

Аккумуляция спин-поляризованных состояний носителей заряда и спинтронная батарея

Л.А. Пастур, В.В. Славин, А.В. Яновский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины
пр. Науки, 47, Харьков, 61103, Украина
E-mail: pastur@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 11 марта 2020 г., опубликована онлайн 26 мая 2020 г.

Рассмотрены спиновые вентили на основе материалов, в которых спин-флип подавлен пространственным разделением носителей заряда при сохранении электронейтральности в объеме вентиля. Обсуждается возможность использования этих вентилях как аккумуляторов электричества. Показано, что, регулируя разность потенциалов на вентиле, можно ожидать эффекты несоизмеримости типа «чертовых лестниц», связанные с кулоновским взаимодействием и перераспределением электронов при зарядке и разрядке аккумулятора. Предсказаны эффекты возникновения и исчезновения спонтанной спиновой поляризации электронов проводимости при изменении уровня Ферми в вентиле. Такие спиновые вентили могут быть также использованы в реализации спинтронных ячеек памяти, суперконденсаторов и аналогичных приборов.

Ключевые слова: спиновая поляризация, спин-флип, спиновый вентиль.

1. Введение

Устройства на основе спинового вентиля играют важную роль в современной спинтронике. В частности, эффект гигантского магнитосопротивления, возникающий в запертых спиновых вентилях, широко представлен в технических приложениях, например в современных жестких дисках, магнитных сенсорах и т.п. [1–4]. В настоящей работе рассмотрен спиновый вентиль специального вида как возможный вариант спинтронной электрической (т.е. именно производящей зарядовый ток) аккумуляторной батареи, или суперконденсатора, в отличие от «спиновых» батарей (см., например, [5,6]) и других недавних предложений [7,8], в том числе активно обсуждаемых квантовых батарей [9–11].

В простейшем случае спиновый вентиль представляет собой сэндвич-систему, состоящую из немагнитного проводника, к противоположным поверхностям которого примыкают две внешние обкладки — намагниченные проводники. Поскольку прохождение электроном проводимости намагниченной обкладки зависит от ориентации спина электрона относительно магнитного момента обкладки, проводимость такой системы обусловлена их взаимной ориентацией. Минимум проводимости достигается при противоположной ориентации магнитных моментов обкладок — в так называемом «запертом» спиновом вентиле, в чем и проявляется хорошо известный эффект гигантского

магнитосопротивления (см. нобелевские лекции [13,14] и ссылки в них). Важно отметить, что в таком вентиле при наличии разности потенциалов возникает разность (расщепление) концентраций спинов, так как спин одного направления поступает в немагнитную область через одну из обкладок, а спин противоположного направления выходит через другую обкладку, так что имеет место так называемая спиновая аккумуляция [15–17], приводящая к запираанию тока через вентиль в идеальных условиях. Отметим, что, поскольку электрон является и носителем спина, и носителем заряда, запертый спиновый вентиль может служить электрическим конденсатором и даже аккумулятором, обладая определенными преимуществами по сравнению с обычными электрохимическими аккумуляторами (см. Заключение). С другой стороны, серьезный негативный момент — возможная спиновая релаксация (спин-флип) как в намагниченных обкладках, так и в немагнитной части. В результате запертый вентиль все же проводит ток даже при использовании стопроцентно поляризованных магнитных обкладок. Это может существенно ограничить возможность использования запертого вентиля как электрического аккумулятора.

Если пренебречь спин-флипом внутри вентиля, то принцип работы батареи таков. Накопленное в результате внешней заряжающей разности потенциалов расщепление спиновых концентраций становится термодинамически неравновесным при включении вентиля в

цепь без заряжающего напряжения и, следовательно, отдает зарядовый ток обратно в цепь подобно обычной электрической батарее. В отсутствие спин-флипа электроны со спином более высокой концентрации покидают вентиль благодаря диффузии, а электроны со спином более низкой концентрации, наоборот, проникают в вентиль. В запертом вентиле образующие его намагниченные обкладки обеспечивают втягивание электронов с определенным спином лишь с одной стороны через соответствующую обкладку и выталкивание противоположного спина с другой стороны через другую обкладку. Это нарушение намагниченными обкладками симметрии диффузии электронов с разным направлением спина создает зарядовый ток в системе. Иными словами, релаксация неравновесного по спину состояния вентиля в электрической цепи сопровождается электрическим током.

В разд. 2 рассмотрена модель идеального спинового вентиля, состоящего из халф-металлических* магнитных обкладок с немагнитным проводником между ними в отсутствие спин-флипа. Отметим, что эта модель может быть применима и при наличии спин-флипа, но лишь при высоких частотах и микроскопических размерах, когда характерные времена спин-флипа намного превышают времена работы вентиля.

В разд. 3 приведен пример «слоистых» антиферромагнитных (мета)материалов, в которых спин-флип невозможен из-за пространственного разделения носителей двух направлений спина. Синтезирование таких структур позволило бы создавать высокоэффективные хранилища энергии и заряда, не ограниченные в своей реализации высокими частотами и малыми размерами. Рассмотрена также существенная особенность спинового вентиля из предложенных слоистых материалов — эффекты несоизмеримости типа «чертовой лестницы», являющиеся непосредственным проявлением сложности процесса зарядки таких аккумуляторов.

В разд. 4 продемонстрирован хорошо выраженный дискретный характер ступеней «чертовой лестницы», что может быть использовано при построении спинтронных ячеек памяти, и качественные теоретические соображения подтверждены численными результатами.

2. Идеальный спиновый вентиль

Рассмотрим идеальный запертый спиновый вентиль, который состоит из халф-металлических магнитных обкладок Н с противоположно направленными магнитными моментами и немагнитного нормального проводника N в отсутствие спин-флипа (рис. 1). Намагниченность обкладок может быть либо собственной, либо наведенной внешним магнитным полем. Она

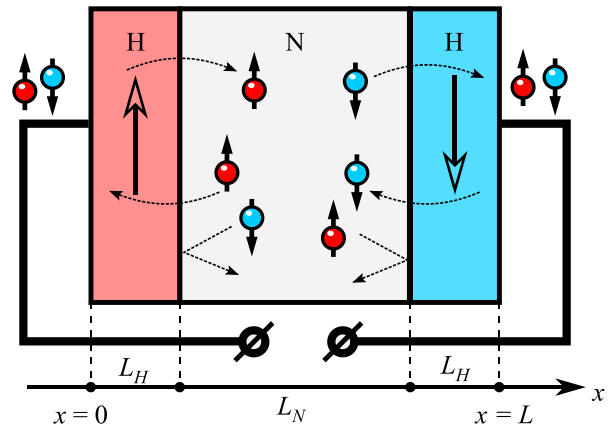


Рис. 1. Идеальный спиновый вентиль. N — немагнитный проводник, Н — халф-металлические проводники (обкладки). Электроны со спином — кружки со стрелками \uparrow, \downarrow . Предполагается, что левая Н-обкладка пропускает электроны со спином вверх (\uparrow), а правая — со спином вниз (\downarrow).

задает направления спинов электронов проводимости в обкладках, которые обозначим стрелками \uparrow и \downarrow . N-проводник не имеет обменного расщепления спиновых подзон, так что в нем плотности состояний \uparrow -электронов и \downarrow -электронов на уровне Ферми совпадают. С другой стороны, в магнитных обкладках Н обменное спиновое расщепление предполагается настолько сильным, что на уровне Ферми отлична от нуля только одна из двух плотностей состояний (только \uparrow или \downarrow , в зависимости от направлений намагниченности Н). Предположим, что температура $T = 0$. Поэтому через левую обкладку Н могут проходить \uparrow -электроны, а через правую — только \downarrow -электроны. Если создать разность потенциалов между обкладками, то в проводник N начнут поступать электроны со спинами одного направления, а уходить — противоположного. Этот процесс порождает спиновое расщепление $\delta\eta$ химических потенциалов. Для определенности предполагаем, что левая обкладка имеет более высокий электрохимический потенциал, чем правая. В равновесии токи прекратятся, что приведет к постоянству соответствующих электрохимических потенциалов.

Пусть μ_σ , $\sigma = \uparrow, \downarrow$, — электрохимические потенциалы спиновых компонент, ϕ — электрический потенциал, $\eta_\sigma = \mu_\sigma - e\phi/2$ — химические потенциалы спиновых компонент, e — элементарный заряд. Координата x отсчитывается вдоль оси вентиля, так что левой HN-границе отвечает $x = 0$, а правой NH-границе — $x = L$. Толщины N- и H-слоев обозначим L_A , $A = N, H$ (рис. 1). Разность потенциалов на вентиле

$$V = \phi(0) - \phi(L) = [\mu_\sigma(0) - \mu_\sigma(L)]/e, \sigma = \uparrow, \downarrow. \quad (1)$$

* Халф-металлическая (half-metal) проводимость означает ненулевую плотность состояний на уровне Ферми только для одного из двух возможных направлений спина электронов проводимости.

Поскольку обкладки пропускают только электроны с определенным спином, слева в N будут заходить электроны со спином \uparrow и накапливаться (так как выйти через правый слой N они не могут) до выравнивания η_{\uparrow} в N с $e\phi(0)$, а электроны со спином \downarrow уходить вправо также до выравнивания η_{\downarrow} в N с $e\phi(L)$, т.е. пока спиновая диффузия через границы $x = L_H$ и $x = L_H + L_N$ не уравнивает электрическое «давление». В результате, подобно возникновению обычной контактной разности потенциалов, на этих границах возникнет магнитоконтактная разность потенциалов, т.е. двойные электрические слои, обеспечивающие скачок ϕ и η_{σ} . При этом одновременно восстановится непрерывность (и в данном случае постоянство) компонент μ_{σ} , см., например, [18–20]. Общая связь между электрическим потенциалом, спиновыми компонентами химического и электрохимического потенциалов и плотностями состояний в H и N может быть получена из уравнения Пуассона с плотностью зарядов, вычисляемой из квазиравновесного одночастичного распределения. На расстояниях больше их радиуса экранирования r от границ условие электронейтральности дает постоянство электрохимического потенциала для спинов \uparrow на HN-границе $x = L_H$ [19,21]:

$$\eta_{\sigma}(x) = \frac{\Pi_{\sigma}(\varepsilon_F, x)}{\Pi_{\uparrow}(\varepsilon_F, x) + \Pi_{\downarrow}(\varepsilon_F, x)} [\mu_{\sigma}(x) - \mu_{-\sigma}(x)] \phi(x) = \quad (2)$$

$$= \frac{1}{e} \frac{\Pi_{\uparrow}(\varepsilon_F, x) \mu_{\uparrow}(x) + \Pi_{\downarrow}(\varepsilon_F, x) \mu_{\downarrow}(x)}{\Pi_{\uparrow}(\varepsilon_F, x) + \Pi_{\downarrow}(\varepsilon_F, x)}, \quad (3)$$

$$\Pi_{\sigma}(\varepsilon, x) = \begin{cases} \Pi_{\sigma N}(\varepsilon), & L_H < x < L_H + L_N; \\ \Pi_{\sigma H}(\varepsilon), & L_H > x, 2L_H + L_N > x > L_H + L_N, \end{cases} \quad (4)$$

где $\Pi_{\sigma A}(\varepsilon)$, $\sigma = \uparrow, \downarrow$, $A = H, N$ — плотность состояний σ -электронов обкладки H или немагнитного проводника N соответственно, ε_F — энергия Ферми. Как видно из этих формул, $\Pi_{\sigma}(\varepsilon_F, x)$, $\phi(x)$ и $\eta_{\sigma}(x)$ претерпевают скачок на HN-границе $x = L - L_H$, что, в частности, приводит к появлению дополнительного сопротивления этой границы [18]. Аналогичная ситуация наблюдается на HN-границе $x = L_H$. При этом $\mu_{\sigma} = \text{const}$ на тех границах, где возможен переход σ -электронов. (Дополнительные рассуждения приведены в Приложении.)

Схематически равновесные потенциалы запертого идеального спинового вентиля показаны на рис. 2. Как видно, энергия диффузии, накопленная за счет расщепления химических потенциалов по спину, компенсирует приложенную разность электрических потенциалов. Соответственно, энергия, накопленная в идеальном запертом спиновом вентиле на единицу объема N-проводника при низких по сравнению с энергией Ферми ε_F температурах, а также при $eV < \varepsilon_F$ имеет вид

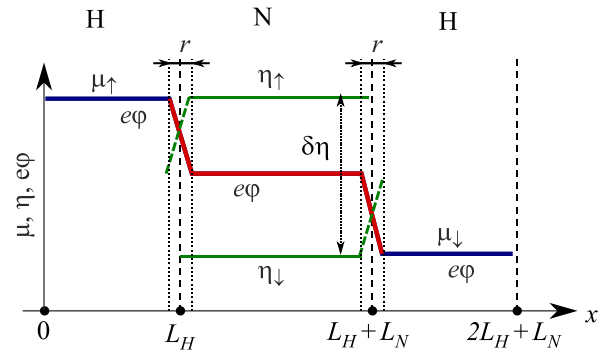


Рис. 2. Электрохимический, химический и электрический потенциалы в запертом идеальном спиновом вентиле H–N–H при приложенной разности потенциалов V к H-обкладкам. В равновесии разность спиновых компонент химических потенциалов пропорциональна приложенной разности потенциалов, $\delta\eta = eV$. На HN- и NH-границах наблюдается скачок потенциала (магнитоконтактная разность потенциалов) в двойном электрическом слое на расстоянии порядка радиуса экранирования r от границ.

$$\delta\mathcal{E} \approx \int_0^{\infty} \varepsilon [n_{\uparrow}(\varepsilon) + n_{\downarrow}(\varepsilon) - 2n(\varepsilon)] \Pi(\varepsilon) d\varepsilon \sim e^2 V^2 \Pi_N, \quad (5)$$

где n — равновесное (фермиевское) распределение, Π_N — плотность состояний на уровне Ферми в N. Таким образом, если $\Omega_N = L_N^3$ — объем N-проводника, то запертый спиновый вентиль имеет электрическую емкость

$$C \sim \frac{\Omega_N \delta\mathcal{E}}{V^2} \sim e^2 \Pi_N \Omega_N \sim \frac{me^2 \sqrt{m\varepsilon_F}}{\hbar^3} \Omega_N \sim \frac{me^2}{\hbar^2} \frac{1}{\lambda_F} \Omega_N \sim \frac{\Omega_N}{\lambda_F^2} \sim L_N \frac{L_N^2}{\lambda_F^2}, \quad (6)$$

где учтено, что для нормальных металлов кулоновская энергия на расстоянии фермиевской длины волны λ_F одного порядка с ε_F . Отсюда видно, что эффективная «емкость» содержит большой параметр $(L_N / \lambda_F)^2$. Идеальный запертый спиновый вентиль, с точки зрения накопления энергии, был бы идеальным суперконденсатором или аккумулятором, который не использует каких-либо химических реакций.

Конечно, если речь идет об известных до сих пор металлах и их сплавах, то даже при использовании идеальных халф-металлов в качестве обкладок и низких температурах остается проблема спин-флипов для электронов проводимости в немагнитном металле, которые разрушат описанную идеальную картину. Очевидно, что электроны, испытавшие спин-флип, начнут утекать через халф-металл, что приведет к появлению градиента потенциала и соответствующего тока утечки. Поэтому в случае обычных металлов или полупроводников такой эффект может проявляться лишь в виде реактанса на частотах выше обратной частоты спин-флипа

τ_{sf}^{-1} и лишь в микроскопических структурах размерами меньше диффузионной длины спин-флипа $\lambda \sim \sqrt{lv_F\tau_{sf}}$, где l — длина свободного пробега электронов проводимости, v_F — скорость Ферми. Например, в случае меди в условиях эксперимента [22] $\lambda \sim 1$ мкм и соответствующая частота $\tau_{sf}^{-1} \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ пс}^{-1} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ Hz}$ довольно высока. Соответственно, для проявления низкочастотных эффектов, а тем более аккумуляции энергии, необходим совершенно новый материал, где спин-флип отсутствует.

3. Метаматериал без спин-флипа и «чертова лестница»

Чтобы реализовать идеальный спиновый вентиль, необходимы материалы, которые электрически не отличаются от обычного проводника, но при этом спин-флип электронов проводимости в них невозможен. По-видимому, для этого можно было бы использовать топологические диэлектрики [23–25], в частности слоистые топологические диэлектрики с киральными краевыми состояниями [26]. Другим вариантом является искусственный композитный материал — слоистая структура (проводящие квази-2D слои или квази-1D волокна), в которой проводящие слои находятся достаточно близко (на расстоянии d меньше радиуса экранирования r), чтобы обеспечить электрическую однородность обкладки, но достаточно разделены, чтобы подавить туннелирование электронов между слоями. В таких структурах электроны могут двигаться только в своем слое. Сами слои должны состоять из магнитных атомов, которые намагничены противоположно по отношению друг к другу, как показано на рис. 3. С точки зрения зон, такие слои должны быть фактически низкоразмерными халф-металлами, подобно рассмотренным в работах [27–30].

Как видно на рис. 3, в таких средах электроны переносят ток вдоль слоев, как в обычном немагнитном проводнике, но спин-флип в них был бы связан с переходом между слоями ввиду отсутствия свободных спиновых подзон противоположного направления спина в каждом таком слое. Поэтому спин-флип будет подавлен благодаря пространственному разделению подобно подавлению рекомбинации в электрон-дырочных слоях в работах по электрон-дырочному спариванию [31–37]. Существенное отличие предложенного слоистого материала от обычного немагнитного проводника состоит в том, что если в таком материале возникнет неравновесное распределение электронов между слоями, то оно будет релаксировать только путем уменьшения кулоновской энергии межслоевого взаимодействия, поскольку спин-флипы запрещены.*

* Безусловно, следует также подавить спин-флип на HN- и NH-границах, обусловленный каким-либо комбинированным рассеянием, например, с помощью разрыва контакта соответствующих цепочек на интерфейсах, как на рис. 3.

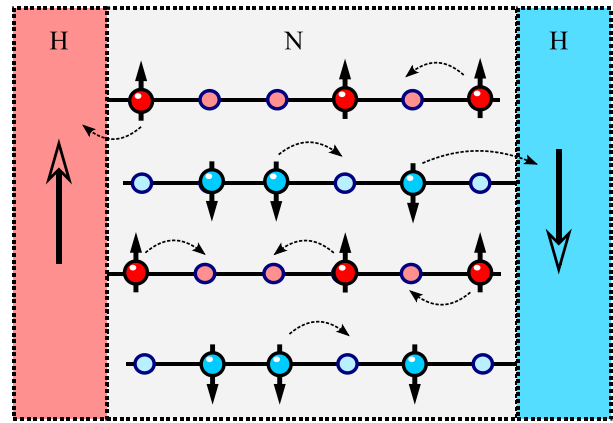


Рис. 3. Схема слоистого N-материала. Туннелирование между слоями отсутствует, носители заряда и спина перемещаются только в слоях.

При использовании предложенного материала в качестве немагнитного проводника N в запортом спиновом вентилю с разностью потенциалов V число электронов со спином \uparrow увеличивается в слоях с соответствующим направлением намагниченности, а в слоях, намагниченных противоположно, число электронов \downarrow — убывает. Очевидно, что при этом разность химических потенциалов $\delta\eta = eV$ как между слоями, так и суммарно в объеме фиксируется приложенным напряжением. За счет кулоновского взаимодействия заряды перераспределяются, а спиновая степень свободы электронов будет существенно перепутана с их зарядовой степенью свободы. Однако в целом система остается электронейтральной ($d \ll r$), и картина потенциалов отвечает рис. 2.

Рассмотрим случай узкозонного немагнитного металла, так что ширина t его зоны проводимости меньше типичного изменения энергии электрона при прыжке на соседний узел $\sim (a/R)E$ (здесь a — расстояние между узлами решетки проводника, R — среднее расстояние между электронами и E — средняя энергия взаимодействия на электрон). В этом случае, как показано в [38], в проводнике образуется специфическое макроскопическое состояние, получившее название «замороженная электронная фаза» (ЗЭФ). Такое состояние возникает благодаря сочетанию дальнего действия потенциала отталкивания и дискретности узкозонной динамики электронов (т.е. электроны движутся по проводнику путем прыжков между ближайшими узлами решетки проводника с эквивалентными атомными орбиталями). В этой ситуации происходит полное разрушение блоховских состояний и электроны оказываются локализованными в квантовых ловушках атомного размера. Из-за динамической природы локализации

нагрев системы не может освободить электроны из ловушек, и, следовательно, ЗЭФ, в отличие от вигнеровского кристалла [39], не переходит в фермижидкость в достаточно широком интервале температур. Благодаря возникновению ЗЭФ становится возможным описание изучаемой системы в рамках классической решеточной модели, получившей название «обобщенный вигнеровский кристалл» [40–46].

Гамильтониан такой модели имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{i,i'} \sum_{k,k'} U_{k,k'}^{i,i'} n_k^i n_{k'}^{i'} - \mu_{\uparrow} \sum_{i,k} n_k^{2i} - \mu_{\downarrow} \sum_{i,k} n_k^{2i+1}, \quad (7)$$

где верхний индекс нумерует слои, нижний обозначает позицию в слое, $n_k^i = 0, 1$ — числа заполнения электронов на узле с номером k в слое i , а $U_{k,k'}^{i,i'}$ — потенциал отталкивания между электронами в узлах k и k' , находящимися в слоях i, i' соответственно. Предполагается, что четные слои имеют спиновую поляризацию \uparrow , а нечетные — \downarrow , т.е. спиновый индекс совпадает с индексом слоя.

Заметим, что, поскольку расстояние между слоями значительно меньше радиуса экранирования, следует учитывать взаимодействие между всеми электронами в разных слоях, что не дает возможности введения кулоновского потенциала слоя как термодинамической величины. Вместо этого заряды всех слоев «экранируют» друг друга, устанавливая общий электрический потенциал в N . Концентрация электронов в слоях фиксируется химическим потенциалом обкладок. А именно, в равновесии у каждого слоя электрохимический потенциал μ_{σ} , $\sigma = \uparrow, \downarrow$, соответствующей единственной спиновой компоненты навязан обкладкой с тем же спиновым моментом, эти потенциалы одинаковы в четных и нечетных слоях и определяют μ_{σ} и η_{σ} всего проводника N . Поскольку вызывает интерес конечное состояние заряженного аккумулятора, рассмотрим задачу о равновесном состоянии цепочек при заданном расщеплении химических потенциалов $\delta\eta = eV$. Сами же процессы зарядки и разрядки определяются кинетическим членом гамильтониана, которым пренебрегаем по сравнению с энергией взаимодействия, т.е. предполагаем, что эти процессы являются адиабатическими. Поэтому данная модель и полученная ниже картина может быть использована лишь на временах значительно больших времени зарядки такой батареи и тем более времени энергетической релаксации. Нестационарные процессы в ходе процесса зарядки и разрядки требуют отдельного рассмотрения.

В одномерном случае свойства обобщенного вигнеровского кристалла достаточно хорошо изучены [40–43, 46, 47]. Хотя используемая модель узкозонного немагнитного металла N не сводится к этому случаю из-за наличия индексов поперечных слоев, жестко свя-

занных со спином, напомним результаты этого изучения. Оно основано на гамильтониане (ср. с (7))

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{k,k'} U_{k,k'} n_k n_{k'} - \mu \sum_k n_k. \quad (8)$$

Здесь и далее все энергии (и температура T) вычисляются в единицах кулоновской энергии $e^2/\epsilon a$, где e — заряд электрона, a — период решетки, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, а все расстояния измеряются в единицах a .

Если потенциал $U_{k,k'} = U(|k - k'|)$ является

- 1) монотонно убывающим;
- 2) всюду выпуклым;
- 3) $U(r) \sim r^{-1-\delta}$, $r \gg 1$, $\delta > 0$,

то при $T = 0$ зависимость концентрации частиц

$$c = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N n_k$$

от химического потенциала μ описывается функцией типа канторовой лестницы (функцией типа Лебега–Кантора), т.е. представляет собой фрактальную кривую типа «чертовой лестницы» [42]. Каждой ступени на этой зависимости соответствует электронный кристалл с концентрацией частиц $c = p/q$, где p и q — целые числа. Такой кристалл имеет период (в единицах расстояния между узлами решетки проводника a), равный q , и содержит p частиц на элементарную ячейку. Координаты r_j частиц данного электронного кристалла описываются формулой [41]

$$r_j = [j/c + \phi]. \quad (10)$$

Здесь индекс $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ нумерует частицы, символ [...] обозначает целую часть числа, а вещественная начальная фаза ϕ определяется выбором начала координат.

Ширина ступени «чертовой лестницы» (т.е. границы устойчивости электронного кристалла с концентрацией $c = p/q$) определяется выражением [42]

$$\Delta\mu(c = p/q) = p \sum_{l=1}^{\infty} l [U(lq+1) + U(lq-1) - 2U(lq)]. \quad (11)$$

Отметим, что при выполнении условий (9) свойства одномерного обобщенного вигнеровского кристалла при $T = 0$ качественно не зависят от потенциала U . Его конкретный вид влияет лишь на ширины ступеней «чертовой лестницы» (11), а структуры основного состояния, соответствующие этим ступеням, не зависят от U (см. (10)).

В реальных физических системах фрактальная зависимость концентрации от химического потенциала разрушается благодаря таким факторам, как температура, конечность радиуса взаимодействия между частицами R_0 и присутствие дефектов и примесей. При любой конечной температуре все ступени с ширинами $\Delta\mu \ll T$ исчезают, а остальные ступени сглаживаются. Конечность R_0 приводит к разрушению электронных кристаллов, период которых $q \gg R_0$. Иными словами, бесконечный набор масштабов самоподобия, присущий фрактальным зависимостям, исчезает, но сохраняется конечный набор масштабов, на которых фрактальная зависимость имеет место. Тем не менее ряд нетривиальных термодинамических свойств одномерного обобщенного вигнеровского кристалла сохраняется и в этих случаях (см., например, [43,48]). Так, например, при учете взаимодействия только между ближайшими частицами (но не между ближайшими узлами решетки!) в зависимости $c(\mu)$ сохраняются ступени «чертовой лестницы», соответствующие концентрациям вида $c = 1/q$, $q = 1, 2, \dots$. Учет взаимодействия следующих за ближайшими соседями приводит к появлению дополнительных ступеней, соответствующих концентрациям вида $c = 2/q$ и т.д.

Неупорядоченность позиций узлов решетки или наличие примесей также разрушает «чертову лестницу». Очевидно, что при сильном беспорядке происходит полное разрушение электронных кристаллов и фрактальная зависимость концентрации от химического потенциала исчезает. В области же слабого беспорядка электронные кристаллы разбиваются на блоки случайных размеров. Типичный размер таких блоков $\sim 1/D^2$, где D — дисперсия случайных позиций узлов решетки [49–51]. В пределах каждого блока положения электронов по-прежнему описываются формулой (10), но фаза ϕ в этом случае зависит от номера блока.

Структура основного состояния двумерного обобщенного вигнеровского кристалла изучена в [45]. Показано, что в этом случае имеет место эффективное понижение размерности: основное состояние описывается «одномерной» формулой (10), но структурными элементами в ней являются не электроны, а полосы — одномерные периодические электронные структуры. Вид этих структур определяется концентрацией электронов c , потенциалом их взаимодействия U и геометрией решетки.

Изучение свойств квазидвумерных обобщенных вигнеровских кристаллов — сложная задача [44,45], поэтому представляется разумным начать рассмотрение с простейшей нетривиальной модели, состоящей из двух цепочек. Заметим, что для потенциала межэлектронного взаимодействия ограничения 1, 2 в (9) выполняются автоматически. Выполнение условия экранировки (условие 3 в (9)) в рассматриваемом случае обеспечивают магнитные обкладки, ограничивающие эти цепочки.

Будем считать, что в одной из цепочек спины ориентированы вверх (\uparrow), в другой — вниз (\downarrow). В этом случае внешним параметром является разность электрохимических потенциалов $\mu_\uparrow - \mu_\downarrow$, которая (см. (1)) определяется внешней разностью потенциалов V , приложенной к спиновому вентилю. Гамильтониан такой модели имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow} \sum_{k, k'} U_{k, k'}^{\sigma, \sigma'} n_k^\sigma n_{k'}^{\sigma'} - \mu_\uparrow \sum_k n_k^\uparrow - \mu_\downarrow \sum_k n_k^\downarrow, \quad (12)$$

где $\sigma = \uparrow, \downarrow$ — индексы цепочек, а $n_k^\sigma = 0, 1$ — соответствующие числа заполнения.

В рассматриваемой модели внешняя разность потенциалов V фиксирует разность химических потенциалов μ_\uparrow и μ_\downarrow , что навязывает определенные концентрации электронов в цепочках со спином \uparrow и \downarrow . Ниже будет показано, что даже в случае невзаимодействующих цепочек данная модель не сводится к одномерному обобщенному вигнеровскому кристаллу [40–43,46].

Перейдем к переменным $n^\pm = (n^\uparrow \pm n^\downarrow)/2$ и предположим, что цепочки идентичны:

$$U_{k, k'}^{\uparrow, \uparrow} = U_{k, k'}^{\downarrow, \downarrow} = U_{k, k'}^{(0)}, \quad U_{k, k'}^{\uparrow, \downarrow} = U_{k, k'}^{\downarrow, \uparrow} = U_{k, k'}^{(1)}.$$

Это приводит к гамильтониану

$$\mathcal{H} = \sum_{k, k'} (U_{k, k'}^{(0)} + U_{k, k'}^{(1)}) n_k^+ n_{k'}^+ + \sum_{k, k'} (U_{k, k'}^{(0)} - U_{k, k'}^{(1)}) n_k^- n_{k'}^- - \mu \sum_k n_k^+ - \delta\eta \sum_k n_k^- \quad (13)$$

с разделяющимися переменными, где $\mu = \mu_\uparrow + \mu_\downarrow$ — изначальный электрохимический потенциал системы (не зависящий от приложенного потенциала V), а $\delta\eta = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ — расщепление химического потенциала спинов \uparrow и \downarrow , и, как указано выше, в данном спиновом вентилю имеем $\delta\eta = eV$. Этот гамильтониан содержит два внешних параметра, регулирующих отдельные периодические фазы: μ регулирует зарядовую фазу, а V или $\delta\eta$ — спиновую фазу (поляризацию), но взаимодействие может перепутывать эти фазы. Поэтому задача в общем случае не может быть сведена к одной цепочке Изинга, как в работах [45,46], так как $n^- = -1, 0, 1$, а $n^+ = 0, 1, 2$.

В физически разумном случае, когда взаимодействие между слоями мало по сравнению с взаимодействием в слое ($U_{k, k'}^{(0)} \gg U_{k, k'}^{(1)}$), в главном порядке по параметру $U^{(1)}/U^{(0)} \ll 1$ минимум энергии, а значит, главный вклад в статистическую сумму при низких температурах, дают минимумы энергий двух независимых цепочек \uparrow и \downarrow , так что можно воспользоваться результатами для одной цепочки, полученными в [40–43,46]. В рассмотренном случае химические потенциалы цепочек имеют вид

$$\mu_\uparrow = \mu + \delta\eta/2, \quad \mu_\downarrow = \mu - \delta\eta/2,$$

поэтому, согласно [42] (см. также выше), концентрации c_σ , $\sigma = \uparrow, \downarrow$, являются функциями типа Лебега–Кантора:

$$\begin{aligned} c_\uparrow &= C(\mu + \delta\eta/2), \\ c_\downarrow &= C(\mu - \delta\eta/2), \end{aligned} \quad (14)$$

т.е. двумя различными «чертовыми лестницами».

Таким образом, в главном приближении по $U^{(1)}/U^{(0)} \ll 1$ рассматриваемый спиновый вентиль представляет собой два не взаимодействующих одномерных электронных кристалла, расположенных на цепочках \uparrow и \downarrow . Полная энергия, очевидно, равна сумме энергий этих кристаллов. Согласно (10), энергии кристаллов вырождены относительно фаз $\phi_{\uparrow, \downarrow}$, где $\phi_{\uparrow, \downarrow}$ — фазы электронных кристаллов на цепочках \uparrow и \downarrow соответственно. Иными словами, эти энергии остаются неизменными при сдвиге цепочек на любое расстояние, кратное периоду решетки a . Учет взаимодействия между цепочками (т.е. учет первой поправки по $U^{(1)}/U^{(0)} \ll 1$) снимает это вырождение, и дальнейшая минимизация полной энергии осуществляется за счет варьирования разности фаз $\phi_\uparrow - \phi_\downarrow$.

Поэтому в главном приближении поляризация электронной плотности в данном спиновом вентиле (см. (14))

$$m \equiv \frac{c_\uparrow - c_\downarrow}{c_\uparrow + c_\downarrow} = \frac{C(\mu + eV/2) - C(\mu - eV/2)}{C(\mu + eV/2) + C(\mu - eV/2)} \quad (15)$$

представляет собой дробно-рациональную комбинацию двух функций типа Лебега–Кантора C и, соответственно, имеет сложную ступенчатую зависимость от $V = \delta\eta/e$ (рис. 4).

Отметим, что зависимость $m(V)$ определяет число частиц, которые могут зайти в такой запертый спиновый вентиль и выйти из него, а значит, и ЭДС данного аккумулятора.

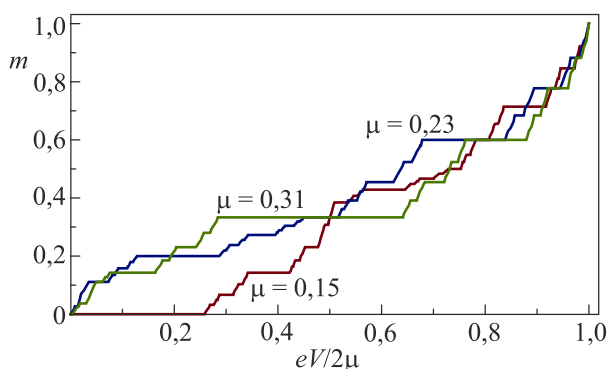


Рис. 4. Пример качественной зависимости намагниченности m от потенциала как комбинации функций Лебега (15) в безразмерных единицах.

4. Численные результаты

Рассмотрим случай изотропного взаимодействия при $T = 0$ и выберем потенциал в (12) в виде

$$U_{k,k'}^{\sigma,\sigma'} = U(|r_k^\sigma - r_{k'}^{\sigma'}|) = (r_k^\sigma - r_{k'}^{\sigma'})^{-2}. \quad (16)$$

Очевидно, что данный потенциал удовлетворяет условиям (9). Напомним, что структура зависимостей $m(\mu)$ и $m(\delta\eta)$ (см. (15)) качественно не зависит от U при выполнении условий (9). Зависимости m от μ при фиксированных значениях $\delta\eta$ и зависимости m от $\delta\eta$ при фиксированных значениях μ представлены на рис. 5 и 6 соответственно. Обе зависимости получены путем поиска минимума энергии (12) при переборе всех состояний для системы из 2-х цепочек, каждая из которых содержит 12 узлов (т.е. путем перебора 2^{24} состояний).

Следующим шагом является изучение влияния конечной температуры на свойства изучаемой системы. Рассмотрим случай двух изолированных цепочек в рамках приближения ближайших соседей. В этом приближении потенциал может быть записан в виде

$$U_{k,k'}^{\sigma,\sigma'} = \delta_{\sigma,\sigma'} U(|r_k^\sigma - r_{k'}^{\sigma'}|) = \delta_{\sigma,\sigma'} U(l), \quad l = |r_k^\sigma - r_{k'}^{\sigma'}|. \quad (17)$$

Потенциал $U(l)$ в (17) выбран в виде $U(l) = l^{-2}$ (см. (16)).

Изотермическая статистическая сумма изолированной цепочки имеет вид [43]

$$Z = Z(N, \mu, T) = \sum_{\{n_l\}} \exp\left(-\frac{E\{n_l\} + \mu L\{n_l\}}{T}\right) W\{n_l\}, \quad (18)$$

где $E\{n_l\} = \sum_{l=1}^{\infty} U(n_l)$ — энергия взаимодействия электронов цепочки, $W\{n_l\} = N! / \prod_{l=1}^{\infty} n_l!$ — статистический

вес. Символ $\{n_l\}$, $n_l = 0, 1, \dots$ обозначает конфигурацию (распределение по цепочке) электронов, находящихся на расстояниях n_1, n_2, \dots друг от друга. Суммирование производится по всем конфигурациям $\{n_l\}$,

удовлетворяющим условию $N = \sum_{l=1}^{\infty} n_l$. Длина цепочки

$L\{n_l\} = \sum_{l=1}^{\infty} l n_l$. Тогда

$$Z(N, \mu, T) = \left(\sum_{l=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{U(l) + \mu l}{T}\right) \right)^N \quad (19)$$

и соответствующий термодинамический потенциал (свободная энергия Гиббса) равен

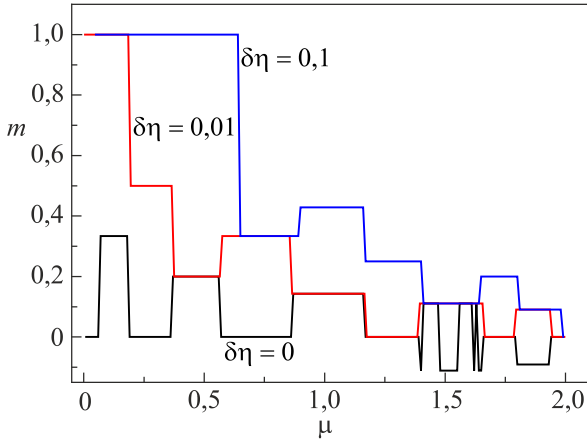


Рис. 5. Зависимости намагниченности m от химического потенциала μ при различных значениях спинового расщепления $\delta\eta$. $T = 0$. Система состоит из двух цепочек по 12 узлов каждая.

$$\Phi(N, \mu, T) = -TN \ln \left[\sum_{l=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{U(l) + \mu l}{T} \right) \right]. \quad (20)$$

Концентрация электронов c цепочки σ как функция μ и температуры T имеет вид

$$c(\mu_{\sigma}) = \frac{\sum_{l=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{U(l) + \mu_{\sigma} l}{T} \right)}{\sum_{l=1}^{\infty} l \exp \left(-\frac{U(l) + \mu_{\sigma} l}{T} \right)}, \quad (21)$$

$$\mu_{\uparrow} = \mu + \delta\eta/2, \quad \mu_{\downarrow} = \mu - \delta\eta/2.$$

Зависимости $c(\mu)$, $m(\mu)$ и $m(\delta\eta)$ при различных температурах T представлены на рис. 7, 8 и 9 соответственно.

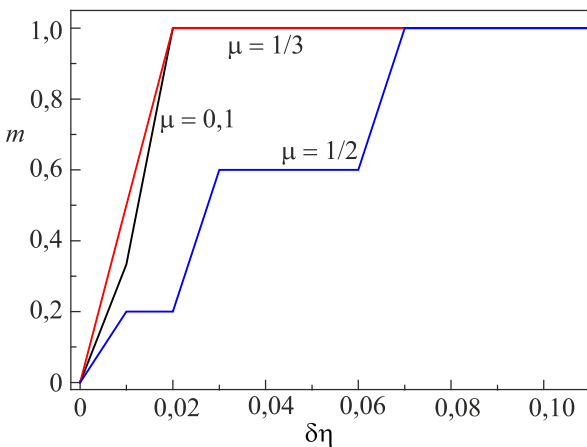


Рис. 6. Зависимости намагниченности m от $\delta\eta$ при различных значениях μ для системы из 2-х цепочек по 12 узлов каждая. $T = 0$. Потенциал взаимодействия имеет вид (16).

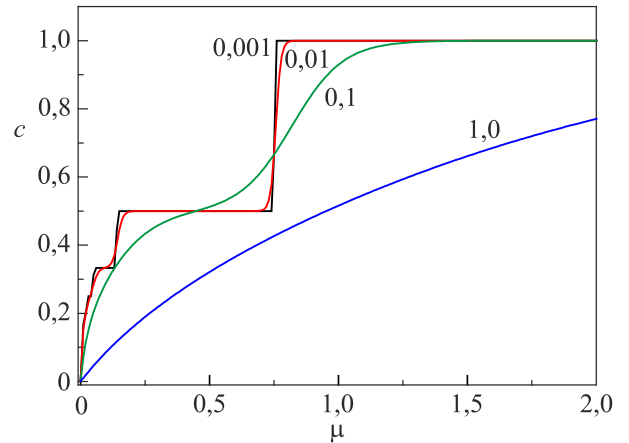


Рис. 7. Зависимости концентрации электронов c на одной изолированной цепочке от μ (см. (21)) при различных температурах.

Как видно, конечная температура размывает тонкую структуру ступеней, но качественно ступенчатая зависимость остается при $T \lesssim 10^{-2}$. При типичных значениях $a = 3 - 5 \text{ \AA}$ получаем, что $T \lesssim 10^{-2} \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0 a k_B} \approx 100 \text{ К}$ (здесь k_B — постоянная Больцмана).

На рис. 5 и 8 показано проявление необычного эффекта, состоящего в том, что поляризация плотности электронов проводимости m зависит не только от естественного параметра $\delta\eta$, но и общего электрохимического потенциала μ , т.е. фактически от общего уровня Ферми, а значит, общего заряда электронов. То есть энергетически выгодно возникновение спонтанной спиновой поляризации плотности электронов или ее исчезновение при смещении уровня Ферми в данной системе. При этом картина минимумов и максимумов ступенчатая и достаточно сложная, см. рис. 5

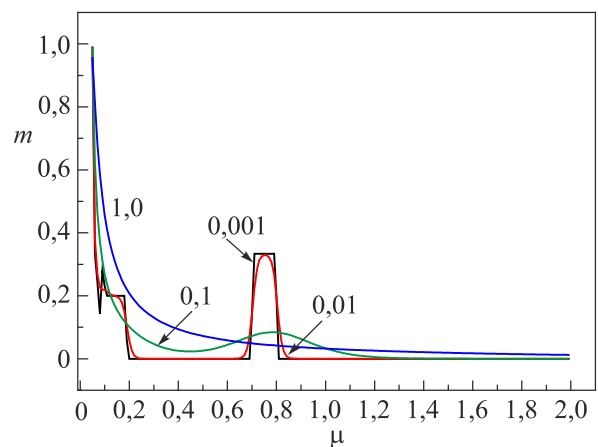


Рис. 8. Зависимости намагниченности m системы из 2-х изолированных цепочек от химического потенциала μ при спиновом расщеплении $\delta\eta = 0,1$ и различных значениях T .

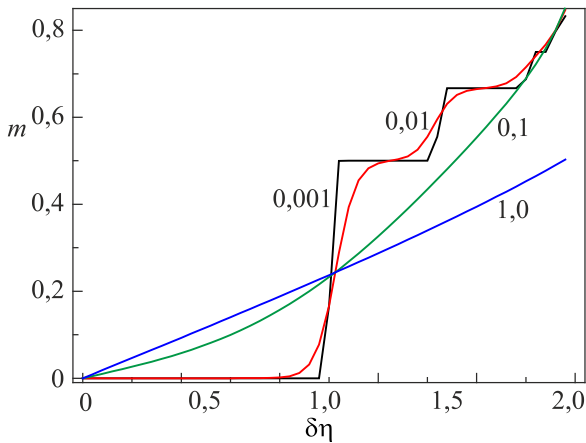


Рис. 9. Зависимости намагниченности m системы из 2-х изолированных цепочек от спинового расщепления $\delta\eta$ при $\mu = 0,5$ и различных значениях T .

5. Заключение

Показано, что запертый спиновый вентиль при определенных условиях может играть роль аккумулятора, энергия в котором накапливается как разность химических потенциалов спиновых компонент за счет того, что спиновая диффузия «противостоит» кулоновской разности потенциалов, и без участия каких-либо химических процессов. Резервуаром такого аккумулятора является проводник без обменного расщепления и с подавленным спин-флипом, расположенный между магнитными обкладками с обменным расщеплением до халф-металлической проводимости. Чтобы реализовать такой аккумулятор, необходимы новые материалы, в которых спин-флип электронов проводимости был бы максимально подавлен. Предложен механизм такого подавления на основе пространственного разделения электронов с различно направленными спинами в низкоразмерных узкозонных проводниках. Показано, что при низкой плотности и слабой экранировке зарядов могут быть реализованы эффекты типа комбинации «чертовых лестниц» спиновых поляризации в этих проводниках. Параметрами лестниц являются энергия Ферми и приложенная разность потенциалов. Численные результаты позволили выявить ряд интересных особенностей такого аккумулятора, в частности эффект возникновения или исчезновения спонтанной спиновой поляризации плотности электронов проводимости при изменении электрохимического потенциала. Полученная ступенчатая зависимость расщепления химических потенциалов по спину (а значит, и ЭДС такого накопителя) от внешнего напряжения может также представлять интерес с точки зрения создания ячеек памяти.

Отметим, что современные технологии позволяют создавать спиновые вентили и квантовые аккумуляторы лишь весьма малого (микронного) размера. Как

следствие, емкости таких аккумуляторов также крайне ограничены. Так, в активно обсуждаемых в настоящее время квантовых батареях речь идет о запасенной энергии порядка 10^{-3} эВ [12].

В рассмотренной модели, как следует из формулы (5), энергия, накопленная аккумулятором объемом Ω при равновесии с заряжающим напряжением V , по порядку величины равна

$$\mathcal{E}_\Omega \sim \frac{\Omega}{\lambda_F^3} \frac{e^2 V^2}{\varepsilon_F}.$$

В металлах $\lambda_F \sim 0,1$ нм = 10^{-10} м. При объеме аккумулятора порядка одного кубического микрона получаем

$$\mathcal{E}_{\Omega=1\text{мкм}^3} \sim \left(\frac{10^{-6}}{10^{-10}} \right)^3 \frac{e^2 V^2}{\varepsilon_F} \sim 10^{12} \frac{e^2 V^2}{\varepsilon_F}.$$

При типичном для такого сорта систем напряжении $V = 10$ мВ и ε_F , например ~ 1 эВ, емкость аккумулятора равна

$$W = \frac{1}{3600} \frac{\mathcal{E}_{\Omega=1\text{мкм}^3}}{V} \sim 10^{-16} \text{ А} \cdot \text{ч}.$$

Важно отметить, что увеличение аккумулятора до сантиметрового размера и напряжения до 1 В позволило бы создать аккумулятор с энергией накопления $\mathcal{E}_\Omega \sim 10^{24} e^2 V^2 / \varepsilon_F$, что по порядку величины соответствует аккумулятору ноутбука.

Среди преимуществ предлагаемого аккумулятора следует также отметить, что накопление энергии на производство зарядового тока происходит в объеме (т.е. в спиновых компонентах химического потенциала электронов проводимости), а не на поверхности обкладок. Кроме того, в отличие от обычных аккумуляторов, спиновый аккумулятор не связан с химическими реакциями, неравномерность восстановления реагентов которых рано или поздно приводит к износу аккумулятора и, в конце концов, выходу его из строя.

Заметим также, что, поскольку емкость обычного конденсатора как резервуара заряда определяется площадью поверхности обкладок, на которых непосредственно запасается заряд, повышение его емкости с помощью увеличения числа слоев и уменьшения их толщины (вплоть до нанотолщин) при ограниченном объеме затрудняет равномерный электрический контакт больших поверхностей и, тем самым, увеличивает возможность пробоя. К тому же, кулоновское взаимодействие между узкозонными проводниками накладывает существенные ограничения на допустимую разность потенциалов, которая не вызывает такой пробой. В изученном случае резервуаром накопления служит объемный проводник, находящийся между магнитны-

ми обкладками и электрически нейтральный. Даже если он и представляет собой набор узкозонных проводящих каналов, проблема кулоновского пробоя отсутствует.

Приложение. Магнитоконтактная разность потенциалов

Рассмотрим контакт нормального металла N ($\Pi_{\uparrow} = \Pi_{\downarrow}$) и магнитного металла M ($\Pi_{\uparrow} \neq \Pi_{\downarrow}$, предельным случаем которого является халф-металл H) и предположим, что спин-флип отсутствует ($\tau_{sf} = \infty$). Предположим также, что к такому MN-блоку приложена разность потенциалов. В первое мгновение во всем блоке устанавливается градиент электрического потенциала, который порождает токи. В диффузионном, т.е. омическом, режиме транспорта связь тока с градиентом потенциала локальна, кроме того, ток пропорционален плотности состояний соответствующих носителей. Поэтому в начальный момент времени на MN-границу из M падают токи $j_{\uparrow} \neq j_{\downarrow}$, а уходят от границы в N токи $j_{\uparrow} = j_{\downarrow}$. Как показано на рис. 10а, такой дисбаланс токов приводит к расщеплению химических потенциалов μ_{σ} , $\sigma = \uparrow, \downarrow$, т.е. к спиновой аккумуляции, в результате чего соответствующие токи выравниваются. Заметим, что спиновое расщепление выравнивает именно компоненты полного электрохимического потенциала μ_{σ} , что приводит к выравниванию токов на границе. Поскольку μ_{σ} является суммой двух величин $e\phi$ и η_{σ} , условия непрерывности электрохимического потенциала недостаточно для одновременного выравнивания ϕ (т.е. плотности заряда) и η_{σ} (плотности спинов) при изменяющемся скачком Π_{σ} на MN-границе (рис. 10б, ср. с (2), (3)). Таким образом, на MN-границе, кроме расщепления спинов, происходит накопление электронов на одной стороне от границы и недостаток (фактически создание «дырок») на другой. Это приводит не только к спиновому расщеплению, но и к контактной разности потенциалов и, соответственно, собственному сопротивлению MN-границы. Подробный расчет собственного сопротивления таких контактов и скачка ϕ проведен в [18,20] с учетом процессов спин-флипа, но без простого качественного пояснения, приведенного в настоящей работе. В предельном случае халф-металла в качестве M одна из спиновых плотностей, например Π_{\downarrow} , обращается в нуль, μ_{\downarrow} существует только в N, а в H имеем $\mu_{\uparrow} = e\phi$, и расщепление должно остановить ток \downarrow в N (см. рис. 11).

В этом предельном случае наиболее очевидно, почему ϕ не может быть непрерывным на границе между нормальным и магнитным проводником с $\Pi_{\uparrow} \neq \Pi_{\downarrow}$. Из рис. 11 легко понять, что в отсутствие спин-флипа два контакта HN и NH запертого спинового вентиля полностью запирают ток и образуют картину потенциалов, показанную на рис. 2.

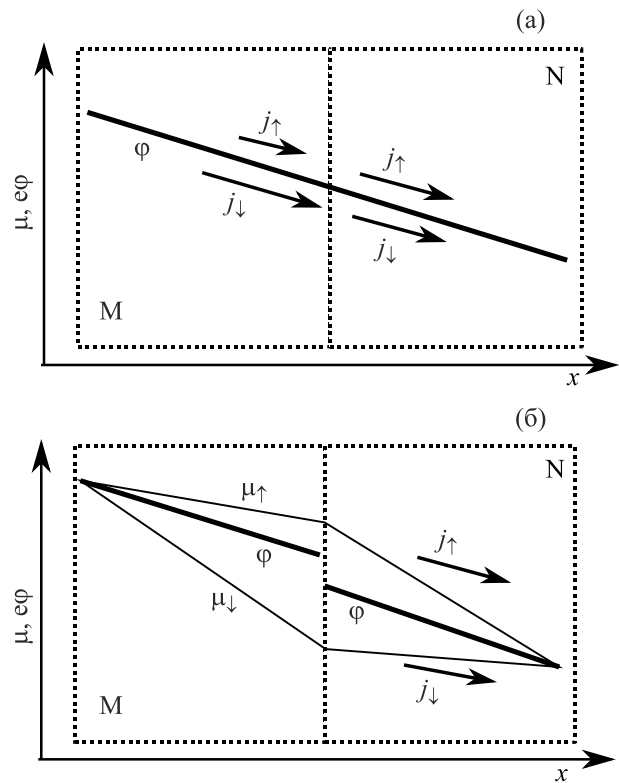


Рис. 10. Расщепление электрохимических потенциалов и магнитоконтактная разность: (а) нарушение баланса у границы; (б) расщепление восстановило баланс.

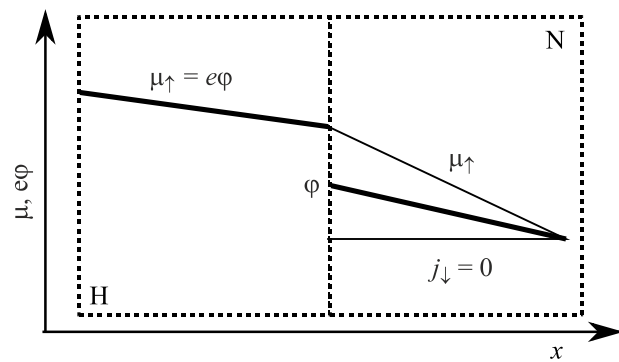


Рис. 11. Скачок потенциала в случае H–N.

1. J.F. Zutic and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. S.D. Bader and S.S.P. Parkin, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010).
3. J.W. Lu, E. Chen, M. Kabir, M.R. Stan, and S.A. Wolf, *Int. Mater. Rev.* **61**, 456 (2016).
4. Y. Xu, D.D. Awschalom, and J. Nitta, *Handbook of Spintronics*, Springer, New York (2016).
5. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **66**, 060404(R) (2002).

6. W. Long, Q.F. Sun, H. Guo, and J. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1397 (2003).
7. J. Liu, D. Segal, and G. Hanna, *J. Phys. Chem. C* **123**, 30, 18303 (2019).
8. X. Liu, H. Gao, J.E. Ward, X. Liu, B. Yin, T. Fu, J. Chen, D.R. Lovley, and J. Yao, *Nature* **578**, 7795 (2020).
9. R. Alicki and M. Fannes, *Phys. Rev. E* **87**, 042123 (2013).
10. F.C. Binder, S. Vinjanampathy, K. Modi, and J. Goold, *New J. Phys.* **17**, 075015 (2015).
11. F. Barra, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 210601 (2019).
12. D. Ferraro, M. Campisi, G.M. Andolina, V. Pellegrini, and M. Polini, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 117702 (2018); см. также *Quantum Battery Could Get a Boost from Entanglement*, Phys. World, 27 Mar (2018).
13. A. Fert, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1517 (2008).
14. P.A. Grünberg, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008).
15. A.G. Aronov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **24**, 37 (1976) [*JETP Lett.* **24**, 32 (1976)].
16. T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
17. G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp, A.T. Filip, and B.J. van Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
18. P.C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
19. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, A.V. Yanovsky, E.N. Bogachek, and Uzi Landman, *Phys. Rev. B* **68**, 125113 (2003).
20. M.R. Sears and W.M. Saslow, *Phys. Rev. B* **85**, 014404 (2012).
21. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, and A.V. Yanovsky, *J. Appl. Phys.* **105**, 103713 (2009).
22. E. Villamor, M. Isasa, L.E. Hueso, and F. Casanova, *Phys. Rev. B* **87**, 094417 (2013).
23. J.E. Moore, *Nature* **464**, 194 (2010).
24. C.L. Kane and E.J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 146802 (2005).
25. C. Chiu, J.C.Y. Teo, A.P. Schnyder, and S. Ryu, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035005 (2016).
26. Y. Xue, B. Zhao, Y. Zhu, T. Zhou, J. Zhang, N. Li, H. Jiang, and Z. Yang, *NPG Asia Mater.* **10**, e467 (2018).
27. M. Ashton, D. Gluhovic, S.B. Sinnott, J. Guo, D.A. Stewart, and R.G. Hennig, *Nano Lett.* **17**, 5251 (2017).
28. S.-J. Gong, C. Gong, Y.-Y. Sun, W.-Y. Tong, C.-G. Duan, J.-H. Chu, and X. Zhang, *PNAS* **115** (34), 8511 (2018).
29. Q. Sun and N. Kioussis, *Phys. Rev. B* **97**, 094408 (2018).
30. T. Xiao, G. Wang, and Y. Liao, *Appl. Surf. Sci.* **450**, 422 (2018).
31. S.I. Shevchenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **2**, 505 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 251 (1976)].
32. H.A. Fertig, *Phys. Rev. B* **40**, 1087 (1989).
33. M. Kellogg, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036801 (2004).
34. E. Tutuc, M. Shayegan, and D.A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036802 (2004).
35. R.D. Wiersma, J.G.S. Lok, S. Kraus, W. Dietsche, K. von Klitzing, D. Schuh, M. Bichler, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 266805 (2004).
36. M. Bichler, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 266805 (2004).
37. D. Nandi, A.D.K. Finck, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Nature* **488**, 481 (2012).
38. А.А. Слутцин, Л.Ю. Горелик, *ФHT* **19**, 1199 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 852 (1993)].
39. E. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934); D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*, New York (1963).
40. J. Hubbard, *Phys. Rev. B* **17**, 494 (1978).
41. P. Bak and R. Bruinsma, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 249 (1982).
42. С.Е. Бурков, Я.Г. Синай, *Усп. мат. наук* **38**, 205 (1983).
43. V.V. Slavin and A.A. Slutskin, *Phys. Rev. B* **54**, 8095 (1996).
44. G.I. Watson, *Physica A* **246**, 253 (1997).
45. A.A. Slutskin, V.V. Slavin, and H.A. Kovtun, *Phys. Rev. B* **61**, 14184 (2000).
46. V.L. Rokrovsky and G.V. Uimin, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11**, 3535 (1978).
47. B. Sutherland, *Quasiperiodic Physics in One Dimension, In: Disorder and Nonlinearity*, A.R. Bishop, D.K. Campbell, and S. Pnevmatikos (eds.), Springer Proceedings in Physics, vol. 39, Springer, Berlin, Heidelberg (1989).
48. В.В. Славин, *ФHT* **29**, 900 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 674 (2003)].
49. V.V. Slavin, *Phys. Status Solidi (b)* **241**, N13, 2928 (2004).
50. L.A. Pastur, V.V. Slavin, and A.A. Krivchikov, *Int. J. Mod. Phys. C* **25**(8), 1450028 (2014).
51. В.В. Славин, А.А. Кривчиков, *ФHT* **24**, 1000 (2016) [*Low Temp. Phys.* **249**, 782 (2016)].

Акумуляція спин-поляризованих станів носіїв заряду та спинтронна батарея

Л.А. Пастур, В.В. Славін, А.В. Яновський

Розглянуто спінові вентилялі на основі матеріалів, в яких спин-фліп пригнічений просторовим розподілом носіїв заряду при збереженні електронейтральності в об'ємі вентилялі. Обговорено можливість використання таких вентилялів як акумуляторів електрики. Показано, що, регулюючи різницю потенціалів на вентилялі, можна очікувати ефекти несумірності типу «чортових сходів», які пов'язані з кулонівською взаємодією та перерозподілом електронів при зарядці й розрядці акумулятора. Передбачено ефекти виникнення та зникнення спонтанної спінової поляризації електронів провідності при зміні рівня Фермі у вентилялі. Такі спінові вентилялі можуть бути використані в реалізації спинтронних елементів пам'яті, суперконденсаторів та аналогічних пристроїв.

Ключові слова: спінова поляризація, спин-фліп, спіновий вентилю.

Accumulation of spin-polarized states of charge carriers and a spintronic battery

L.A. Pastur, V.V. Slavin, and A.V. Yanovskii

Spin valves based on materials where spin-flip is suppressed by the spatial separation of charge carriers while preserving electroneutrality in the volume of the valve are considered. The possibility of these valves usage as electric batteries is discussed. Regulating the potential difference on the valve, one can expect

the effects of incommensurability of the type of “devil’s staircases” associated with the Coulomb interaction and redistribution of electrons when charging and discharging the battery. We also predict the effects of the appearance and disappearance of spontaneous spin polarization of the conductivity electrons at Fermi level changing in the valve. Such spin valves can also be used in the implementation of spintronic memory cells, supercapacitors, and similar devices.

Keywords: spin polarization, spin-flip, spin valve.