

Фокусировка электронов поперечным магнитным полем

Памяти В. С. Цоя посвящается

С. И. Божко¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2014 г.

В обзоре изложены основы фокусировки электронов поперечным магнитным полем, предложенной В.С. Цоем в 1974 г. Представлены результаты по исследованию кинетики электронов в конденсированных средах и взаимодействия электронов проводимости с границами раздела, полученные при помощи фокусировки электронов. Показаны различные приложения метода фокусировки носителей заряда в низкоразмерных, в частности в двумерных, электронных системах.

DOI: 10.7868/S0370274X1408013X

Фокусирующее действие магнитного поля (как продольного, так и поперечного) на пучки заряженных частиц, движущихся в вакууме, хорошо известно. Оно используется в разнообразных технических устройствах, например электронно-оптических приборах, β -спектрометрах, анализаторах энергии заряженных частиц [1]. Фокусировка электронов (ЭФ) проводимости в однородном магнитном поле в кристаллических твердых телах, в частности в металлах, занимает одно из центральных мест при изучении кинетических свойств и динамики электронов в конденсированных средах. Успешное использование сфокусированных пучков электронов для этих целей во многом обусловлено локальностью методики. Фокусировка электронов позволяет проследить за движением и рассеянием определенной группы зарядов, локализованной вблизи заданной точки поверхности Ферми. В эту область исследований основополагающий вклад привнесли работы Ю.В. Шарвина и В.С. Цоя. Благодаря пионерским работам этих ученых стали возможными разнообразные приложения метода фокусировки носителей заряда в низкоразмерных, в частности в двумерных, электронных системах. В настоящее время фокусировка электронов в двумерных системах используется в том числе для исследования спин-зависимых эффектов и создания спиновых фильтров, которые могут стать базой современной спинтроники.

По результатам работ по фокусировке электронов проводимости опубликовано более 100 статей и несколько обзоров [2–6]. В рамках данного краткого обзора представлены основные результаты по фокусировке электронов однородным поперечным

магнитным полем, составляющие научное наследие В.С. Цоя. Показано их развитие в работах по фокусировке электронов в двумерном электронном газе.

Впервые эксперимент по наблюдению фокусировки электронов проводимости в металлической кристаллической среде был предложен Ю.В. Шарвиным в 1965 г. [7]. В том же году он был реализован в Институте физических проблем АН СССР [8]. Это явилось настоящим откровением, т.к. сфокусировать электроны можно только на линейных масштабах, сопоставимых с длинами их свободного пробега. Реализация экспериментов по наблюдению ЭФ стала возможной благодаря использованию сверхчистых металлических образцов, обладающих совершенной кристаллической структурой. Длина свободного пробега электронов l в таких кристаллах достигает нескольких миллиметров. Продольную фокусировку электронов наблюдали в тонких пластинах Sn, помещенных в нормальное к поверхности образца магнитное поле \mathbf{H} . Два микроконтакта – эмиттер электронов проводимости (E) и коллектор (C) – устанавливались на противоположных сторонах пластины таким образом, что соединяющая их линия совпадала с направлением \mathbf{H} . Периодические по \mathbf{H} пики напряжения на коллекторе возникали вследствие фокусировки групп электронов с экстремальным смещением вдоль \mathbf{H} за период обращения электронов по циклотронной орбите. Таким образом, был реализован аналог β -спектрометра с продольной фокусировкой баллистических электронов проводимости в металлах.

Работы по фокусировке электронов проводимости в поперечном однородном магнитном поле являются логическим продолжением работ Ю.В. Шарвина. Вместе с тем предложенная

¹⁾e-mail: bozhko@issp.ac.ru

В.С. Цоем геометрия ЭФ [9] позволила существенно расширить методические возможности использования сфокусированных пучков электронов проводимости. Стандартная схема эксперимента по наблюдению ЭФ представлена на рис. 1. В этой

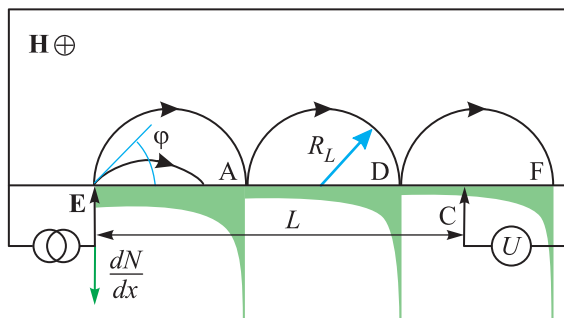


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента по фокусировке электронов в поперечном магнитном поле в проводнике, в частности в металле. Траектории эффективных неравновесных электронов и зависимость их плотности от смещения вдоль линии E–C (распределение плотности электронов показано зеленым цветом)

схеме на одну поверхность металлической монокристаллической пластины устанавливаются два микроконтакта, E и C, расстояние L между которыми меньше длины свободного пробега l электронов в кристалле. На эмиттер подается напряжение V_0 , которое локализовано в малой области вблизи E. Оно определяет вид функции распределения электронов, вылетевших с эмиттера. В эксперименте измеряется напряжение на коллекторе в зависимости от величины магнитного поля H , направленного перпендикулярно линии эмиттер–коллектор и лежащего в плоскости поверхности образца. В поле H_0 , в котором ларморовский диаметр электронной орбиты сравняется с расстоянием между контактами L , на C фокусируются баллистические неравновесные электроны, вылетевшие из E. В случае зеркального отражения электронов поверхностью реализуются условия фокусировки в полях, кратных H_0 . Теория ЭФ развита во многих работах (см. [10] и ссылки в ней). Однако в большинстве случаев применима геометрическая модель ЭФ [11, 12]. Для простоты рассмотрим случай квадратичной дисперсии электронов, движущихся в плоскости рисунка, перпендикулярного приложенному магнитному полю \mathbf{H} . Очевидно, что напряжение U формирующееся на C будет тем больше, чем большее число эффективных неравновесных электронов $n_{\text{эф}}$ попадет из эмиттера на коллектор по баллистическим траекто-

риям. Полагая, что размер эмиттера $b \ll L$, можно записать

$$U \sim n_{\text{эф}} = \frac{dN}{dx} b = \frac{dN}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dx} b, \quad (1)$$

где φ – угол вылета эффективных электронов из эмиттера (рис. 1), x – смещение электронов, вылетевших из эмиттера вдоль линии контактов EC. В случае изотропного распределения неравновесных электронов, вылетающих из E $dN/d\varphi = \text{const}$. Из геометрии эксперимента следует, что смещение вдоль поверхности электронов, вылетевших под углом φ определяется выражением $x = 2R_L \sin \varphi$ (где $R_L = (cp_F)/eH$ – ларморовский радиус орбиты электрона). Тогда

$$U \sim \frac{d\varphi}{dx} b = \frac{b}{\sqrt{(2R_L)^2 - x^2}}. \quad (2)$$

Сингулярность при $x = 2R_L$ соответствует неравновесным электронам, имеющим максимальное смещение $2R_L$ вдоль линии EC. Рис. 1 показывает, что плотность тока электронов, достигающих поверхности образца, сильно неоднородна, а на расстоянии диаметра ларморовской орбиты электрона от E (точка A) возникает сингулярность. При зеркальном отражении электронов от поверхности образца возникают сингулярности на расстояниях, кратных диаметру электронной орбиты (точки D и F на рис. 1). Напряжение на поверхности, обусловленное неоднородным распределением плотности тока электронов, измеряется на втором контакте (C). Меняя поле (и тем самым масштаб $R \sim H^{-1}$), можно воспроизвести функцию $dN/dx \sim U$. На рис. 2 приведена зависимость напряжения на коллекторе U от приложенного магнитного поля в Vi. Первый пик напряжения (первая линия ЭФ) наблюдается в поле, при котором диаметр электронной орбиты сравняется с расстоянием между контактами L . Последующие линии ЭФ формируются эффективными электронами, испытавшими одно или несколько зеркальных отражений от поверхности образца, что согласуется с положением сингулярностей на рис. 1.

Общее условие наблюдения линий ЭФ – существование в магнитном поле экстремального смещения электронов в металле вдоль направления линии эмиттер–коллектор. При выполнении этого условия аномально большое число электронов имеет приблизительно одну и ту же величину смещения вдоль линии эмиттер–коллектор, равную экстремальному смещению. При такой величине магнитного поля, когда экстремальное смещение равно расстоянию между контактами, наблюдается линия ЭФ, обусловлен-

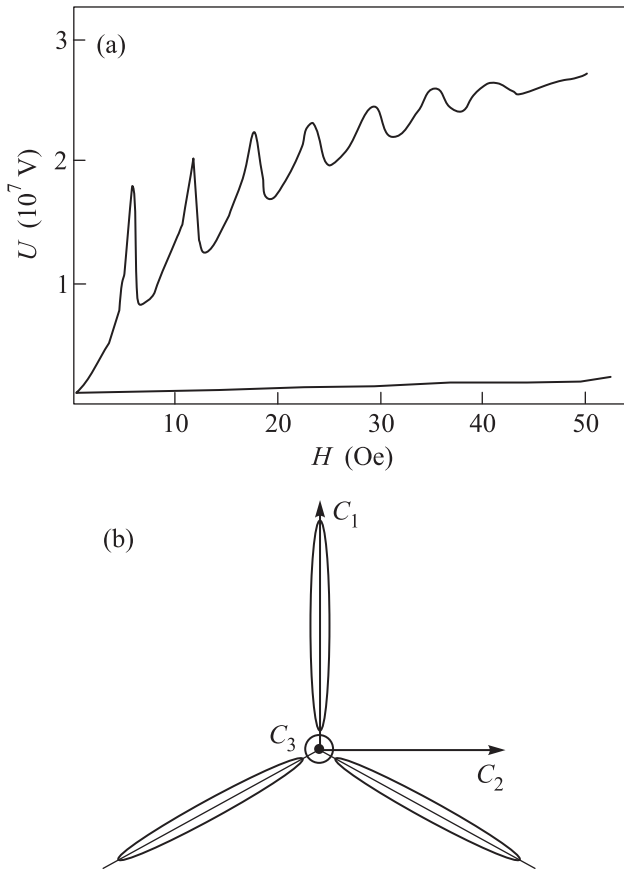


Рис. 2. (а) – Зависимость $U(H)$ для ЭФ в Вi. Нижняя кривая соответствует магнитному полю, направленному в обратную сторону [9]. Линия контактов направлена вдоль C_2 . Расстояние Е–С составляет $L = 0.15$ мм, $\mathbf{H} \parallel C_1$, $T = 1.7$ К. (б) – Схематическое изображение электронной части поверхности Ферми Вi (три электронных эллипсоида)

ная аномально большим числом неравновесных электронов, попавших на коллектор. Обратим внимание на то, что линии ЭФ формируются эффективными электронами, принадлежащими локальной окрестности экстремального сечения поверхности Ферми. Это предоставляет уникальную возможность проследить за рассеянием локальной группы зарядов на траектории баллистического движения от эмиттера к коллектору. Эксперименты по наблюдению дрейфовой ЭФ [13] показали, что положение локальной области эффективных электронов на поверхности Ферми можно задавать, выбирая соответствующую геометрию эксперимента.

Одним из центральных вопросов ЭФ является формирование пучка неравновесных электронов в области микроконтакта (эмиттера). Пространственное и энергетическое распределение неравновесных

электронов вблизи микроконтакта определяет форму первой линии ЭФ. На форме линий ЭФ больших номеров могут сказываться особенности рассеяния электронов поверхностью образца. В [14] показано, что вид функции распределения неравновесных электронов в Вi вблизи эмиттера в значительной степени зависит от плотности тока, протекающего через Е. При малых плотностях тока угловое распределение вылетевших из Е неравновесных электронов обусловлено надбарьерным отражением электронов при пересечении границы со стороны среды с большей энергией Ферми. В этом случае только электроны, падающие на поверхность раздела медь–висмут, нормально проникают в образец, что обуславливает весьма узкую индикатрису распределения эмиттерного тока: $I_E \sim \cos^{120} \varphi$. При больших плотностях тока, когда дрейфовая скорость электронов сравнима со скоростью звука или превосходит ее, становятся существенными эффекты электрон-фононного рассеяния, черенковской генерации фононов [15, 16]. В области микроконтакта образуется “горячая” область, которая определяет угловую зависимость распределения неравновесных электронов ($I_E \sim \cos^2 \varphi$). Электрон-фононное рассеяние проявляется и в энергетическом распределении неравновесных электронов [17]. Энергии оптических фононов в Вi (12.4 и 9.2 мэВ) сравнимы с энергией Ферми (28 мэВ). Поэтому рассеяние неравновесных электронов на оптических фононах в Вi приводит к заметному изменению их волнового вектора, что проявляется в виде дополнительных особенностей в форме первой линии ЭФ. В полуметаллах, где длина волны электрона сравнима с характерными размерами эмиттера, в индикатриссе распределения неравновесных электронов проявляются эффекты дифракции электронов на размере микроконтакта [18].

Одной из причин уменьшения числа неравновесных электронов, достигающих коллектора, является их рассеяние на поверхности. Если доля зеркально отраженных поверхностью электронов $q < 1$, то отношение амплитуд последовательных пиков A_n/A_{n-1} определяется коэффициентом зеркальности при нормальном падении. В работах [9, 19] было впервые показано, что нормально падающие электроны проводимости могут в значительной степени зеркально отражаться от поверхности не только в полуметаллах Вi, Sb, где длина волны электрона λ достигает 120 нм, но и в нормальных металлах W, Cu, где λ сравнима с межатомным расстоянием и, следовательно, даже неровности поверхности атомного масштаба должны подавлять зеркальное отражение. На рис. 2а коэффициент зеркальности в Вi при от-

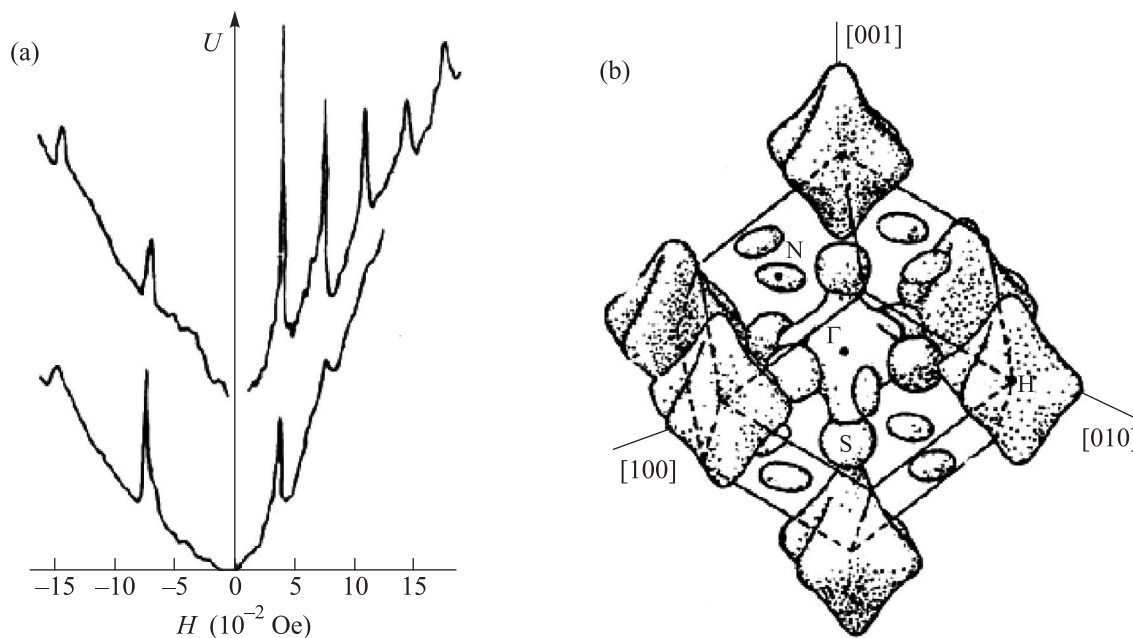


Рис. 3. (а) – Зависимости $U(H)$ для ЭФ в вольфраме при $\mathbf{H} \parallel [001]$, $T = 1.6$ К [9]. Линии ЭФ при $H > 0$ обусловлены фокусировкой носителей центрального сечения “электронных сфероидов” (на рис. b они обозначены буквой S). При $H < 0$ на коллекторе фокусируются носители “дырочных октаэдров” (буква Н). Верхняя кривая – $\mathbf{n}_s \parallel [110]$, нижняя – $\mathbf{n}_s \parallel [100]$. (b) – Модель поверхности Ферми вольфрама

ражении от тригональной плоскости $\mathbf{n}_s \parallel C_3$ (где \mathbf{n}_s – нормаль к поверхности образца) равен 0.75. Исследования кристаллографической анизотропии коэффициента зеркальности [19] показали, что электроны с высокой вероятностью зеркально ($q = 0.6$) отражаются от электрополированной поверхности $W(110)$. При этом вероятность зеркального отражения не зависит от их длины волны λ (верхняя кривая на рис. 3а). Характер отражения кардинально изменяется в случае отражения электронов проводимости от поверхности $W(100)$ (нижняя кривая на рис. 3а). При этом для долин малых размеров (эллипсоидов) различие в отражении невелико ($q = 0.7$), тогда как для остальных долин оно значительно. Качественно характер отражения электронов проводимости от поверхности $W(100)$ согласуется с интуитивными представлениями: вероятность зеркального отражения электронов от шероховатой поверхности выше для электронов с большей длиной волны (для длин малых размеров). Зависимость q от длины волны проявляется и при отражении от поверхности $W(110)$ с искусственно созданными шероховатостями [20]. Задача отражения электронов проводимости от шероховатой поверхности решалась аналитически в [21–24]. Гашение зеркальной компоненты волны, отраженной от шероховатой поверхности, обусловлено интерференцией волн, рассеянных различными ее

участками. Пусть $z(x, y)$ – функция, которая определяет координаты отражающей поверхности. В случае нормально падающих волн отраженные волны будут опережающими или запаздывающими по фазе по отношению к зеркально отраженной волне в зависимости от координаты z отражающего участка поверхности. Разброс фаз, рассеянных поверхностью образца, может быть представлен в виде $\varphi = 4\pi z/\lambda$. Тогда амплитуда зеркально отраженной волны будет определяться статистическими свойствами функции $z(x, y)$. Аналитическое выражение для вероятности зеркального отражения в случае поверхности с гауссовым распределением шероховатости было получено в [24]:

$$q = \exp[-(4\pi\eta/\lambda)^2], \quad (3)$$

где η – параметр, характеризующий шероховатость поверхности. Эта зависимость экспериментально подтверждена (рис. 4) в опытах по дрейфовой фокусировке [13]. Важным следствием формулы (3) является то, что в нормальных металлах, где длина волны электрона сравнима с межатомным расстоянием, зеркальное отражение возможно только от атомно-плоских участков поверхности. Обобщение данного результата на случай произвольного закона дисперсии электронов $\varepsilon(\mathbf{k})$ – задача весьма сложная. Заметим, что в этом случае зеркальное отражение

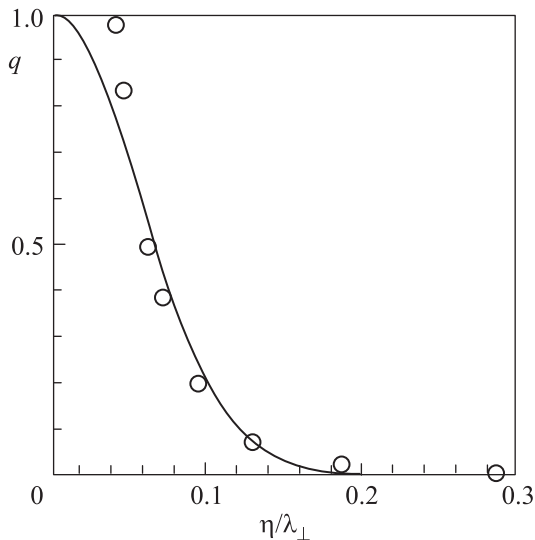


Рис. 4. Зависимость вероятности зеркального отражения q от эффективной длины волны [13]. Сплошная линия – расчет по формуле (3), точки – эксперимент

электронов (отражение с сохранением компоненты волнового вектора электрона, параллельной отражающей поверхности \mathbf{k}_τ) может приводить к изменению модуля волнового вектора, т.е. эффективной длины волны электрона. Вместе с тем некоторые выводы можно сделать из следующих соображений. При рассеянии волны на двух центрах, отстоящих друг от друга на расстоянии \mathbf{r} , разность фаз между отраженными волнами составляет $\varphi = (\mathbf{k}_{\text{ref}} - \mathbf{k}_{\text{inc}}) \cdot \mathbf{r} = \Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, где \mathbf{k}_{ref} , \mathbf{k}_{inc} – волновые векторы отраженной и падающей волн соответственно. Таким образом, характер отражения электронов от шероховатой поверхности определяется соотношением изменения их волнового вектора и параметра шероховатости отражающей поверхности.

Возвращаясь к результатам исследования характера отражения электронов проводимости от поверхности $W(110)$, отметим, что высокая вероятность зеркального отражения ($q = 0.6$ для электронов всех долин) и отсутствие зависимости q от длины волны падающего электрона являются свидетельством того, что зеркальное отражение электронов от этой поверхности обусловлено их рассеянием совершенными атомно-плоскими участками поверхности (110) вольфрама. Заметим, что вследствие периодической зависимости энергии квазичастицы от волнового вектора даже в случае зеркального отражения совершенной поверхностью число возможных неэквивалентных состояний отраженного электрона определяется кристаллографической ориентацией отража-

ющей плоскости [22]. Возможно в том числе и междолинное рассеяние. В схеме приведенных зон (особенности рассмотрения в схеме расширенных зон см., например, в [2]) возможные состояния электрона при зеркальном отражении определяются законами сохранения энергии и тангенциальной компоненты импульса, которая определена с точностью до вектора обратной решетки поверхности \mathbf{b} :

$$\varepsilon(\mathbf{k}^{\text{ref}}) = \varepsilon(\mathbf{k}^{\text{inc}}), \quad \mathbf{k}_\tau^{\text{ref}} = k_\tau^{\text{inc}} + \mathbf{b}. \quad (4)$$

Рассмотрим следствия выполнения этих законов сохранения на примере отражения электронов с квадратичной дисперсией (рис. 5а) от поверхности (51) двумерного кристалла, обладающего простой кубической кристаллической решеткой. Пусть электроны, локализованные вблизи точки А поверхности Ферми (рис. 5а), падают на поверхность двумерного кристалла (рис. 5б). Волновой вектор падающего электрона $\Gamma\mathbf{A}$ показан на рис. 5 красным цветом. Минимальный вектор обратной решетки поверхности – \mathbf{b} . Возможные состояния отраженного электрона на поверхности Ферми обозначены точками В, S, С, D, Е. Точка S соответствует привычному классическому зеркальному отражению. В этом случае $\mathbf{k}_\tau^{\text{ref}} = \mathbf{k}_\tau^{\text{inc}}$. Состояния В, С, D, Е определяют направления распространения дифрагированных электронных волн. Точки В и С обозначают состояния, отвечающие первому порядку дифракции. Тангенциальные составляющие волновых векторов этих состояний отличаются на $-\mathbf{b}$ и \mathbf{b} соответственно. Точки D и Е обозначают состояния второго и третьего порядков дифракции. В приближении эйконала амплитуда дифрагированной электронной волны определяется корrugацией потенциального рельефа поверхности, от которой происходит отражение [2–26]. В случае плоской поверхности в схеме приведенных зон реализуется зеркальное отражение, $\mathbf{k}_\tau^{\text{ref}} = \mathbf{k}_\tau^{\text{inc}}$. В общем случае амплитуда дифрагированной волны определяется соотношением длины волны электрона и амплитуды корrugаций. Дифракция электронов проводимости на поверхности $\text{Cu}(012)$ наблюдалась в [25]. На зависимости $U(H)$ (рис. 5с), кроме первой линии ЭФ в поле H_0 и линии ЭФ в поле $2H_0$, обусловленной зеркально отраженными от поверхности электронами видна особенность в поле H_g обусловленная фокусировкой электронов, изменивших \mathbf{k}_τ на минимальный вектор обратной решетки поверхности в направлении [02-1]. Штриховой линией показано рассчитанное в рамках геометрической модели ЭФ поле, в котором в использовавшейся геометрии эксперимента должна наблюдаться линия ЭФ, обусловленная дифракцией электронов проводимости.

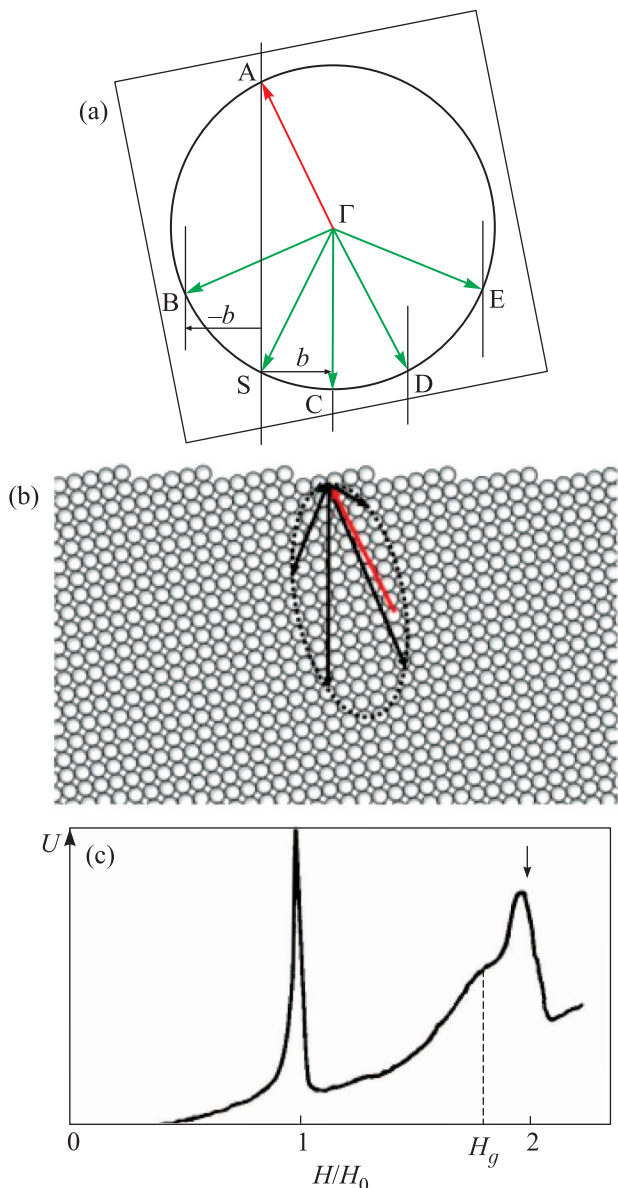


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зона Бриллюэна со сферической поверхностью Ферми в центре (точка Γ). А – состояние падающего на поверхность электрона, В, S, C, D, E – состояния отраженных электронов. (б) – Модель поверхности (51) простого квадратного двумерного кристалла. Красный вектор указывает направление распространения падающей волны, остальные векторы – направления отраженных волн. (с) – Спектр ЭФ в Cu(012) [25]. Линия контактов направлена вдоль [02-1], $\mathbf{H}||[001]$

Как было показано, характер отражения электронов проводимости от границы определяется ее структурой. В частности, отражение электронов от плоской границы происходит зеркально с сохранением тангенциальной составляющей квазиимпульса. Эта

привычная картина нарушается в случае отражения носителей заряда от границы между нормальным и сверхпроводящим металлами. В [27] А.Ф. Андреев теоретически предсказал, что в результате взаимодействия электронов проводимости с границей сверхпроводника отражение будет происходить точно в обратном направлении при любом угле падения. Отражение сопровождается превращением электрона в дырку и изменением знака массы частицы. Андреевское отражение исследовалось в ряде экспериментов [28]. Были получены косвенные доказательства его существования. С помощью поперечной электронной фокусировки удалось осуществить прямое наблюдение андреевского отражения и доказать факт изменения на противоположные вектора скорости и знаков носителей тока и массы. Схема эксперимента по наблюдению андреевского отражения приведена на рис. 6а [29]. Микроконтакты Е и С устанавлива-

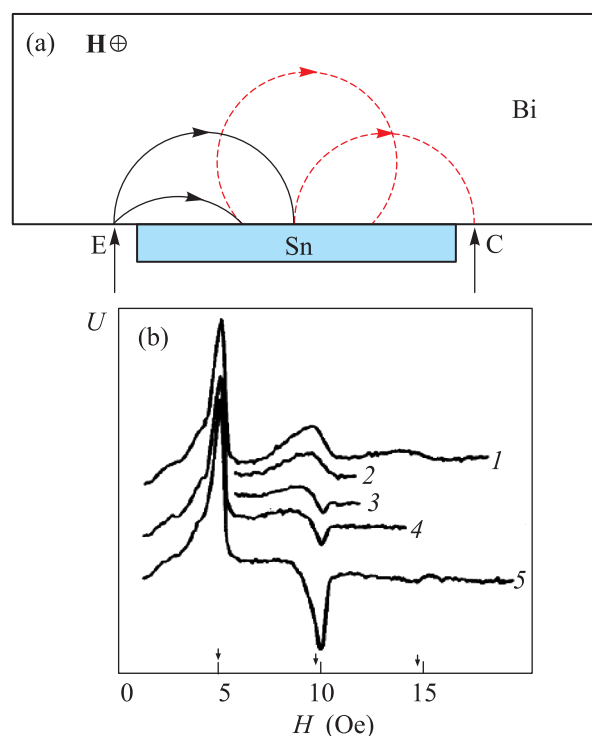


Рис. 6. (Цветной онлайн) (а) – Схема эксперимента ЭФ по наблюдению андреевского отражения и траектории носителей тока в условиях андреевского отражения при $H = 2H_0$. Красные штриховые линии обозначают движение дырок. (б) – Зависимости $U(H)$ при различных температурах [29]. Зависимости 1–5 сняты при 3.8, 3.78, 3.74, 3.70, 2.78 К соответственно

лись по разные стороны области поверхности образца Bi(111), покрытой пленкой олова. В указанной геометрии эксперимента первая линия ЭФ форми-

руется неравновесными баллистическими электронами, вылетевшими из Е и попавшими на К без отражений от поверхности. Вторая линия ЭФ формируется неравновесными баллистическими электронами, которые один раз отразились от участка поверхности, покрытого пленкой олова. При температуре образца выше критической температуры пленки (рис. 6b, кривая 1) вторая линия ЭФ имеет ту же полярность, что и первая. При понижении температуры пленка олова переходит в сверхпроводящее состояние и отражение электронов происходит от N-S-границы. В этом случае в поле $2H_0$ возникает отрицательная линия, амплитуда которой возрастает по мере понижения температуры (рис. 6b, кривые 2–5). В терминах возбуждений изменение полярности линии ЭФ означает, что при отражении электронов от N-S-границы меняется знак заряда носителей тока, т.е. происходит превращение электрон–дырка. Вместе с тем сам факт наблюдения отрицательной линии в поле $2H_0$ является свидетельством того, что несмотря на изменение знака носителей заряда при отражении от N-S-границы, отношение e/m , которое определяет направление силы Лоренца, остается неизменным. Следовательно, одновременно с изменением знака заряда носителей тока меняется и знак их эффективной массы. Изменение на противоположный вектора скорости электронов при андреевском отражении не может быть продемонстрировано в классической схеме ЭФ, т.к. при нормальном падении электронов (а именно эти электроны формируют вторую линию ЭФ) на N-S-границу направление движения зеркально отраженных электронов совпадает с направлением движения дырки, образовавшейся в результате андреевского отражения. Однако использование схемы эксперимента ЭФ в тонкой пластине [10], в которой сверхпроводящая пленка нанесена на поверхность, противоположную поверхности с микроконтактами Е и С позволяет решить и эту задачу. Как было показано в [10], в пластинах с толщиной d , меньшей расстояния между контактами, происходит отсечка одной или нескольких первых линий ЭФ, которые в массивном образце формировались электронами, взаимодействующими только с одной границей. Вместо них появляются неэквидистантные по магнитному полю пики, связанные с электронами, высота сегмента орбиты которых равна толщине образца. Зеркальное отражение электронов от противоположной поверхности образца не приводит к возникновению дополнительных линий ЭФ [10]. В [30] ЭФ наблюдали в тонкой пластине Ag ($d = (0.21–0.23)$ мм) со сверхпроводящим покрытием из Pb. Наряду с линиями ЭФ, обуслов-

ленными фокусировкой электронов различных сечений поверхности Ферми Ag, на зависимостях $U(H)$ присутствуют линии ЭФ отрицательной полярности. Их положение хорошо согласуется с изменением вектора скорости носителя тока на противоположный при андреевском отражении (подробности см. в [30]). Кроме того, ЭФ использовалась для измерения зависимости вероятности андреевского отражения от энергии носителей тока и температуры [29, 31, 32].

Свое логическое развитие ЭФ получила в экспериментах по исследованию баллистических эффектов в двумерном электронном газе и графене. Электронная фокусировка в двумерном электронном газе имеет несомненное преимущество, связанное с точно определенной геометрией эксперимента, которая формируется в процессе изготовления двумерных структур. Это позволяет использовать ЭФ для корректного определения параметров электронного газа, его энергетического спектра [3, 33, 34]. Особенностью геометрии ЭФ в двумерном электронном газе является то, что размеры эмиттера, коллектора и характерные расстояния между ними сравнимы с длиной волны электрона. В этом случае геометрическая модель ЭФ становится неприменимой. Здесь заметный вклад в ЭФ вносят квантовые эффекты. Впервые ЭФ в двумерном электронном газе наблюдалась в [35]. На рис. 7 представлены зависимости $U(H)$ для двумерного электронного газа, сформированного в гетероструктуре GaAs–AlGaAs (концентрация носителей тока $n_l = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, подвижность $p = 90 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, длина свободного пробега $l = 9 \text{ мкм}$). Положение линий ЭФ хорошо согласуется с рассчитанными в квазиклассическом приближении значениями, указанными на рис. 7а стрелками. При низкой температуре проявляется тонкая структура линий ЭФ. Возможным объяснением тонкой структуры является интерференция когерентных неравновесных электронов, которая приводит к неоднородному пространственному распределению тока. Неоднородное пространственное распределение тока в условиях ЭФ было продемонстрировано в элегантных экспериментах по визуализации движения электрических зарядов в двумерном электронном газе [36]. В них игла зондового микроскопа использовалась как подвижный затвор. При подаче напряжения на иглу часть эффективных электронов рассеивалась на сильно неоднородном потенциале и не достигала коллектора, что приводило к изменению тока через коллектор (рис. 7b). Сканирование поверхности позволило построить карты распределения движения эффективных электронов в полях H_0 (рис. 7c), $2H_0$, $3H_0$ (подробности см. в [36]).

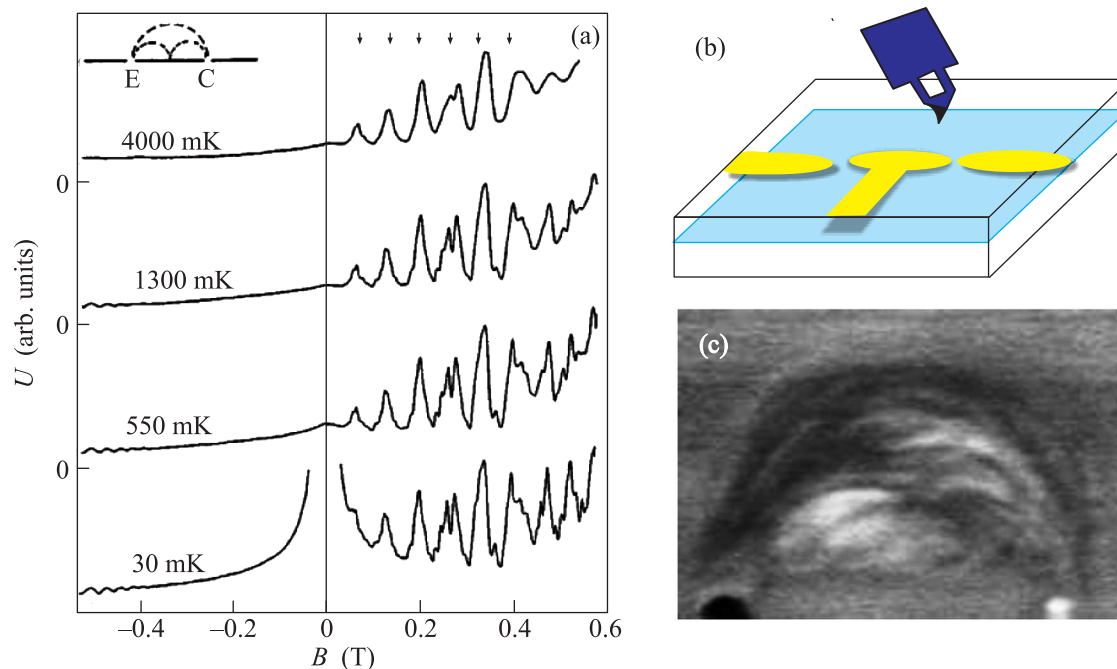


Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Спектры ЭФ двумерного газа электронов в гетероструктуре GaAs–AlGaAs [27]. (b) – Схема эксперимента. Синим цветом показана проводящая игла зондового микроскопа, используемая для сканирования поверхности образца, желтым – электроды, используемые для формирования E и C в двумерном газе электронов [7]. (c) – СЗМ-изображения потока эффективных электронов [7]

В настоящее время особое место занимают исследования при помощи ЭФ спин-зависимых эффектов в двумерных электронных системах. В двумерном электронном газе появляется дополнительная степень свободы. Она связана с возможностью контролируемым образом менять свойства микроконтактов и параметры электронного газа, изменяя напряжение на соответствующих затворах сформированной микроструктуры (на рис. 7b они показаны желтым цветом). В подобных структурах были реализованы условия формирования квантовых точечных контактов, когда поперечный размер проводящего канала сравнивается с длиной волны электрона. Такой контакт можно рассматривать как совокупность одномерных проводящих каналов [37] с проводимостью $G = 2e^2/h$ каждого из них. В магнитном поле или при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия вырождение по спину снимается и проводимость одномерных каналов определяется спин-поляризованными токами. В таком случае проводимость одномерного проводящего канала равна $G = e^2/h$. Это открывает возможности использования квантовых точечных контактов в качестве спиновых фильтров [38–41]. Показателен эксперимент по применению ЭФ для пространственного разделения электронов, обладающих

разными спинами [42], подобный опытам Штерна–Герлаха. В структуре, созданной на поверхности (113)GaAs, спин-орбитальное взаимодействие из-за эффекта Рашбы приводит к снятию вырождения электронов двумерного газа по спину. В результате волновой вектор фермиевских электронов значительно отличается для электронов, обладающих разным спином. Это явление удастся визуализировать при помощи ЭФ благодаря использованию квантового точечного контакта. На рис. 8 показан спектр ЭФ для двумерного электронного газа в случае, когда проводимость эмиттера составляет $G = 2e^2/h$. Фокусировка электронов, обладающих разным спином, в этом случае наблюдается при разных величинах магнитного поля, что приводит к расщеплению первой линии ЭФ. Уменьшение проводимости эмиттера до $G = e^2/h$ приводит к подавлению одного из пиков, формирующих первую линию ЭФ (подробности см. в [42]). Спин-зависимые эффекты проявляются в экспериментах по ЭФ и при отражении электронов от границы структуры [43].

Электронную фокусировку наблюдали и в двумерном электронном газе с сильным кулоновским взаимодействием в условиях дробного квантового эффекта Холла. В сильных магнитных полях, в которых реализуются условия наблюдения дробного

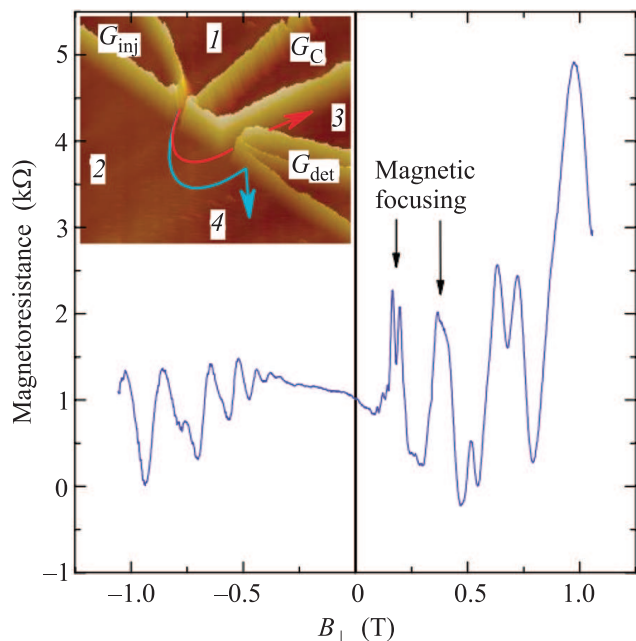


Рис. 8. Спектр ЭФ двумерного газа электронов в гетероструктуре GaAs–AlGaAs [42]. На врезке представлена схема эксперимента. Проводимость эмиттера и коллектора определяется потенциалами, подаваемыми на электроды G_{inj} , G_C и G_{det}

квантового эффекта Холла, ларморовский диаметр свободного электрона меньше характерного размера эмиттера. Следовательно, ЭФ в двумерном газе свободных электронов наблюдать невозможно. Однако в двумерном электронном газе с сильным кулоновским взаимодействием между электронами эффективное магнитное поле, которое “чувствуют” композитные фермионы, сравнимо с полем, в котором в двумерном электронном газе наблюдается ЭФ. Это позволило наблюдать ЭФ композитных фермионов [44–46]. В графене ЭФ наблюдалась при температурах вплоть до 300 К. Она использовалась для определения структуры края графеновой полоски [47] и исследования электронного спектра одно-, двух- и трехслойного графена [33].

В заключение автор выражает свою глубокую благодарность Н.П. Цой за предоставленные материалы и В.Б. Тимофееву за ценные советы и обсуждения при написании данного обзора. Автор благодарен И.И. Разгонову, И.Ф. Свекло, С.Е. Яковлеву, С.Л. Прядкину, А.А. Москалеву за многочисленные обсуждения и сотрудничество во время совместной работы в лаборатории спектроскопии поверхности металлов ИФТТ РАН, которой заведовал В.С. Цой.

1. Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов, *Движение заря-*

женных частиц в электрических и магнитных полях, Наука, М. (1972).

2. V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, *Adv. Phys.* **41**, 365 (1992).
3. V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1641 (1999).
4. В. С. Цой, *Электроны проводимости*, под ред. М. И. Каганова, В. С. Эдельмана, Наука, М. (1985).
5. V. S. Tsoi, in *Soviet Scientific Review, Section A: Physics Reviews*, ed. by I. M. Khalatnikov, Harwood Academic, London (1980), v. 2, p. 395.
6. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Phys.* **44**, 1 (1991).
7. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
8. Ю. В. Шарвин, Л. М. Фишер, *Письма в ЖЭТФ* **1**, 54 (1965).
9. В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* **19**, 114 (1974).
10. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ* **18**, 1059 (1992).
11. В. С. Цой, *ЖЭТФ* **68**, 1849 (1975).
12. В. С. Цой, Н. П. Цой, *ЖЭТФ* **73**, 289 (1977).
13. М. В. Цой, В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 223 (1995).
14. V. S. Tsoi, *Cent. Eur. J. Phys.* **1**, 72 (2003).
15. A. R. Hudson, J. M. McFee, and D. L. White, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 237 (1961).
16. L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 4 (1962).
17. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 103 (1988).
18. Yu. F. Komnik, V. V. Andrievskii, and S. V. Rozhok, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 4023 (1997).
19. В. С. Цой, И. И. Разгонов, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 30 (1977).
20. В. С. Цой, И. И. Разгонов, *ЖЭТФ* **74**, 1137 (1978).
21. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, ИЛ, М. (1962).
22. А. Ф. Андреев, *УФН* **105**, 113 (1971).
23. Л. А. Фальковский, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 181 (1970).
24. S. J. Soffer, *Appl. Phys.* **38**, 1710 (1967).
25. С. И. Божко, И. Ф. Свекло, В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 480 (1984).
26. С. И. Божко, *Отражение электронов проводимости от шероховатой поверхности*, Дисс. на соискание степени к.ф.-м.н., Черноголовка (1988).
27. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964); **51**, 1510 (1966).
28. И. П. Крылов, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 102 (1970).
29. С. И. Божко, В. С. Цой, С. Е. Яковлев, *Письма в ЖЭТФ* **36**, 123 (1982).
30. P. A. M. Benistant, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 817 (1983).
31. В. С. Цой, С. Е. Яковлев, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 370 (1987).
32. В. С. Цой, Н. П. Цой, С. Е. Яковлев, *ЖЭТФ* **95**, 921 (1989).

33. Th. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, and P. Jarillo-Herrero, *Nat. Phys.* **9**, 225 (2013).
34. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, M. Wendel, J. P. Kotthaus, L. W. Molenkamp, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **55**, R7339 (1997).
35. H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, and C. T. Foxon, *Europhys. Lett.* **5**, 721 (1988).
36. K. E. Aidala, R. Parrott, T. Kramer, E. J. Heller, R. M. Westervelt, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Nat. Phys.* **3**, 464 (2007).
37. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacockt, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, L209 (1988).
38. R. M. Potok, J. A. Folk, C. M. Marcus, V. Umansky, M. Hanson, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 016802 (2003).
39. S. K. Watson, R. M. Potok, C. M. Marcus, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 258301 (2003).
40. J. A. Folk, R. M. Potok, C. M. Marcus, and V. Umansky, *Science* **299**, 679 (2003).
41. B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. E. Mooij, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **38**, 3625 (1988).
42. L. P. Rokhinson, V. Larkina, Y. B. Lyanda-Geller, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 146601 (2004).
43. H. Chen, J. J. Heremans, J. A. Peters, A. O. Govorov, N. Goel, S. J. Chung, and M. B. Santos, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032113 (2005).
44. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. I. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **39**, 8556 (1989).
45. V. J. Goldman, B. Su, and J. K. Jain, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2065(1994).
46. J. H. Smet, D. Weiss, R. H. Blick, G. Lütjering, K. von Klitzing, R. Fleischmann, R. Ketzmerick, T. Geisel, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2272 (1996).
47. P. Rakytá, A. Kormányos, J. Cserti, and P. Koskinen, *Phys. Rev. B* **81**, 115411 (2010).