
- [2] A. Lorke, J.P. Kotthaus, K. Ploog. Superlat. Microstruct., **9**, 103 (1991).

- [3] D. Weiss, M.L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **66**, 2790 (1991).
- [4] Г.М. Гусев, В.Т. Долгополов, З.Д. Квон, А.А. Шашкин, В.М. Кудряшов, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев. Письма ЖЭТФ, **54**, 369 (1991).
- [5] А.Г. Погосов, М.В. Буданцев, Р.А. Лавров, А.Е. Плотников, А.К. Бакаров, А.И. Торопов. Письма ЖЭТФ, **81**, 578 (2005).
- [6] Э.М. Баскин, Г.М. Гусев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов, М.В. Энтин. Письма ЖЭТФ, **55**, 649 (1992).
- [7] R. Fleischmann, T. Geisel, R. Ketzmerick. Phys. Rev. Lett., **68**, 1367 (1992).
- [8] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев, А.К. Калагин, А.И. Торопов. Письма ЖЭТФ, **55**, 129 (1992).
- [9] М.В. Буданцев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов, Л.В. Литвин, В.Г. Мансуров, В.П. Мигаль, С.П. Мощенко, Ю.В. Настаушев. Письма ЖЭТФ, **59**, 614 (1994).
- [10] R. Schuster, K. Ensslin, D. Wharam, S. Kühn, J.P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle, G. Weimann. Phys. Rev. B, **49**, 8510 (1994).
- [11] M.V. Budantsev, Z.D. Kvon, A.G. Pogosov, L.V. Litvin. Superlat. Microstruct., **24**, 291 (1998).
- [12] М.В. Буданцев, Р.А. Лавров, А.Г. Погосов, А.Е. Плотников, К.Д. Мод, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Ж.К. Порталь. Письма ЖЭТФ, **79**, 201 (2004).
- [13] F. Nihey, K. Nakamura. Physica B, **184**, 398 (1993).
- [14] A. Dorn, M. Sigrist, A. Fuhrer, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler. Appl. Phys. Lett., **80**, 252 (2002).
- [15] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов, П. Басманжи. ЖЭТФ, **110**, 696 (1996).
- [16] F. Nihey, M.A. Kastner, K. Nakamura. Phys. Rev. B, **55**, 4085(1997).
- [17] A. Pouydebasque, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, A.E. Plotnikov, A.I. Toropov, D.K. Maude, J.C. Portal. Phys. Rev. B, **64**, 245 306 (2001).
- [18] C. Albrecht, J.H. Smet, K. von Klitzing, D. Weiss, V. Umansky, H. Schweizer. Phys. Rev. Lett., **86**, 147 (2001).
- [19] V.C. Geisler, J.H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, B. Naundorf, R. Ketzmerick, H.Schweizer. Phys. Rev. Lett., **92**, 256 801 (2004).
- [20] B.I. Shklovski, A.L. Efros. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [21] H. van Houten, C.W.J. Beenakker, P.H.M. van Loosdrecht, T.J. Thornton, H. Ahmed, M. Pepper, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **37**, 8534 (1988).
- [22] A. Dmitriev, M. Dyakonov, Remi Jullien. Phys. Rev. Lett., **89**, 266 804 (2002).
- [23] V.V. Cheianov, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii. Phys. Rev. Lett., **68**, 201 304 (2003).
- [24] V.V. Cheianov, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii. Phys. Rev. B, **37**, 245 307 (2004).
- [25] Э.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. ЖЭТФ, **75**, 723 (1978).

Редактор Т.А. Полянская

Piecewise parabolic magnetoresistance of the 2DEG with triangular lattice of antidots

*M.V. Budantsev**, *R.A. Lavrov**, *A.G. Pogosov*†*,
E.Yu. Zhdanov†*, *D.A. Pokhabov*†*

* Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

† Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract An unusual piece-wise parabolic magnetoresistance has been experimentally found in the two dimensional electron gas with the dense triangular lattice of antidots, where commensurability oscillations of the magnetoresistance are suppressed. The magnetic field range 0–0.6T can be divided into 3 wide regions where magnetoresistance can be tailored by parabolas with great precision (comparable with the experimental accuracy). Moreover, the length of the transition regions between neighboring parabolas is rather small compared with the length of the parabolic regions themselves. In the first region corresponding to the lowest magnetic fields the parabolic behavior turns into practically linear one. The observed behavior is reproducible after changing the density of the two dimensional electron gas which leads to the change in the resistance by more than an order of magnitude. Possible physical mechanisms responsible for the observed behavior, including so-called „memory effects“, are discussed.