

110. Abanin D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 196806 (2007)
111. Shibata N, Nomura K, arXiv:0803.2418
112. Cortijo A, Vozmediano M A H, arXiv:0709.2698
113. Katsnelson M I *Eur. Phys. J. B* **51** 157 (2006); Tworzydło J et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 246802 (2006)
114. Huard B et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 236803 (2007)
115. Nair R R et al. *Science* **320** 1308 (2008); arXiv:0803.3718
116. Добряков А Л и др. *ЖЭТФ* **119** 309 (2001) [Dobryakov A L et al. *JETP* **92** 267 (2001)]
117. Das Sarma S, Hwang E H, Tse W-K *Phys. Rev. B* **75** 121406(R) (2007)
118. Le Doussal P, Radzihovsky L *Phys. Rev. Lett.* **69** 1209 (1992)
119. Fasolino A, Los J H, Katsnelson M I *Nature Mater.* **6** 858 (2007); Abedpour N et al. *Phys. Rev. B* **76** 195407 (2007)
120. Chen Z et al. *Physica E* **40** 228 (2007); Lemme M C et al. *IEEE Electron Device Lett.* **28** 282 (2007)
121. Echtermeyer T J et al., arXiv:0712.2026
122. Zhou S Y et al. *Nature Mater.* **6** 770 (2007)
123. Stampfer C et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 012102 (2008); Ponomarenko L A et al. *Science* **320** 356 (2008)
124. Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
125. Hill E W et al. *IEEE Trans. Magn.* **42** 2694 (2006); Ohishi M et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** L605 (2007); Cho S, Chen Y-F, Fuhrer M S *Appl. Phys. Lett.* **91** 123105 (2007)
126. Xiao D, Yao W, Niu Q *Phys. Rev. Lett.* **99** 236809 (2007); Yao W, Xiao D, Niu Q *Phys. Rev. B* **77** 235406 (2008); Rycerz A *Phys. Status Solidi A* **205** 1281 (2008)
127. Boukhvalov D W, Katsnelson M I, Lichtenstein A I *Phys. Rev. B* **77** 035427 (2008)
128. Stankovich S et al. *Nature* **442** 282 (2006)
129. Schedin F et al. *Nature Mater.* **6** 652 (2007)
130. Blake P et al., arXiv:0803.3031
131. Bunch J S et al. *Science* **315** 490 (2007)
132. Lusk M T, Carr L D *Phys. Rev. Lett.* **100** 175503 (2008)
133. Sevincli H, Topsakal M, Ciraci S, arXiv:0711.2414
134. Park C-H et al. *Nature Phys.* **4** 213 (2008)

PACS numbers: 72.80.Rj, **73.43.-f**, 81.05.Uw
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200807i.0776

Электронный транспорт в графене

С.В. Морозов, К.С. Новоселов, А.К. Гейм

1. Двумерные кристаллы

Углерод — один из удивительных элементов, формирующий самые разнообразные структуры. Кроме известных с давних времен графита и алмаза в центре внимания научного сообщества находятся недавно открытые фуллерены [1–3] и нанотрубки [4]. Однако для экспериментального изучения были доступны только 3-мерные (графит, алмаз), 1-мерные (нанотрубки) и 0-мерные (фуллерены) формы углерода, поскольку до недавнего времени все попытки получить экспериментально *двумерную* форму углерода оказывались безуспешными.

Эта загадочная двумерная форма (планарная гексагональная упаковка углеродных атомов) была названа графеном и, как ни удивительно, оказалась, может быть, наиболее изученной теоретически по сравнению с другими аллотропами углерода по той причине, что графен является стартовой точкой для всех расчетов по графиту, фуллеренам и нанотрубкам. В то же время многочисленные попытки синтезировать такие двумерные кристаллы заканчивались неудачей, их результатом было получение кристаллитов нанометрового размера [5]. Это не являлось сюрпризом в свете общего мнения о том, что истинно двумерные кристаллы не могут существовать

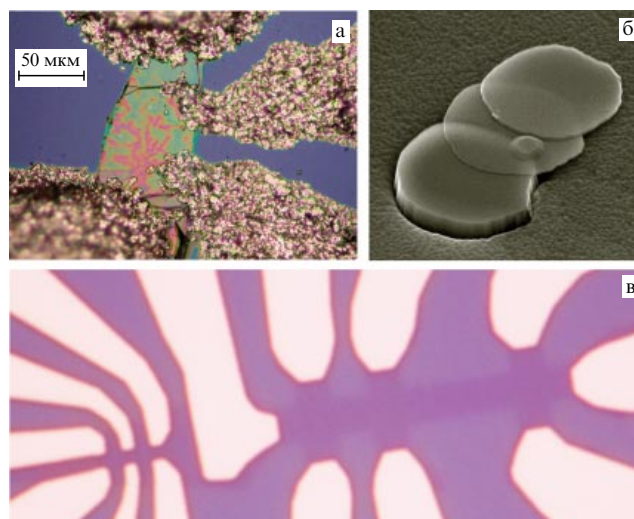


Рис. 1. (а) Фотография *первого* холловского транзистора на основе тонкой пленки графита. Изображение в электронном микроскопе расщепленных графитовых микродисков (б) и холловского транзистора на основе графена (в) (ширина канала 1 мкм).

[6–10] (в отличие от хорошо известных квазидвумерных систем). Действительно, в процессе синтеза зародыши графена будут иметь очень большое отношение периметра к площади поверхности, что должно способствовать трансформации в другие аллотропы углерода.

Так продолжалось до 2004 г., в котором группа исследователей из Манчестера и Черноголовки использовала удивительно простой и даже несколько наивный подход для получения графена (рис. 1), сделавший графен одной из самых горячих тем современной физики твердого тела [11, 12]. Отдельная плоскость (монослойной толщины) была выделена из трехмерного кристалла графита с помощью техники, называемой микромеханическим расслоением (графит обладает ярко выраженными слоистыми свойствами и может рассматриваться как совокупность двумерных графеновых кристаллов, слабо связанных между собой). Более того, тем же способом были получены двумерные кристаллы других материалов [12], таких как нитрид бора, некоторые диалкогениды и высокотемпературный сверхпроводник Bi–Sr–Ca–Cu–O. Фактически, появился новый класс материалов — двумерные кристаллы, стабильные в свободном состоянии.

Удивительно, но этот сравнительно простой способ позволил получать достаточно большие (размером до 100 мкм) кристаллиты и немедленно инициировал огромную экспериментальную активность [13]. Более того, качество получаемого материала оказалось настолько высоким, что позволило реализовать баллистический транспорт [11, 14] и наблюдать квантовый эффект Холла [15, 16]. Свойства этого нового материала позволяют говорить о нем как о многообещающем кандидате в материалы для будущих приборов микроэлектроники, например для баллистического полевого транзистора. Однако, хотя предложенная нами техника позволяет получать наиболее качественный на сегодня графен в лабораторных условиях, для промышленного применения требуются более производительные технологии. Сегодня наибольших успехов достигла технология рас-

слоения с помощью интеркаляции графита [17–21] и эпитаксия графена путем сублимации кремния с поверхности подложек SiC [22, 23].

2. Линейный закон дисперсии

По своим электронным свойствам графен является двумерным полупроводником с нулевой запрещенной зоной (рис. 2). Квазичастицы в графене формально описываются гамильтонианом дираковского вида $H = -i\hbar v_F \sigma \nabla$, где $v_F \approx 10^6$ м с⁻¹ — фермиевская скорость, $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$ — матрица Паули [24–27]. Такое описание, которое является теоретически строгим в пренебрежении многочастичными эффектами, было подтверждено экспериментальными измерениями [15] циклотронной массы носителей в графене в зависимости от их энергии (рис. 3). Эти измерения подтвердили, что квазичастицы в графене подчиняются линейному закону дисперсии. Пожалуй, наиболее яркое проявление этого представляет собой наблюдение релятивистского аналога целочисленного квантового эффекта Холла, который мы обсудим в разделе 4.

Тот факт, что носители заряда в графене описываются уравнением Дирака, а не привычным в твердо-

тельной физике уравнением Шрёдингера, обусловлен симметрией кристаллической решетки графена, которая состоит из двух эквивалентных углеродных подрешеток А и В (см. рис. 2). Электронные подзоны, образованные симметричной и антисимметричной комбинацией волновых функций на этих двух подрешетках, пересекаются на краю зоны Бриллюэна, что приводит к конусообразному энергетическому спектру вблизи "дираковских" точек К и К'. Как следствие, квазичастицы в графене, подобно безмассовым релятивистским частицам, имеют линейный закон дисперсии $E = \hbar k v_F$, где роль скорости света играет фермиевская скорость $v_F \approx c/300$. Вследствие линейности спектра можно ожидать, что поведение квазичастиц в графене будет в корне отличаться от поведения квазичастиц в обычных металлах и полупроводниках, имеющих параболический закон дисперсии и подобных свободным электронам.

Линейный закон дисперсии является важнейшей, но далеко не единственной особенностью квантового транспорта, обусловленного уравнением Дирака. При положительных энергиях (выше дираковской точки) токонесящие состояния подобны электронам и заряжены отрицательно. При отрицательных энергиях, если валентная зона не целиком заполнена, квазичастицы ведут себя как положительно заряженные частицы (дырки) и могут рассматриваться как твердотельный аналог позитронов. Отметим, однако, что электроны и дырки в физике твердого тела, как правило, описываются отдельными независимыми уравнениями Шрёдингера со своими эффективными массами (в соответствии с правилом сумм Зейтца). В противоположность этому электроны и дырки в графене оказываются взаимосвязанными, проявляя свойства зарядово-сопряженной симметрии. В графене это обусловлено симметрией его кристаллической решетки и тем, что квазичастицы в графене описываются двухкомпонентной волновой функцией, построенной на основе подрешеток А и В. Двухкомпонентное описание для графена аналогично описанию в квантовой электродинамике (КЭД), использующему спинорные волновые функции, но "спин"-индекс в случае графена обусловлен принадлежностью разным подрешеткам, а не "реальному" спину обычных электронов, и поэтому обычно именуется псевдоспином σ .

Имеются и другие аналогии с КЭД. Конический вид закона дисперсии в графене является результатом пересечения подзон, обусловленного подрешетками А и В. В результате, электроны с энергией E , движущиеся в положительном направлении, принадлежат той же ветви спектра, что и дырки с энергией $-E$, движущиеся в противоположном направлении. Это означает, что электроны и дырки, находящиеся на одной и той же ветви спектра, имеют одинаковый псевдоспин σ , который параллелен квазиимпульсу для электронов и антипараллелен для дырок. Это позволяет ввести киральность (chirality) [27], которая является проекцией псевдоспина на направление движения и имеет положительный знак для электронов и отрицательный для дырок.

Квазиклассически те же эффекты можно описать с помощью так называемой фазы Берри (Berry). Так как волновые функции электронов являются двухкомпонентными спинорами, они меняют знак при обходе электронами замкнутого контура. Таким образом, волновые функции приобретают дополнительную фазу Берри, равную π .

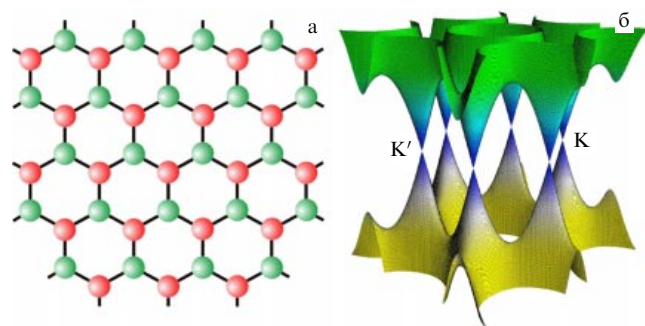


Рис. 2. (а) Кристаллическая структура графена. Две подрешетки обозначены разным цветом. (б) Зонная структура графена: зона проводимости и валентная зона соприкасаются в точках К и К'.

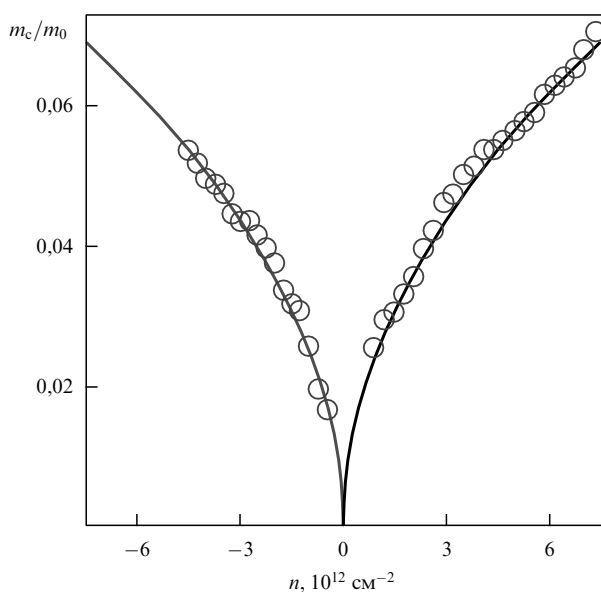


Рис. 3. Экспериментальные зависимости электронной и дырочной циклотронной массы от концентрации носителей в графене. Корневая зависимость свидетельствует о линейном законе дисперсии.

3. Эффект электрического поля

Большинство экспериментальных групп пока использует образцы, изготовленные с помощью оригинальной техники микромеханического расслоения [11, 12], которая позволяет получать высококачественные двумерные кристаллы площадью до 1000 мкм^2 , достаточной для большинства научных задач. Ключевым моментом успешности этого метода является то, что графен становится видимым в оптический микроскоп, когда он расположен на пластине окисленного кремния с точно выбранной толщиной SiO_2 , хотя и слабо, но контрастируя с чистой подложкой [28]. Если бы не этот достаточно простой, но эффективный способ сканирования подложки для поиска отдельных кристаллов графена, то, скорее всего, графен до сих пор так бы и не был открыт. Даже если забыть про ранние теоретические аргументы, ставящие под сомнение существование двумерных кристаллов в принципе, современные методы исследования атомно-тонких и малых объектов (например, сканирующая атомно-силовая микроскопия), имеют слишком малую производительность для нахождения редких и изолированных графеновых кристаллов. Сканирующая электронная микроскопия имеет большую производительность, но с ее помощью трудно различить кристаллы с разной толщиной. Однако отметим, что рамановская спектроскопия позволяет отличить графен от многослойных кристаллов и может быть использована для его идентификации [29, 30], хотя и требует предварительного отбора оптическим методом.

Подложка из SiO_2 служит еще и изолирующим слоем. Таким образом, легированный кремний играет роль затвора и позволяет управлять концентрацией носителей заряда в графене. Под действием электрического поля тип носителей может быть изменен с электронного на дырочный (рис. 4). В электрических полях, ограниченных значением, при котором происходит пробой диэлектрика, можно достигать концентрации носителей n до 10^{13} см^{-2} . При этом во всем интервале concentra-

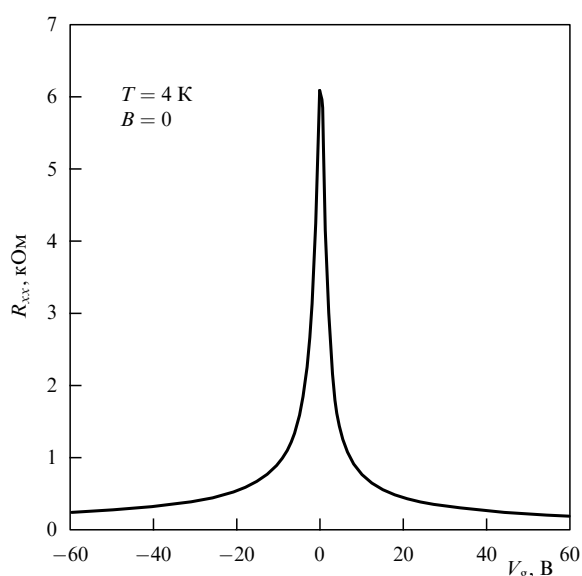


Рис. 4. Амбиполярный эффект электрического поля в графене. Положительное (отрицательное) напряжение на затворе индуцирует электроны (дырки) с концентрацией $n = \alpha V_g$, где $\alpha \approx 7,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$ при толщине подзатворного SiO_2 -диэлектрика 300 нм .

ций сохраняется высокая подвижность носителей (до $20000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$), слабо зависящая от температуры [11]. Как следствие, баллистический транспорт субмикронного масштаба реализуется даже при комнатной температуре. Подвижность носителей в графене, которая в современных образцах при комнатной температуре лимитируется наличием примесей или нановолнистостью кристалла, имеет огромный потенциал для роста — по нашим экспериментальным оценкам она ограничена величиной $200000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, обусловленной фононным рассеянием [31].

Другой необычной особенностью графена является то, что его проводимость σ остается конечной даже при стремлении к нулю концентрации носителей n и, более того, приближается по величине к кванту проводимости $4e^2/h$ [15]. Подчеркнем, что в этом случае, в отличие от других известных квантовых транспортных эффектов, квантуется именно проводимость, а не кондактанс. Минимум квантовой проводимости для дираковских фермионов был предсказан в теоретических работах [32–38]. В некоторых из них ключевым моментом является стремящаяся к нулю плотность состояний вблизи дираковской точки в линейном двумерном спектре. В то же время двухмонослойный графен с параболическим законом дисперсии квазичастиц также демонстрирует наличие минимальной проводимости порядка $4e^2/h$, которое свидетельствует о важности именно киральности, а не линейного спектра [39]. Кроме того, большинство теорий предсказывает значение минимальной проводимости в π раз меньше, чем наблюдаемое экспериментально. Такое противоречие известно как "загадка пропавшего пирога" ("the mystery of a missing pie"), и остается неясным, является ли это следствием теоретических приближений или ограниченности параметров экспериментальных образцов. В частности, эксперимент свидетельствует о том, что при низкой концентрации ($< 10^{11} \text{ см}^{-2}$) носители в графене разбиваются на сеть "луж" с электронами и дырками. Такая микроскопическая неоднородность, безусловно, должна присутствовать вблизи дираковской точки, но пока не учитывалась в теоретических работах. Кроме того, в эксперименте важную роль может играть макроскопическая неоднородность (на масштабе, превышающем длину свободного пробега). Экспериментальный опыт свидетельствует о том, что в более однородных образцах, например с меньшими размерами или после мягкого отжига, минимальная проводимость принимает значение $4e^2/h$ с меньшим разбросом.

4. Квантовый эффект Холла в графене

В начальный период после открытия графена основные экспериментальные усилия были направлены на изучение электронных свойств графена, подтверждающих то, что квазичастицы в нем описываются законами квантовой электродинамики. Одними из таких наиболее ярких проявлений стали два новых ("киральных") типа квантового эффекта Холла (КЭХ).

Рисунок 5 демонстрирует КЭХ в графене. В монослойном графене КЭХ проявляется в виде непрерывных эквидистантных ступенек в холловской проводимости σ_{xy} , которая проходит через нуль в точке электронейтральности (дираковской точке), где тип проводимости меняется с дырочного на электронный. Последовательность плат имеет ожидаемую высоту ступенек, но

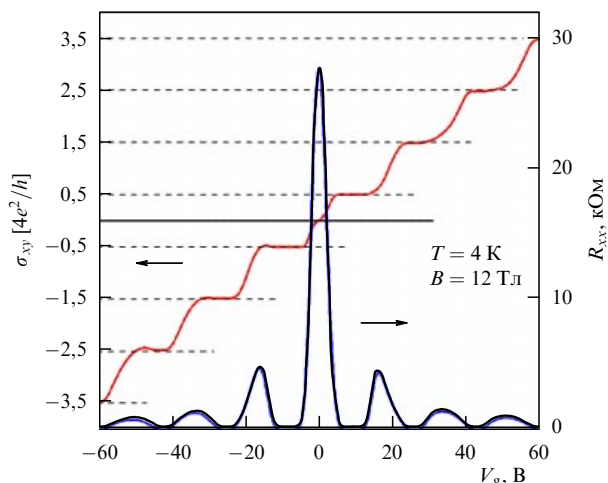


Рис. 5. Продольное магнетосопротивление и холловская проводимость в графене как функции напряжения на затворе. Полуцелое квантование подтверждает то, что квазичастицы в графене являются безмассовыми дираковскими фермионами.

сдвинута по сравнению со "стандартной" на $1/2$, так что холловская проводимость выражается в виде

$$\sigma_{xy} = 4 \frac{e^2}{h} \left(N + \frac{1}{2} \right),$$

где N — целое число, а множитель 4 обусловлен двукратным спиновым и долинным вырождением. Таким образом, в монослойном графене мы имеем "полуцелый" КЭХ. Такое необычное поведение сейчас уже хорошо понято — оно обусловлено спецификой квантования дираковских фермионов в графене с линейным законом дисперсии в магнитном поле B , которое описывается выражением $E_N = \pm v_F \sqrt{2e\hbar B N}$, где знаки $+$ и $-$ относятся соответственно к электронам и дыркам [26, 27, 40–42]. Самое существенное, что при $E = 0$ имеется нулевой уровень Ландау (рис. 6), принадлежащий одновременно и электронам, и дыркам, чем и объясняется

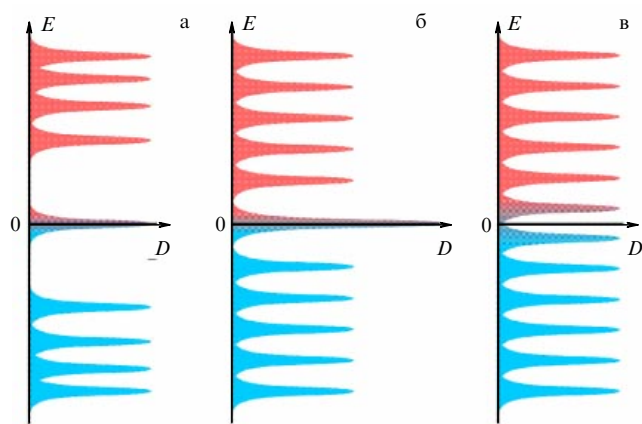


Рис. 6. Уровни Ландау для дираковских безмассовых электронов в монослойном графене (а), для массивных киральных электронов в двухмонослойном графене (б) и для шрёдингеровских электронов с двумя параболическими зонами, соприкасающимися при нулевой энергии (в).

необычное квантование холловской проводимости [39, 41, 42].

Альтернативное рассмотрение причины полуцелого КЭХ состоит в том, что суперпозиция псевдоспина и орбитального движения приводит к появлению у электронов дополнительной фазы Бэрри, равной π , аккумулируемой вдоль циклотронной траектории. Добавочная фаза приводит к полупериодному сдвигу фазы квантовых осцилляций и после перехода в режим квантового эффекта Холла — к сдвигу холловских плато на $1/2$ [15, 16].

Линейный спектр в графене и большая величина скорости Ферми приводит к огромному орбитальному расщеплению. Расстояние между уровнями Ландау с $N = 0$ и $N = 1$ равно $\Delta E \approx 400 \text{ [K]} \sqrt{B}$, где B — магнитное поле в теслах. Это означает, что при $B = 30 \text{ Тл}$ расщепление первых уровней примерно равно 2200 К , что почти на порядок превышает комнатную температуру. Более того, весьма слабая зависимость подвижности носителей в графене от температуры приводит к тому, что соотношение $\mu B \gg 1$ выполняется уже при величине B , исчисляемой в нескольких теслах. Это позволило наблюдать квантовый эффект Холла даже при комнатной температуре [43], что может быть важным в метрологии.

В квантовой электродинамике киральность непосредственно связана с релятивистской природой частиц и соответственно с линейным законом дисперсии для безмассовых частиц. Открытие графена предоставляет возможность исследования еще одного принципиально нового типа частиц — *киральных* квазичастиц с *параболическим* (нерелятивистским) законом дисперсии, которые имеются в двухмонослойном графене [39]. По теоретическим расчетам [39, 44] двухмонослойный графен является полупроводником с нулевой запрещенной зоной, но в отличие от монослойного графена имеет параболические валентную зону и зону проводимости, которые касаются в точках К и К' зоны Бриллюэна. В то же время, как и в монослойном графене, в двухмонослойном графене квазичастицы обладают киральностью, но характеризуются фазой Бери 2π (а не π). Точное квантово-механическое решение [39, 44] для такого рода квазичастиц дает следующие значения энергий уровней Ландау: $E_N \propto \sqrt{N(N-1)}$. Таким образом, по-прежнему при нулевой энергии имеется уровень Ландау, но кратность его вырождения в два раза больше, чем остальных уровней. При этом уровни Ландау вне ультраквантового предела ($N \gg 1$) расположены по энергии практически эквидистантно, как и в случае электронов с постоянной массой. В результате, КЭХ в двухмонослойном графене отличается от КЭХ как в монослойном графене, так и в двумерном электронном газе в обычных полупроводниках.

Как отмечалось в разделе 2, дираковское описание квазичастиц в графене непосредственно связано с тем, что двухкомпонентные волновые функции квазичастиц обусловлены симметрией кристаллической решетки монослойного графена и наличием в ней двух подрешеток А и В. В двухмонослойном графене ситуация во многом аналогична, но подрешетки теперь разнесены по разным монослоям. В последнем случае имеется уникальная возможность по-разному воздействовать на эти подрешетки. В частности, перпендикулярное внешнее электрическое поле приводит к снятию вырождения в

К-точках и образованию запрещенной зоны [44–46]. В режиме КЭХ этот эффект проявляется в возникновении нулевого плато в холловской проводимости [46]. Существование, что в достижимых электрических полях ширина запрещенной зоны может варьироваться от 0 до 0,3 эВ, что может оказаться весьма перспективным для приложений.

5. Заключение

Графен стал первым и пока самым ярким представителем нового класса материалов — двумерных кристаллов. Фактически графен открывает новую научную парадигму — "релятивистскую" физику твердого тела, в которой квантовые релятивистские явления, часть из которых не реализуема даже в физике высоких энергий, теперь могут быть исследованы в обычных лабораторных условиях. Уникальность электронных свойств графена обусловлена тем, что носители заряда в нем подобны безмассовым релятивистским фермионам и описываются релятивистским уравнением Дирака, а не уравнением Шрёдингера. Впервые в твердотельном эксперименте можно исследовать все нюансы и многообразие квантовой электродинамики.

Графен немедленно проявил себя в качестве реального кандидата на роль одного из основных материалов микроэлектроники в посткремниевую эпоху. Достаточно упомянуть первые реализованные прототипы будущих устройств на его основе. Это — полевые транзисторы с баллистическим транспортом при комнатной температуре, газовые сенсоры с экстремальной чувствительностью [47], графеновый одноэлектронный транзистор [48], жидкокристаллические дисплеи и солнечные батареи (в которых графен используется в качестве прозрачного проводящего электрода) [49], спиновый транзистор [50] и многие другие. Несмотря на короткую предысторию, несомненно одно — графен находится только в начале своего восхождения.

Благодарности. С.В.М. благодарен за финансовую поддержку РФФИ (грант 08-02-01067) и программами РАН.

Список литературы

1. Curl R F *Rev. Mod. Phys.* **69** 691 (1997); Керл Р Ф *УФН* **168** 331 (1998)
2. Kroto H *Rev. Mod. Phys.* **69** 703 (1997); Крото Г *УФН* **168** 343 (1998)
3. Smalley R E *Rev. Mod. Phys.* **69** 723 (1997); Смолли Р Е *УФН* **168** 323 (1998)
4. Iijima S *Nature* **354** 56 (1991)
5. Oshima C, Nagashima A *J. Phys.: Condens. Matter* **9** 1 (1997)
6. Peierls R E *Helv. Phys. Acta* **7** 81 (1934)
7. Peierls R E *Ann. Inst. Henri Poincaré* **5** 177 (1935)
8. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 26 (1937)
9. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М.: Наука, 1976) [Translated into English: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics Pt. I* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
10. Mermin N D *Phys. Rev.* **176** 250 (1968)
11. Novoselov K S et al. *Science* **306** 666 (2004)
12. Novoselov K S et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102** 10451 (2005)
13. Geim A K, Novoselov K S *Nature Mater.* **6** 183 (2007)
14. Morozov S V et al. *Phys. Rev. B* **72** 201401(R) (2005)
15. Novoselov K S et al. *Nature* **438** 197 (2005)
16. Zhang Y et al. *Nature* **438** 201 (2005)
17. Dresselhaus M S, Dresselhaus G *Adv. Phys.* **51** 1 (2002)
18. Shioyama H *J. Mater. Sci. Lett.* **20** 499 (2001)
19. Viculis L M, Mack J J, Kaner R B *Science* **299** 1361 (2003)
20. Horiuchi S et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 2403 (2004)
21. Stankovich S et al. *J. Mater. Chem.* **16** 155 (2006)
22. Van Bommel A J, Crombeen J E, Van Tooren A *Surf. Sci.* **48** 463 (1975)
23. Berger C et al. *J. Phys. Chem. B* **108** 19912 (2004)
24. Wallace P R *Phys. Rev.* **71** 622 (1947)
25. Slonczewski J C, Weiss P R *Phys. Rev.* **109** 272 (1958)
26. McClure J W *Phys. Rev.* **104** 666 (1956)
27. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **61** 2015 (1988)
28. Blake P et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 063124 (2007)
29. Ferrari A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 187401 (2006)
30. Graf D et al. *Nano Lett.* **7** 238 (2007)
31. Morozov S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 016602 (2008)
32. Katsnelson M I *Eur. Phys. J. B* **51** 157 (2006)
33. Tworzydło J et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 246802 (2006)
34. Fradkin E *Phys. Rev. B* **33** 3263 (1986)
35. Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **71** 1887 (1993)
36. Ludwig A W W et al. *Phys. Rev. B* **50** 7526 (1994)
37. Ziegler K *Phys. Rev. Lett.* **80** 3113 (1998)
38. Nomura K, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **96** 256602 (2006)
39. Novoselov K S et al. *Nature Phys.* **2** 177 (2006)
40. Zheng Y, Ando T *Phys. Rev. B* **65** 245420 (2002)
41. Gusynin V P, Sharapov S G *Phys. Rev. Lett.* **95** 146801 (2005)
42. Peres N M R, Guinea F, Castro Neto A H *Phys. Rev. B* **73** 125411 (2006)
43. Novoselov K S et al. *Science* **315** 1379 (2007)
44. McCann E, Fal'ko V I *Phys. Rev. Lett.* **96** 086805 (2006)
45. Ohta T et al. *Science* **313** 951 (2006)
46. Castro E V et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 216802 (2007)
47. Schedin F et al. *Nature Mater.* **6** 652 (2007)
48. Ponomarenko L A et al. *Science* **320** 356 (2008)
49. Blake P et al. *Nano Lett.* (2008), to be published
50. Hill E W et al. *IEEE Trans Magn.* **42** 2694 (2006)