

ПРОГНОЗ ЗАТВОРНО-УПРАВЛЯЕМОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИСКУССТВЕННОГО ГРАФЕНА

О. А. Ткаченко¹, В. А. Ткаченко^{1,2}

¹ *Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск*

² *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск*

УДК 004.942:537.311.322-0.22.532:537.29+538.911:530.145

Дан численный прогноз затворно-управляемого поведения оптимизированной трехмерной структуры металл-изолятор-металл-GaAs/AlGaAs с графеноподобной решеткой антиточек, которая может стать первой реализацией электростатического двумерного кристалла. Самосогласованным решением задач трехмерной электростатики и двумерной квантовой механики в приближении Пуассона-Хартри показано, что интервалы по затворному напряжению, отвечающие прохождению плоских зон, растягиваются, а запрещенной зоны сжимаются практически в точку. Обычная связь полной, геометрической и квантовой емкости нарушается из-за неоднородности электрических полей. Емкость в зависимости от затворного напряжения демонстрирует узкие провалы и пики, коррелирующие с щелями и минизонами. Дираковские особенности в плотности состояний остаются хорошо выраженными и сохраняют на затворной зависимости характерный V-образный вид, что важно для идентификации в эксперименте.

Ключевые слова: графеноподобная решетка, численное моделирование, приближение Хартри, затворные характеристики, плотность состояний, квантовая емкость.

Введение

Принципиальная возможность создания полупроводниковых двумерных сверхрешеток обсуждается уже четверть века, но, несмотря на множество экспериментов, высококачественный 2D периодический потенциал, который дал бы минизонные эффекты, еще не получен (ссылки в [1, 2]). Для преодоления технологических и физических препятствий требовалось опережающее реалистическое моделирование, а оно сделано лишь совсем недавно в связи с ростом интереса к графеноподобным системам. На основе суперкомпьютерных расчетов предложена оптимальная 3D твердотельная структура с затворно-индуцированной графеноподобной решеткой антиточек, которая может стать первой реализацией электростатического 2D кристалла [2]. В приближениях Хартри для оптимизированной структуры со строгим порядком и Томаса-Ферми с учетом слабого остаточного беспорядка получены подобные зависимости плотности состояний от энергии. Последние содержали искомые минизоны, минищель и V-образную бесщелевую дираковскую особенность, но зависимости от энергии электрона в данном диапазоне (~ 1 мэВ) — это совсем не то, что можно легко измерить.

Чтобы поставить успешный эксперимент, необходим еще прогноз поведения зависимостей от *управляющего напряжения* на затворном электроде, которые можно измерить, почти не возмущая электронную систему. В данной работе мы численно исследуем, как зависят зонный спектр, число электронов в элементарной ячейке, плотность состояний на уровне Ферми и емкость графеноподобной электронной системы от затворного напряжения. Пренебрегая беспорядком, мы сопоставляем методы Томаса-Ферми (Т-Ф) и Хартри. При таком условии было найдено [2], что в окрестности экспериментально интересной второй дираковской точки эти методы дают очень похожие 2D потенциалы и зависимости плотности состояний от энергии электрона. Однако при одном и том же затворном напряжении метод Т-Ф дает немного меньшую по сравнению с методом Хартри 2D плотность электронов, и зонный спектр в приближении Т-Ф слегка сдвинут вверх по энергии относительно спектра по Хартри. Здесь мы показываем, что этот сдвиг существенно зависит от напряжения на затворе и может менять знак. Это связано с тем, что затворные зависимости особенностей

плотности состояний являются плавными в приближении Т-Ф, но демонстрируют резко неравномерный ход в приближении Хартри. Так, интервал напряжений, отвечающий прохождению плоских зон, найденных по Хартри, растягивается из-за пиннинга (фиксации) на уровне Ферми. В то же время интервал напряжений, отвечающий межминизонной щели, схлопывается, а дираковские особенности сужаются. На шкале напряжений пропорции меняются в соответствии с плотностью состояний, и относительная ширина щелей и дираковских особенностей оказывается во много раз меньше, чем на энергетическом спектре. Соответственно, возникают узкие провалы полной емкости в щели и в дираковских особенностях. В провалах эта емкость оказывается гораздо меньше геометрической и определяется в основном квантовой емкостью системы. Тем не менее, простая связь полной, геометрической и квантовой емкостей в этих провалах теряется, поскольку изучаемая электронная система является существенно неоднородной, в отличие от полупроводникового двумерного электронного газа (ДЭГ) [3, 4, 5], углеродной нанотрубки [6] и графена [7], где эта связь хорошо работала.

1 Моделируемая твердотельная структура

В нашей модели предполагается, что электронная система создается двумя затворами в нелегированной гетероструктуре с квантовой ямой AlGaAs/GaAs/AlGaAs [2]. Отсутствие легирования является условием подавления наиболее опасных (примесных) флуктуаций потенциала [8, 9]. Нижний из металлических затворов имеет треугольную решетку круглых отверстий. Элементарная ячейка такой латерально периодической решетки является ромбом (рис. 1). Возможность формирования почти периодического рельефа нанолитографией показана в [10]. Между затворами и на свободной от металла поверхности полупроводника находится тонкий слой диэлектрика. Постоянство его толщины обеспечивается методом атомно-слоевого нанесения. Предполагается, что на перфорированный затвор подается притягивающее напряжение. Оно формирует

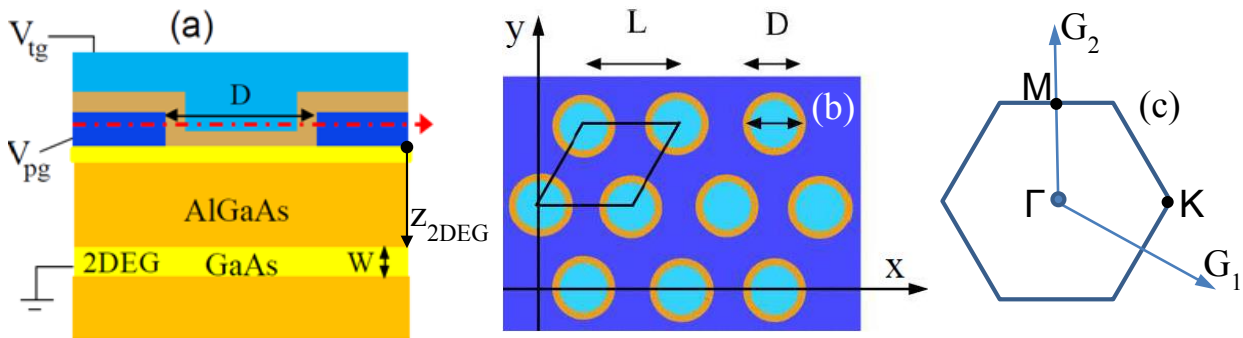


Рис. 1: (a,b) — Схематическое изображение структуры в разрезе по вертикали и в плоскости обозначенной штрих-пунктирной стрелкой. К затвору на поверхности полупроводника приложено напряжение V_{pg} , а к верхнему затвору — V_{tg} . Ромб в (b) — элементарная ячейка решетки. (c) — Изображение зоны Бриллюэна.

электронную решетку в квантовой яме, расположенной ниже на z_{2DEG} , чем поверхность полупроводника. На сплошной верхний затвор подается отталкивающее напряжение. Силовые линии электрического поля от этого затвора, проходя через отверстия в нижнем затворе, формируют антиточки — относительно небольшие электростатические барьеры в ДЭГ. Ниже расчеты выполнены для следующих параметров: период решетки $L = 130$ нм, диаметр отверстий в затворе $D = 60$ нм, расстояние между затворами или толщина диэлектрика $d = 5$ нм, толщина перфорированного затвора $h = 20$ нм и расстояние от поверхности полупроводника до границы двумерного газа $z_{2DEG} = 37$ нм. Оптимизация параметров структуры проведена в [2]. Там же проверено, что существенные отклонения от этих параметров разрушают минизоны при реалистическом уровне ошибок (< 3 нм) в диаметре и расположении отверстий. То же самое происходит в случае использования квантовых точек вместо антиточек, даже при полной оптимизации структуры [11, 12]. Следовательно, кроме указанного варианта параметров, пока не видно возможностей создания полупроводникового искусственного графена. Затворные зависимости для него мы будем вычислять в предположении гексагональной симметрии структуры, поскольку учет беспорядка резко осложняет применение метода Хартри.

2 Методы моделирования

Поведение электрического потенциала $\phi(x, y, z)$ вне металла подчиняется 3D-уравнению Пуассона: $\nabla \epsilon \nabla \phi = en/\epsilon_0$, где $n(x, y, z)$ — объемная концентрация электронов в двумерном газе, ϵ — диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 — электрическая постоянная, e — элементарный заряд ($e > 0$). В уравнении Пуассона удобно перейти к потенциальной энергии электрона $U = -e\phi$: $\nabla \epsilon \nabla U = -n(\mathbf{r})e^2/\epsilon_0$. Мы считаем, что U совпадает с дном зоны проводимости в GaAs, а уровень Ферми в нижнем затворе совпадает с центром запрещенной зоны поверхностного защитного слоя GaAs. Следовательно, необходимо подать критическое напряжение на этот затвор ($eV_{pg}^* > E_g/2 = 0.75$ эВ), отвечающее появлению затворно-индуцированного ДЭГ [8]. На верхний затвор, напротив, подается отталкивающее напряжение $eV_{tg} < E_g/2$. Соответственно, потенциалы на двух затворах задаются как $U_{pg} = -eV_{pg} + E_g/2$, $U_{tg} = -eV_{tg} + E_g/2$. На боковых плоских поверхностях, ограничивающих область расчетов, ставятся периодические граничные условия. Нулевыми предполагаются производные потенциала U по нормали к нижней плоской границе области расчетов (условие нейтральности структуры). Условие на границе полупроводник-диэлектрик состоит в непрерывности нормальной компоненты вектора электрической индукции. В подходе Т-Ф электронная концентрация в уравнении Пуассона вычисляется в локальном приближении по двумерной квазиклассической плотности состояний:

$$n(\mathbf{r}) = \Psi(z)^2 n_{2D}(\boldsymbol{\rho}) = \Psi(z)^2 \frac{m^*}{\pi \hbar^2} [E_F - U_{\text{eff}}(\boldsymbol{\rho})]. \quad (1)$$

Здесь $\Psi(z)$ — волновая функция основного состояния в квантовой яме по z , $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, E_F — уровень Ферми в ДЭГ, U_{eff} — эффективный самосогласованный потенциал, $m^* = 0.067m_e$ — эффективная масса электрона в GaAs. Для удобства расчетов мы считали, что ДЭГ находится в квантовой яме толщиной 16 нм. Уровень в такой яме находится на высоте 0.02 эВ от дна ямы. Соответственно, эффективный потенциал есть $U_{\text{eff}} = U(x, y, z_{DEG}) + 0.02$ эВ.

По данному U_{eff} решалось 2D уравнение Шредингера для электронов, в том числе, в подходе Хартри при самосогласованных расчетах потенциала и зонного спектра:

$$\left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} + U_{\text{eff}}(\boldsymbol{\rho}) \right) \psi(\boldsymbol{\rho}) = E \psi(\boldsymbol{\rho}) \quad (2)$$

где $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — оператор импульса. Базовые вектора в зоне Бриллюэна приняты следующими: $\mathbf{G}_1 = \frac{2\pi}{L}(1, -1/\sqrt{3})$, $\mathbf{G}_2 = \frac{2\pi}{L}(0, 2/\sqrt{3})$, $\mathbf{G}_3 = \mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2$, L — период.

Для решения уравнения (2) мы подставляем волновую функцию ψ в форме

$$\psi_{\mathbf{k}}^Z(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{m,n} c_{m,n}^Z(\mathbf{k}) \psi_{m,n}(\boldsymbol{\rho}), \quad \psi_{m,n}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp\{i(\mathbf{k} + m\mathbf{G}_1 + n\mathbf{G}_2) \cdot \boldsymbol{\rho}\}, \quad (3)$$

где S — площадь элементарной ячейки образца. Волновые функции нормируются как $\int_S d\boldsymbol{\rho} \psi_{m',n'}^*(\boldsymbol{\rho}) \psi_{m,n}(\boldsymbol{\rho}) = \delta_{m',m} \delta_{n',n}$, $\int_S d\boldsymbol{\rho} \left(\psi_{\mathbf{k}'}^Z(\boldsymbol{\rho}) \right)^* \psi_{\mathbf{k}}^Z(\boldsymbol{\rho}) = \delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \delta_{Z',Z}$. Умножая уравнение (2) на $\psi_{m',n'}^*(\boldsymbol{\rho})$ и выполняя интегрирование по $\boldsymbol{\rho}$, получаем уравнение в импульсном представлении:

$$\frac{\hbar^2(\mathbf{k} + m\mathbf{G}_1 + n\mathbf{G}_2)^2}{2m} c_{m,n}^Z(\mathbf{k}) + \sum_{m',n'} U_{(m,n),(m',n')} c_{m',n'}^Z(\mathbf{k}) = E^Z(\mathbf{k}) c_{m,n}^Z(\mathbf{k}), \quad (4)$$

где Z — номер зоны и

$$U_{(m,n),(m',n')} = \int d^2\rho \psi_{m,n}^*(\boldsymbol{\rho}) U_{\text{eff}}(\boldsymbol{\rho}) \psi_{m',n'}(\boldsymbol{\rho}). \quad (5)$$

Линейная система уравнений (4) решается как задача на собственные значения численно. Таким образом, по найденным $U_{(m,n),(m',n')}$ и для дискретного набора волновых чисел \mathbf{k} вычисляется зонный спектр $E^Z(\mathbf{k})$. В методе Хартри 2D концентрация электронов находится численным интегрированием по подзонам, частично или полностью занятым электронами:

$$n_{2D}(\boldsymbol{\rho}) = 2 \sum_{E^Z < E_F} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} |\psi_{\mathbf{k}}^Z(\boldsymbol{\rho})|^2. \quad (6)$$

Эта модель является адаптацией полуаналитического подхода Хартри, описанного в [2], к реалистическому моделированию структуры.

3 Результаты

На рис. 2а,б показан пример зонной структуры, вычисленной по формулам (2)–(5) для потенциалов, полученных в подходе Хартри с использованием (6), либо в приближении Т-Ф с использованием (1). Жирными точками отмечены положения энергии электрона в Γ и K точках зоны Бриллюэна, за поведением которых мы следим при изменении V_{pg} и фиксированном V_{tg} (рис. 2с,д). Номера j и j' отвечают дну и потолку каждой минизоны. Кривые с $j = 1', 2, j = 4', 5$ отвечают первой и второй дираковским точкам, а случаи $j = 3, j = 3'$ отвечают, соответственно, К- и Γ -точкам в узкой третьей минизоне, которые разделены примерно на 0.1 мэВ.

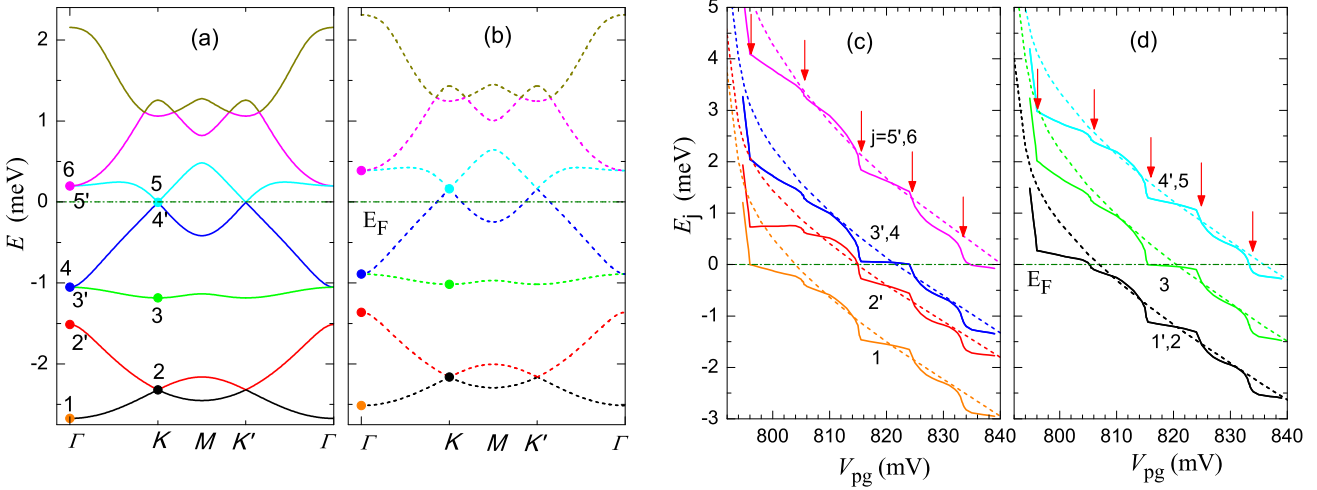


Рис. 2: (а,б) –Зонный спектр решетки при оптимальных напряжениях ($V_{pg} = 0.833$ В, $V_{tg} = 0.48$ В), отвечающих наибольшей ширине второй дираковской особенности и ее совмещению с уровнем Ферми $E_F = 0$. Сплошные линии — расчет по Хартри, пунктир — по потенциалу Томаса-Ферми. Кружочками и номерами отмечены нижние (j) и верхние (j') края зон, зависимость которых от V_{pg} показана на (с) для Γ -точек и на (д) для К-точек зоны Бриллюэна. Стрелки указывают положение изломов на кривых, вычисленных по Хартри.

Кривые $E_j(V_{pg})$, найденные по Хартри, имеют резкий излом в момент появления электронов в двумерном газе ($E_1 = E_F$) и далее имеют ступенчатый вид. Плоские участки по напряжению связаны с пиннингом зон с высокой плотностью состояний на уровне Ферми. Это особенно относится к третьей подзоне. Интересно, что щель между второй и третьей зонами в зависимостях по затвору отсутствует: при $V_{pg} = 0.815$ В потолок второй зоны (Γ -точка) еще чуть выше уровня Ферми, а при $V_{pg} = 0.8155$ В дно третьей зоны (К-точка) уже ушло под уровень Ферми, из-за этого кривые $2'$ и $3'$ не идут параллельно, а почти касаются друг друга в этом месте. При этом эффективный потенциал, как и зонный спектр, углубляется скачком примерно на 0.35 мэВ, что отвечает ширине запрещенной зоны. Отношение этого углубления к соответствующему изменению $e\Delta V_{pg}$ с хорошей точностью равно единице и совпадает с $-dE_j/edV_{pg}$ на участке $V_{pg} < 0.796$ В, где еще не было электронов в решетке. Это совпадение связано с тем, что фактически в щели можно решать уравнение Лапласа вместо уравнения Пуассона, поскольку плотность электронов в ДЭГ не меняется, а заряды на затворах лишь слегка перераспределяется.

Разумеется, никаких особенностей по затворному напряжению не может быть при расчете по Томасу-Ферми, поскольку при вычислении потенциала используется квазиклассическая 2D плотность состояний (нет самосогласованного решения задач 3D электростатики и 2D квантовой механики). В этом расчете любые характеристики энергетического спектра, в том числе щели, практически в той же форме проявляются и на затворных зависимостях. Отметим, что при появлении электронов в плоскости ДЭГ экранировка меняется резко в подходе Хартри, чем по Томасу-Ферми. Различие методов проявляется еще и в том, что плотность, определяемая по формуле (1), становится ненулевой при $V_{pg} = 0.793$ В, т.е. электроны в плоскости ДЭГ появляются раньше, чем по Хартри (рис. 3а). Но Γ -точка первой подзоны, рассчитанной по эффективному потенциалу, пересекает уровень Ферми при $V_{pg} = 0.804$ В, т.е. позже, чем по Хартри (рис. 2с).

Интересно, что на всем интервале изменения V_{pg} высоты барьеров эффективного потенциала $U_{\text{eff}} - E_F$

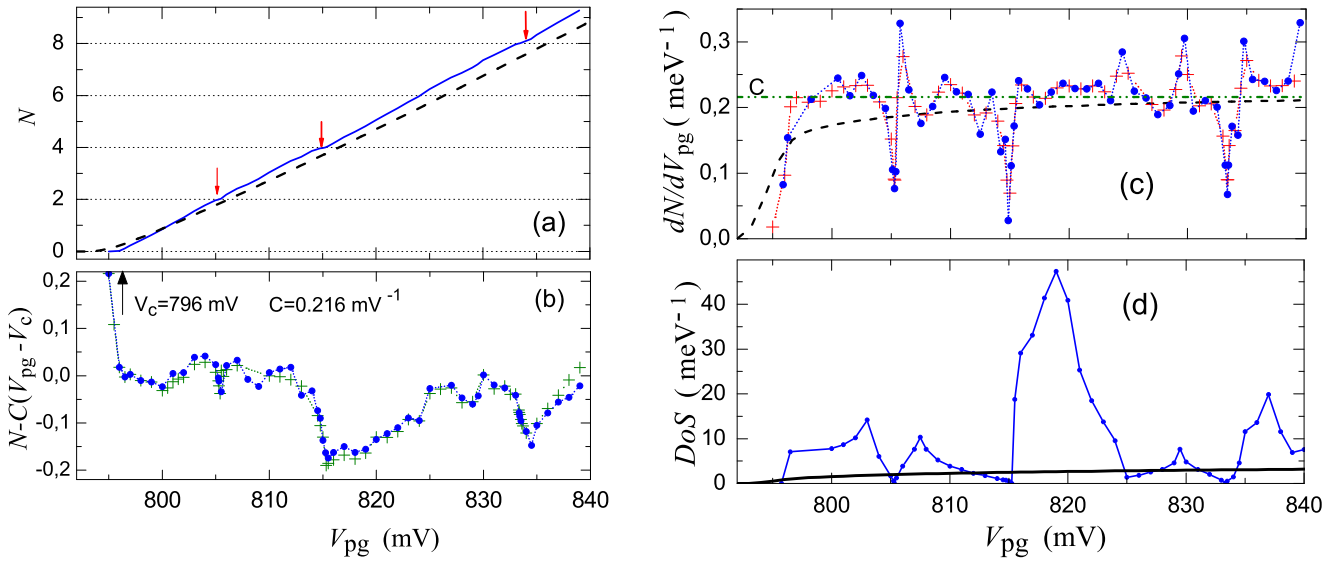


Рис. 3: (a) — Зависимость числа электронов в элементарной ячейке решетки от V_{pg} при $V_{tg} = 0.48$ В. Сплошная линия — расчет по Хартри, пунктир — по потенциалу Т-Ф. (b) — Отклонение $N(V_{pg})$ в приближении Хартри от наиболее близкой прямой линии $C(V_{pg} - V_c)$. Точки и крестики отвечают двум вариантам дискретизации плотности в подходе Хартри. (c) — Два варианта численной производной dN/dV_{pg} для одной из кривых, показанных в (b); емкость dN/dV_{pg} в приближении Т-Ф (пунктир) и коэффициент C (штрих-пунктир). (d) — Плотность одночастичных состояний dn/dE на уровне Ферми в приближениях Хартри (тонкая линия) и Т-Ф (толстая линия) в зависимости от V_{pg} .

в области антиточек существенно меняются (с 23 meV до 14 meV), хотя напряжение на верхнем затворе V_{tg} является постоянным. Это объясняется перераспределением зарядов между затворами и изменением условий экранировки окружающим барьеры двумерным газом при увеличении его плотности. Высота барьеров практически одинакова в двух подходах.

На рисунке 3 мы показываем, как зависят число электронов в элементарной ячейке N , емкость dN/dV_{pg} и плотность состояний dn/dE на уровне Ферми от V_{pg} . Отметим, что на краях минизон N является целым. Зависимость $N(V_{pg})$ приближенно может быть представлена прямой линией $C(V_{pg} - V_c)$ при $V_{pg} > V_c$ и нулем при $V_{pg} < V_c$, где V_c — пороговое значение (рис. 3а). На разности $N(V_{pg}) - C(V_{pg} - V_c)$ хорошо видны особенности, отвечающие, например, началу заполнения первой минизоны ($N = 0$), совпадению первой и второй дираковских точек с уровнем Ферми ($N = 2$, $N = 8$), а также щели между второй и третьей минизонами ($N = 4$) (рис. 3б). Эти же особенности проявляются в электрической емкости, которая с точностью до множителя e есть dN/dV_{pg} . Наблюдаются узкие глубокие провалы в щели и дираковских точках, а также менее выраженные особенности, которые воспроизводятся при разных вариантах численной реализации формул (2)–(6) и численного дифференцирования $N(V_{pg})$ (рис. 3с). Мы показываем, что эти особенности по положению совпадают с особенностями на графике зависимости от V_{pg} такой величины, как плотность одночастичных состояний $DoS = dn(E)/dE$ на уровне Ферми (рис. 3д). Например, при $V_{pg} = 0.829$ В есть узкий пик в dN/dV_{pg} и в $DoS(V_{pg})$, причем последний отвечает прохождению уровня энергии в М-точке зоны Бриллюэна через уровень Ферми. Поскольку $n(E)$ есть число электронов с энергией ниже E в элементарной ячейке, имеется некоторое подобие формы $DoS(V_{pg})$ и кривых dn/dE , вычисленных для фиксированных V_{pg} (пример на рис. 3е). На двух графиках имеются дираковские точки и пары связанных с ними М-точек. Основное различие состоит в схлопывании щели между второй и третьей минизонами и резком увеличении ширины третьей минизоны на кривой $DoS(V_{pg})$. Заметим, что площади под кривыми dn/dE на рис. 3е определяют число электронов в элементарной ячейке и мало различаются (на 8% на рис. 3а).

При расчете по Томасу-Ферми зависимость $N(V_{pg})$ является гладкой кривой, которая при $N > 2$ лежит немного ниже кривой, полученной по методу Хартри (рис. 3а). Она асимптотически стремится к прямой линии с указанным выше наклоном C . Соответственно, монотонными являются зависимости $dN/dV_{pg}(V_{pg})$, а также квазиклассические плотности состояний $dn/dE(V_{pg})$ на уровне Ферми и dn/dE при фиксированном V_{pg} (пунктир на рис. 3с и толстые линии на рис. 3д,е).

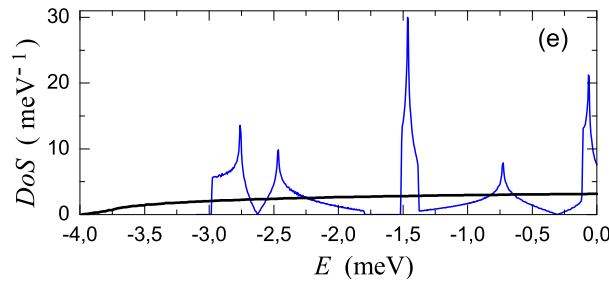


Рис. 4: (e) — Одночастичная плотность состояний dn/dE как функция E при $E < E_F = 0$ и $V_{pg} = 0.84$ В в приближениях Хартри (тонкая линия) и Т-Ф (толстая линия)

Таким образом, в расчете по Хартри возникают осцилляции емкости, которые отсутствуют в приближении Т-Ф. Они аналогичны оболочечным осцилляциям емкости атомно-масштабных систем [13] и квантовых точек [14], а также узким провалам емкости в экспериментах с затворно управляемыми низкоразмерными системами. Провалы отвечали щелям между уровнями Ландау (либо Зеемана) для ДЭГ в сильном магнитном поле [4, 5], межзонной щели в углеродной нанотрубке [6], а также дираковской точке в графене [7]. Причем в [5] щель имела такую же ширину (< 0.5 мэВ), как особенности спектра в изученной нами системе. Этом смысле экспериментальные методы ее исследования уже имеются.

Заметим, что во всех этих случаях провалы емкости объяснялись с позиций простой связи полной, геометрической и квантовой емкости [3]: $1/C_{tot} = 1/C_G + 1/C_Q$, причем C_G бралась такой же, как для классических конденсаторов той же геометрии, а квантовая емкость C_Q заменялась одночастичной плотностью состояний на уровне Ферми. Мы проверили, что в нашем случае при расчете по Томасу-Ферми разность $(dN/dV_{pg})^{-1} - (dn/dE(V_{pg}))^{-1}$ действительно слабо зависит от V_{pg} , и отсюда нашли, что $C_G/e \approx 0.225$ мВ $^{-1}$. Из рис. 3с,d видно, что при расчете по Хартри то же самое значение C_G/e получается в промежутках между тремя провалами емкости, т.е. участках, где dn/dE на уровне Ферми велико. Однако, когда $dn/dE \rightarrow 0$, разность $(dN/dV_{pg})^{-1} - (dn/dE(V_{pg}))^{-1}$ резко меняется. Мы объясняем непостоянство этой разности тем, что в данном случае, в отличие от нанотрубки и графена, моделируется резко неоднородная система, в которой расстояние от затворов до ДЭГ меньше периода решетки и диаметра антиоточек. Поэтому кулоновское взаимодействие электронов в ДЭГ с зарядами затвора оказывается столь же существенным, как в плоскости ДЭГ, и в такой системе не удастся простой формулой $1/C_{tot} = 1/C_G + 1/C_Q$ отделить геометрическую емкость от квантовой.

Заключение

В данной работе продолжено численное изучение графеноподобной решетки антиоточек в ДЭГ структуры GaAs/AlGaAs, имеющей оптимальные параметры для сохранения второй дираковской особенности от разрушения остаточным беспорядком [2]. На этом примере впервые для полупроводникового искусственного 2D квантового кристалла исследовано поведение электронной системы при непрерывном изменении напряжения на затворе, управляющем концентрацией электронов. В подходе Хартри найдены наиболее важные эффекты кулоновского взаимодействия — глубокие узкие провалы полной емкости, отвечающие дираковским точкам и межминизонной щели. Выяснено, что простая связь между полной, геометрической и квантовой емкостью нарушается из-за того, что постоянная решетки больше расстояния между электронной системой и затворами. Обнаружено, что дираковские особенности на затворной зависимости плотности состояний существенно шире, чем провалы полной емкости. Сопоставление особенностей емкости и плотности состояний в эксперименте может служить идентификации дираковской особенности и проверке получения квантового кристалла. Данный пример показывает, что можно реалистичным численным моделированием не только объяснять экспериментально обнаруженные эффекты [8, 12], но также планировать изготовление образцов и детально предсказывать результаты измерений, что необычно для физики и технологии квантовых наноструктур.

Расчеты выполнялись с использованием ресурсов МСЦ РАН при поддержке грантом Президента РФ (НШ-10211.2016.8). Мы благодарны З.Д. Квону, А.Г. Погосову, М.В. Буданцеву, A.R. Hamilton и O. Klochov за стимулирующие обсуждения, а также О.П. Сушкову, И.С. Терехову и Д.Г. Бакшееву за помощь в решении задачи.

Список литературы

- [1] Ткаченко О.А., Ткаченко В.А. Полупроводниковый искусственный графен: эффекты в слабых магнитных полях// Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99, С. 231–236.
- [2] Tkachenko O.A., Tkachenko V.A., Terekhov I.S., Sushkov O.P. Effects of Coulomb screening and disorder on an artificial graphene based on nanopatterned semiconductor// 2D Materials. 2015. V. 2, P. 014010.
- [3] Luryi S. Quantum capacitance devices// Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52, P. 501.
- [4] Dolgoplov V.T., Shashkin A.A., Aristov A.V., Schmerek D., Hansen W., Kotthaus J.P. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions// Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79, P. 729.
- [5] Khrapai V.S., Shashkin A.A., Trokina M.G., Dolgoplov V.T., Pellegrini V., Beltram F., Biasiol G., Sorba L. Filling factor dependence of the fractional quantum Hall effect gap// Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100, P. 196805.
- [6] Ilani S., Donev L.A.K., Kindermann M., McEuen P.L. Measurement of the quantum capacitance of interacting electrons in carbon nanotubes// Nature Phys. 2006. V. 2, P. 687.
- [7] Ponomarenko L.A., Yang R., Gorbachev R.V., Blake P., Mayorov A.S., Novoselov K.S., Katsnelson M.I., Geim A.K. Density of States and Zero Landau Level Probed through Capacitance of Graphene// Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105, P. 136801.
- [8] Tkachenko O.A., Tkachenko V.A., Baksheyev D.G., Pyshkin K.S., Harrell R.H., Linfield E.H., Ritchie D.A., Ford C.J.B. Electrostatic potential and quantum transport in a one-dimensional channel of an induced two-dimensional electron gas// J. Appl. Phys. 2001. V. 89, P. 4993.
- [9] Peters S., Tiemann L., Reichl C., Wegscheider W. Gating versus doping: Quality parameters of two-dimensional electron systems in undoped and doped GaAs/AlGaAs heterostructures// Phys. Rev. B. 2016. V. 94, P. 045304; Lu T.M., Laroche D., Huang S.-H., Chuang Y., Li J.-Y., Liu C.W. High-mobility capacitively-induced two-dimensional electrons in a lateral superlattice potential Sci. Rep. 2016. V. 6, P. 20967.
- [10] Dias N.L., Garg A., Reddy U., Choi U., Coleman J. J. Highly uniform periodic inverse quantum dots arrays// Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100, P. 121115; Scarabelli D., Wang S., Kuznetsova Y.Y., Pfeiffer L.N., West K., Gardner G.C., Manfra M.J., Pellegrini V., Pinczuk A., Wind S.J. Fabrication of Artificial Graphene in a GaAs Quantum Heterostructure// J. Vac. Sci. Technol. B. 2015. V. 33, P. 06FG03.
- [11] Ткаченко О.А., Ткаченко В.А. Чувствительность к беспорядку графеноподобных решеток квантовых точек и аниточек в двумерном электронном газе// Вестн. Новосиб. гос.ун-та: Серия: Физика. 2016. Т. 11, С. 80–87;
- [12] Ткаченко В.А., Ткаченко О.А. От субмикронных квантовых проводников к графеноподобной решетке: эксперименты и моделирование// Труды первой ежегодной национальной конференции по нанотехнологиям, наноматериалам и микросисемной технике. Novosibirsk State Technical University. 2016. P. 67–80, ISBN 978-5-7782-2849-8.
- [13] Iafrate G.J., Hess K., Krieger J.B., Macucci M. Capacitive nature of atomic-sized structures// Phys. Rev. B. 1995. V. 52, P. 10737.
- [14] Bednarek S., Szafran B., Adamowski J. Many-electron artificial atoms// Phys. Rev. B. 1999. V. 59, P. 13036.

*Ольга Александровна Ткаченко — к.ф.-м.н., ст. науч.сотр. Института физики полупроводников СО РАН;
e-mail: otkach@isp.nsc.ru;*

*Виталий Анатольевич Ткаченко — к.ф.-м.н., ст. науч.сотр. Института физики полупроводников СО РАН; Новосибирский государственный университет;
e-mail: vtkach@isp.nsc.ru.*

Дата поступления — 31 мая 2017 г.