

Рис. 2. Спектры линейного поглощения и дифференциального пропускания пористого кремния (300 К). Спектры дифференциального пропускания получены в момент возбуждения (а), через 20 пс после возбуждения (б) и через 27 пс (в).

### 5. Оптические и нелинейно-оптические свойства наноструктур CdS

Новый метод, предложенный В.А. Караванским, позволяет создавать полупроводниковые наноструктуры разного (!) размера при кристаллизации полупроводника методом послойной хемосорбции в полых каналах молекулярных фильтров (слюде, подвергнутой бомбардировке ионами на ускорителе). Диаметр канала молекулярного фильтра и, следовательно, размер наноструктуры можно изменять, варьируя тип и энергию иона. В приготовленных таким образом образцах, содержащих квантовые провода со средним диаметром около 7 нм, зарегистрированы особенности ("холмы") в спектрах линейного поглощения и полосы просветления в дифференциальных спектрах пропускания, соответствующие оптическим переходам между уровнями размерного квантования дырок А и С валентных зон и низшим уровнем размерного квантования электронов зоны проводимости. Время релаксации наведенного просветления около 100 пс.

### 6. Заключение

Сильная и быстрая оптическая нелинейность зарегистрирована в образцах, содержащих квантовые провода GaAs, CdSe, CdS, квантовые точки CdSe, и в пористом кремнии. Насыщение оптических переходов между уровнями размерного квантования квантовых проводов и точек — основной физический процесс, ответственный за ее возникновение.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (гранты M5D000, M5D300) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-034).

### Список литературы

1. Arakawa Y, Yariv A *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 1887 (1986)
2. Weigscheider W et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 4071 (1993)
3. Schmitt-Rink S, Miller D A B, Chemla D S *Phys. Rev. B* **35** 8113 (1987)
4. Butcher P N, Cotter D *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge: University Press, 1990)
5. Вавилов С И *Микроструктура света* (М.: Изд-во АН СССР, 1950)
6. Вандышев Ю В, Днепровский В С, Климов В И *ЖЭТФ* **101** 270 (1992); *Письма в ЖЭТФ* **53** 301 (1991)
7. Гущина Н В и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 491 (1995); Dneprovskii V et al. *Phys. Lett. A* **204** 59 (1995)
8. Днепровский В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 394 (1993); Dneprovskii V et al. *Superlattices and Microstr.* **17** 41 (1995); Dneprovskii V et al. *Phys. Stat. Sol. (b)* **188** 297 (1995)
9. Dneprovskii V S et al. *Solid State Commun.* **81** 227 (1992); Вандышев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **54** 441 (1991)
10. Sundaram M S et al. *Science* **254** 1326 (1991)
11. Poborchii V V, Ivanova M S, Salamatina I A *Superlattices and Microstr.* **16** (1994) 133, (1994)
12. *Nonlinear Photonics* (Eds H M Gibbs, G Khitrova, N Peyghambarian) (Berlin: Springer-Verlag, 1990)
13. Zarem H, Vahala K, Yariv A *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 705 (1989)
14. Canham L T *Appl. Phys. Lett.* **57** 1046 (1990)

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.25.+i, 75.30.-m

## Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности

С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков,  
С.В. Зайцев-Зотов

### 1. Введение

При понижении температуры в квазиодномерных проводниках происходит пайерлсовский переход, в результате чего возникает сверхрешетка — волна зарядовой плотности (ВЗП) или волна спиновой плотности (ВСП) с периодом, равным половине фермиевской длины волны электронов исходного металла. Свойства материалов с ВЗП и ВСП очень похожи, их обзор можно найти в [1]. Ниже мы ограничимся рассмотрением свойств проводников с ВЗП и начнем с краткого изложения их основных особенностей.

Типичное значение температуры пайерлсовского перехода  $T_p \approx 100-200$  К. Например, в  $TaS_3$  она составляет 220 К, в голубой бронзе  $K_{0,3}MoO_3$  — 180 К, а в  $(NbSe_4)_{10/3}I$  — 280 К. Фактически ВЗП является электронным кристаллом — аналогом вигнеровского кристалла. При образовании ВЗП на поверхности Ферми образуется энергетическая щель  $2\Delta$ , в результате чего

проводник переходит в полуметаллическое, как  $\text{NbSe}_3$ , или в полупроводниковое состояние, как остальные квазиодномерные проводники с ВЗП. В пайерлсовском состоянии одноэлектронные возбуждения (электроны и дырки) сосуществуют с деформируемым подвижным электронным кристаллом — ВЗП. Возможность движения ВЗП следует из трансляционной инвариантности положения ВЗП в идеальном кристалле. Однако трансляционная инвариантность нарушается при наличии примесей или при соизмеримости периодов кристалла и ВЗП (пиннинг ВЗП). В результате, чтобы двигаться, ВЗП должна преодолеть энергетический барьер. Поэтому ВЗП начинает скользить, если к кристаллу приложено электрическое поле  $E$  выше порогового  $E_T$ , величина которого зависит от концентрации примесей и температуры. При  $E > E_T$  ВЗП может двигаться и вносить вклад в ток, в результате чего проводимость кристалла с ростом электрического поля увеличивается на несколько порядков.

При  $E < E_T$  ВЗП не может двигаться как целое и проводимость квазиодномерного проводника определяется одноэлектронными возбуждениями, что делает материал похожим на обычный полупроводник с тем отличием, что деформация ВЗП (например, в электрическом поле) приводит к изменению концентрации электронов и дырок, вследствие чего возмущения ВЗП влияют на проводимость также и в полях ниже порогового. Вклад ВЗП в проводимость может быть обусловлен не только ее движением как целого, но и движением нелинейных возбуждений ВЗП — дефектов электронного кристалла — солитонов, дислокаций.

К настоящему времени достигнуто в целом хорошее понимание свойств проводников с ВЗП при относительно высоких температурах  $T \geq T_P/3$  (см. обзоры в [2]), при которых упомянутые выше эффекты хорошо воспроизводятся и неплохо описываются в рамках представления о ВЗП как об упругой среде, взаимодействие которой с примесями описывается теорией слабого (коллективного) пиннинга [3]. Основные закономерности в явлениях переноса с участием ВЗП при высоких температурах поняты не только на феноменологическом уровне, но и в рамках уравнений кинетики, выведенных из микроскопической теории [4].

Свойства ВЗП при более низких температурах поняты значительно хуже, чем при высоких температурах. В этой области наблюдается широкий разброс параметров образцов, указывающий на большую роль дефектов. При понижении температуры уменьшается энергия активации линейной проводимости вдоль цепочек, а энергия активации поперечной проводимости остается неизменной [5] и наблюдается резкое падение термо-ЭДС, причем в некоторых веществах, например в  $\text{TaS}_3$  [6] и  $(\text{NbSe}_4)_{10/3}\text{I}$  [7], она даже меняет знак. Кроме того наблюдаются резкий рост порогового поля и появление зависимости энергии активации нелинейной проводимости от электрического поля. При совсем низких температурах (например, для  $\text{TaS}_3$  ниже 20 К) появляются эффекты, которые можно интерпретировать как проявление стекольных свойств ВЗП. В частности, наблюдается максимум низкочастотной диэлектрической проницаемости [8–10], происходит замедление скорости релаксации отклика на электрическое поле. Является ли переход в стекольное состояние фазовым переходом, пока до конца не ясно. Наряду со свидетельствами в

пользу фазового перехода имеются и альтернативные объяснения за счет температурной зависимости длины экранирования неоднородных возмущений ВЗП в поле пиннирующих примесей [11] или вследствие перехода от слабого пиннинга к сильному при понижении температуры [12].

Ниже мы подробнее остановимся на некоторых недавно полученных результатах, относящихся к низкотемпературной области.

## 2. Экранирование и локальные дефекты ВЗП — солитоны

Так как градиент фазы ВЗП означает возмущение плотности заряда ВЗП, неоднородные возмущения фазы играют определяющую роль в кинетических свойствах квазиодномерных проводников. Это относится как к возмущениям, связанным с центрами пиннинга: контактами или другими неоднородностями, так и к нелинейным возмущениям ВЗП, которые могут играть роль квазичастиц. Было выдвинуто предположение [5, 13, 14], что носителями тока в проводниках с ВЗП могут быть фазовые солитоны — возмущения фазы, в которых фаза на одной из цепочек изменяется на  $2\pi$ . Такие солитоны можно рассматривать как вакансии или лишние узлы электронного кристалла. Энергия фазовых солитонов определяется энергией связи между проводящими цепочками, которая значительно меньше пайерлсовской щели  $\Delta$ , поэтому следует ожидать, что при понижении температуры электроны и дырки выморозятся, а солитоны станут доминирующими носителями тока в состоянии, в котором ВЗП как целое неподвижна.

В [15, 16] нами было показано, что необходимо пересмотреть результаты, касающиеся локальных возмущений ВЗП, так как нелинейные эффекты в экранировании одноэлектронными возбуждениями эффективны вплоть до самых низких температур. В частности, дефекты электронного кристалла (солитоны) и кристалла (примеси, центры пиннинга) приводят к сильному изгибу энергетических зон, так что уровень Ферми может даже попасть в область разрешенных одноэлектронных состояний. Электроны в образовавшихся таким образом вокруг дефектов металлических островках должны влиять на кинетические и термодинамические свойства ВЗП при низких температурах. Из-за этого, в частности, сильно возрастает энергия солитонов.

Задача о пространственных возмущениях ВЗП решается с помощью проинтегрированных по компоненте импульса вдоль проводящих цепочек уравнений для функций Грина [4], обобщенных на случай больших разностей фаз ВЗП между цепочками, с помощью узельного представления Ванье по номерам цепочек. Для простоты использовано приближение сильной связи электрона на цепочке, когда спектр в направлении, перпендикулярном цепочкам, имеет вид  $\epsilon_{\perp} = 2t_{\perp}(\cos ap_y + \cos ap_z)$ ,  $t_{\perp} \ll \Delta$ . В равновесном случае достаточно найти запаздывающую и опережающую функции Грина  $g^R$  и  $g^A$ , являющиеся матрицами по индексу, относящемуся к двум листам поверхности Ферми квазиодномерного проводника при  $+p_F$  и  $-p_F$ , и по номеру цепочки  $n$ . Решения уравнений имеют два характерных масштаба длин вдоль цепочек: малый, порядка длины корреляции  $\xi = \hbar v_F/\Delta$ , и макроскопический, который определяется большими длинами спада-

ния возмущений фазы и электрического потенциала  $\Phi$ . Плавные решения, соответствующие последнему масштабу, можно найти в квазиклассическом приближении, причем при достаточно малом времени рассеяния импульса ( $\tau \ll \Delta/t_{\perp}^2$ ) эти уравнения остаются справедливыми, и когда отклонение локального значения химического потенциала от положения равновесия в середине запрещенной зоны настолько велико, что локальное отклонение химического потенциала  $\mu$  достигает края энергетической щели. С помощью квазиклассического приближения получены уравнения, связывающие градиенты фазы с электрическим полем и сдвигом химического потенциала (равного в равновесии сдвигу электрического потенциала), и вычислена плотность заряда, которая подставляется в уравнение Пуассона. В результате была получена система уравнений, связывающих фазы и потенциалы на различных цепочках. В пределе  $|\mu| \ll \Delta$  эти уравнения сводятся к общепринятым уравнениям [14], используемым для описания локальных возмущений фазы в линейном приближении по потенциалу. Мы решали полученные уравнения численно [16] и аналитически [15] для упрощенного модельного вида взаимодействия. Оказалось, что, хотя количественно результаты и зависят от конкретного расположения цепочек, их качественный вид одинаков в разных моделях.

Основные результаты расчетов можно сформулировать следующим образом. При нулевой температуре характерная длина спада возмущений фазы вдоль

проводящих цепочек равна  $\hbar v_F / (t_{\perp} \sqrt{\zeta})$ , а сдвиг химического потенциала  $\mu$  от середины щели при возмущении фазы на одной из цепочек до величины порядка  $\pi$  по порядку величины равен  $t_{\perp} / \sqrt{\zeta}$ , где  $\zeta = 1 / (\kappa d)^2 \equiv \hbar v_F / 8e^2$  описывает отношение энергии Ферми к кулоновской энергии. Здесь  $\kappa$  — обратный радиус экранирования Томаса–Ферми в металлическом состоянии, а  $d$  — расстояние между проводящими цепочками. Для типичных значений  $v_F = 2 \times 10^7 \text{ см}^{-1}$   $\zeta \approx 10^{-2}$ . Малость параметра  $\zeta$  приводит к большим сдвигам  $\mu \sim \Delta$  и к большой энергии фазового солитона. Таким образом, при  $T = 0$  и выполнении условия  $\zeta \Delta^2 / t_{\perp}^2 < b$  (где  $b = O(1)$  зависит от расположения цепочек и диапазона взаимодействия между цепочками) около центров сильного пиннинга (значение фазы на которых задается самой примесью) и в центре фазовых солитонов химический потенциал достигает края пайерлсовской щели, т. е. возникает металлический островок. Согласно оценкам следует ожидать выполнения этого условия в типичных проводниках с ВЗП.

При температурах  $T > T_M = O(t_{\perp}^{4/3} / \Delta^{1/3})$  становится достаточно эффективным экранирование электронами, термически возбужденными через щель, и сдвиг  $\mu$  не достигает  $\Delta$ . При дальнейшем повышении температуры экранирование заряда, созданного возмущением фазы ВЗП, становится все более эффективным и сдвиг  $\mu$  становится еще меньше. При этом энергия солитона падает с ростом температуры и зависит от знака его заряда, причем меньше энергия у солитона, заряд

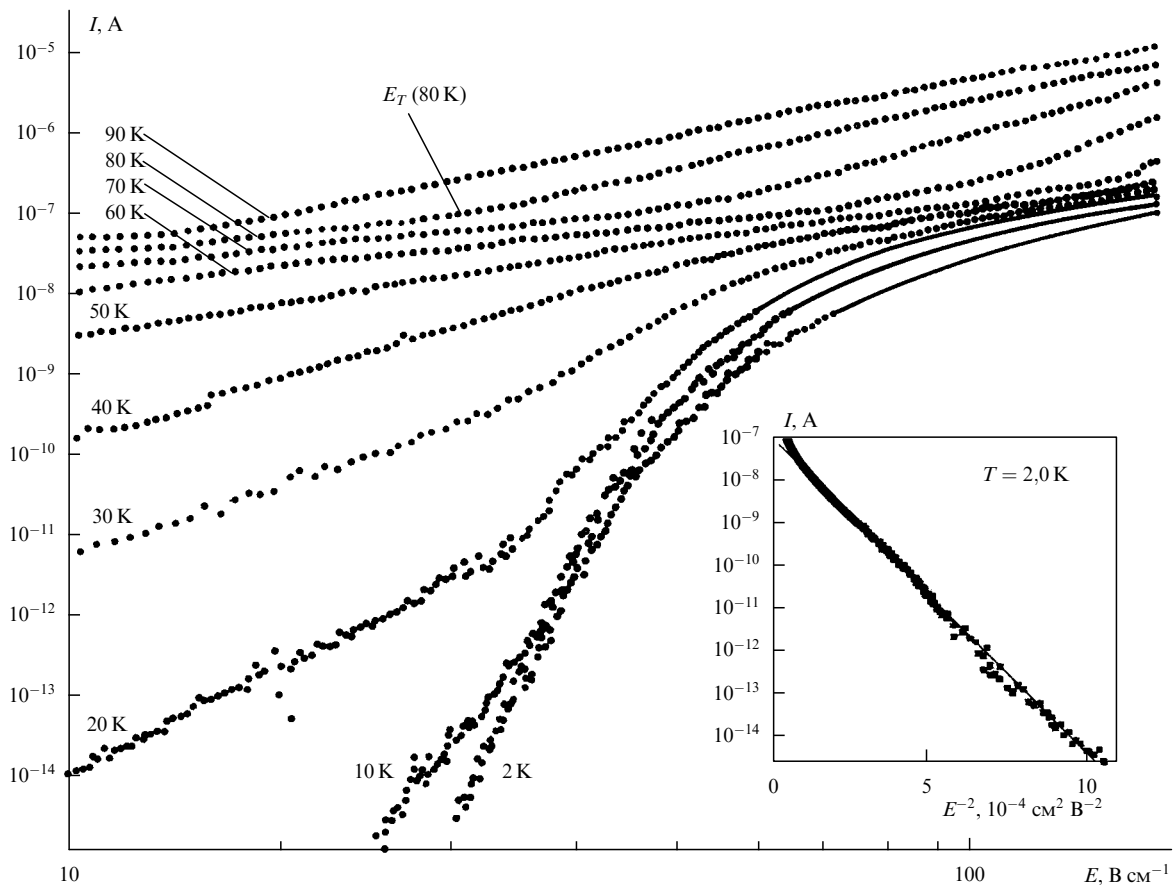


Рис. 1. Температурная эволюция формы вольт-амперных характеристик тонкого образца  $\text{TaS}_3$  (площадь поперечного сечения  $10^{-2} \text{ мкм}^2$ ). Вертикальная стрелка показывает пороговое поле начала скольжения ВЗП при 80 К. На вставке приведена зависимость нелинейного тока от  $1/E^2$  при  $T = 2 \text{ К}$ . Данные работы [18].

которого противоположен знаку основных одноэлектронных носителей заряда. Значит, при смене механизма проводимости с одноэлектронного на солитонный (или, если проводимость начинает определяться крипом ВЗП, который можно описать движением солитонов между центрами пиннинга [17]) должна произойти смена знака основных носителей заряда, что может служить объяснением наблюдаемой смены знака термо-ЭДС при понижении температуры.

### 3. Квантовый крип ВЗП

В тонких образцах TaS<sub>3</sub> с сечением порядка 10<sup>-1</sup> мкм<sup>2</sup> наблюдается необычная температурная зависимость нелинейной проводимости, свидетельствующая о проявлении квантовых свойств в движении ВЗП [18]. При температурах  $T > 10$  К свойства таких образцов мало отличаются от свойств образцов обычных размеров. Так, при понижении температуры ниже 100 К пороговое поле начала скольжения ВЗП  $E_T$  быстро возрастает и значительно превышает 100 В см<sup>-1</sup> при  $T < 50$  К (рис. 1). При этом на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) при  $E < E_T$  появляется дополнительная нелинейность. При  $T > 20$  К температурные зависимости нелинейного тока (рис. 2) имеют активационный вид,  $\ln I \propto 1/T$ , с энергией активации  $W = d \ln I / d(1/T)$ , зависящей от электрического поля.

В области же низких температур нелинейная проводимость тонких образцов ведет себя иначе, чем в образ-

цах обычных размеров. Так, ниже 10 К практически исчезает температурная зависимость нелинейного тока ВЗП (см. рис. 2), а сама ВАХ быстро приближается к предельной кривой, описываемой выражением

$$I \propto \exp \left[ - \left( \frac{E_0}{E} \right)^2 \right] \quad (1)$$

(вставка к рис. 1), где  $E_0 \sim 10^3$  В см<sup>-1</sup>. Оказывается, что при  $T \rightarrow 0$  нелинейный ток стремится к постоянному ненулевому значению (см. вставку к рис. 2). Это свидетельствует о проявлении дополнительного канала преодоления энергетического барьера, препятствующего движению ВЗП. Так как вероятность преодоления барьера (ток ВЗП является мерой такой вероятности) оказывается конечной при  $T = 0$ , то естественно предположить, что преодоление барьеров происходит за счет туннелирования.

Для тонких образцов характерен высокий уровень шумов в области нелинейной проводимости при низких температурах. Детальное изучение шумов [18] показало, что, например, в образце сечением 10<sup>-2</sup> мкм<sup>2</sup> ток переносится небольшими порциями порядка 10<sup>6</sup> электронов, которые приходят нерегулярно во времени, а в промежутках между приходом отдельных порций ток близок к нулю. Это свидетельствует о том, что имеет место коллективный эффект и что перенос тока осуществляется за счет некоторого случайного процесса. Наибо-

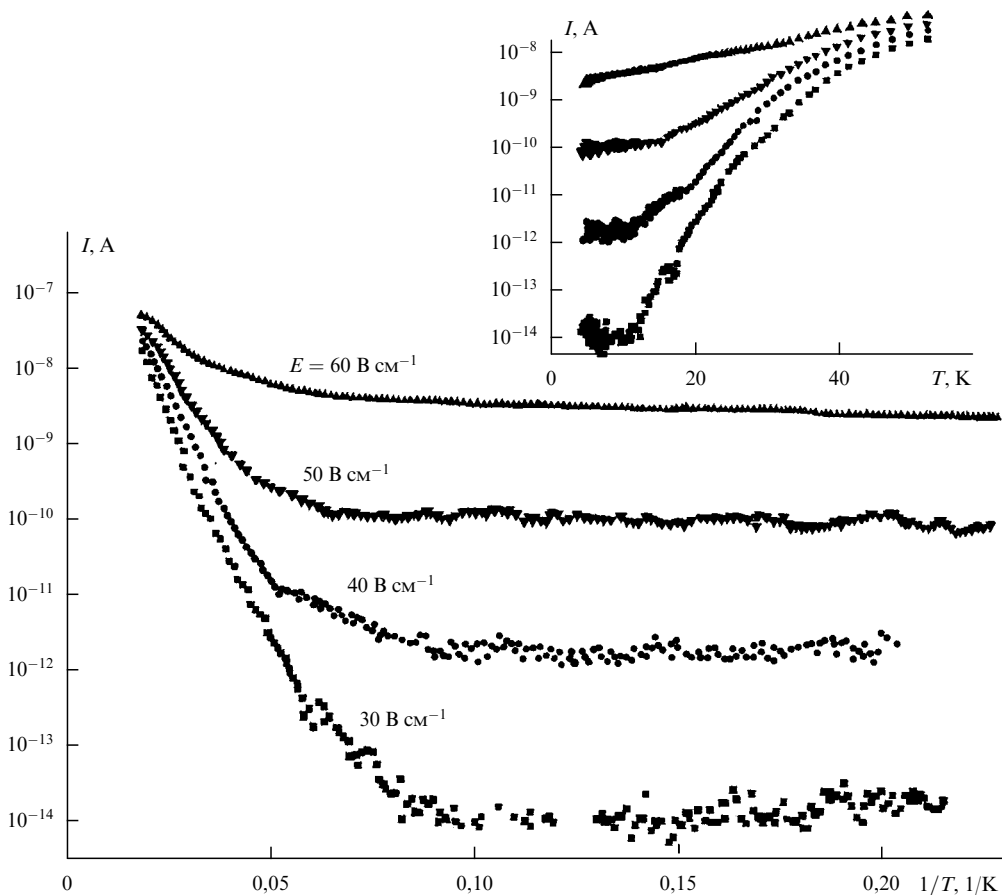


Рис. 2. Зависимости нелинейного тока того же образца TaS<sub>3</sub>, что и на рис. 1, от обратной температуры. Цифрами указано значение электрического поля. На вставке те же данные перестроены как функция температуры. Данные работы [18].

более вероятным представляется объяснение, что наблюдается крип (пространственно неоднородное движение ВЗП в поле сил пиннинга), термически активированный при  $T > 10$  К и квантовый при более низких температурах. Существенно также то, что такое движение захватывает все поперечное сечение образца, а это может быть описано и как движение доменных стенок, перекрывающих поперечное сечение образца.

Такое поведение нелинейной проводимости тонких образцов отличается от поведения образцов  $TaS_3$  обычных размеров. Эффект уменьшения наклона  $d \ln I / d(1/T)$  при температуре ниже 20 К хорошо известен для образцов обычных размеров. В то же время характер низкотемпературной проводимости образцов обычных размеров иной. В частности, в [20] сообщалось о наблюдении активационной зависимости нелинейной проводимости при  $T < 20$  К, что предполагает, что  $I(T) \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow 0$ .

В настоящее время известна модель, приводящая к ВАХ, описываемым уравнением (1), — это процесс проскальзывания фазы за счет туннельного зарождения дислокационной петли критического радиуса [21]. Аналогичный результат был также получен Маки [22]. Обе модели предлагались для объяснения экспериментальных результатов [18].

#### 4. Эффект поля

Недавно удалось изготовить структуры, аналогичные структуре МДП транзистора, в которых проводящий канал изготовлен из квазиодномерного проводника [23]. Как и в обычном полевом транзисторе, подача напряжения на затвор такой структуры приводит к возникновению электрического поля между каналом (тонким кристаллом квазиодномерного проводника) и затвором. Это поле проникает в квазиодномерный проводник и экранируется на длине порядка 10 Å. В металлическом состоянии (т.е. при температуре выше температуры пайерлсовского перехода) отклик таких структур на изменение напряжения на затворе сравнительно небольшой, порядка 1 % для образца сечением  $10^{-3}$  мкм<sup>2</sup>, связан с изменением концентрации носителей тока под действием поперечного электрического поля и близок к ожидаемому значению [23]. При температуре ниже температуры перехода в экранировании поперечного поля принимает участие и ВЗП, что делает поведение данной системы более сложным и богатым по сравнению с поведением обычных полевых транзисторов. Рис. 3 дает представление как о характере изменения нелинейной проводимости при изменении напряжения на затворе, так и о величине эффекта. Наиболее удивительно, что отклик ВЗП на изменение напряжения на затворе оказывается гораздо больше, чем отклик квазичастиц. В частности, изменяя напряжение на затворе, можно включать/выключать движение ВЗП (см. рис. 3), в то время как линейная проводимость не испытывает существенного изменения. Подобное изменение нелинейной проводимости наблюдается также и в  $TaS_3$  [23].

В настоящее время отсутствует исчерпывающее объяснение обнаруженного эффекта. Теоретически эффект поля в квазиодномерных проводниках рассматривался Матвеевко и Бразовским [24] еще до проведения экспериментальных исследований [23]. Ими было показано, что ВЗП участвует в экранировании поперечного электрического поля из-за появления дислокаций ВЗП.

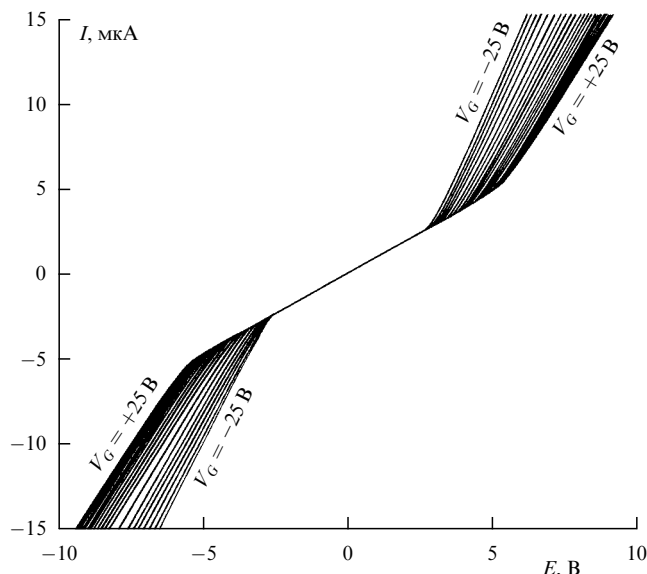


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики образца  $NbSe_3$  сечением  $1,1 \times 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup> при температуре 30 К и при изменении напряжения на затворе от  $-25$  до  $25$  В с шагом  $2,5$  В. Данные работы [23].

Участие ВЗП в экранировании поперечного поля подтверждается результатами измерений температурной зависимости линейного отклика [23], который слабо изменяется при образовании ВЗП. В то же время возможное влияние дислокаций на кинетику ВЗП не является определяющим, так как наблюдаемый эффект является нечетным по величине поля на затворе, тогда как концентрация дислокаций должна быть четной функцией напряжения на затворе. По-видимому, основной вклад в обнаруженный эффект связан с модуляцией параметра порядка ВЗП при изменении концентрации электронов в области экранирования [23], хотя проведение количественных расчетов в настоящее время затруднительно из-за неопределенности ряда параметров.

#### 5. Заключение

Таким образом, материалы с ВЗП наряду с обычной одноэлектронной проводимостью обладают механизмом проводимости, связанным с коллективными степенями свободы, описывающими движение и деформацию электронного кристалла — ВЗП. Этими степенями свободы можно управлять с помощью внешних полей — можно изменять как проводимость, связанную с движением ВЗП, так и концентрации электронов и дырок, воздействуя на одночастичный механизм проводимости. Многие свойства проводников с ВЗП уже довольно хорошо изучены, но в то же время остается много принципиальных вопросов, требующих выяснения. К таковым прежде всего относятся поведение ВЗП при низких температурах и свойства твердотельных структур, включающих в себя квазиодномерные проводники с ВЗП.

#### Список литературы

1. Grüner G *Density Waves in Solids* (Reading: Addison-Wesley, 1994)
2. *Charge Density Waves in Solids* (Eds L Gor'kov, G Grüner) (Amsterdam: Elsevier Science, 1989)

3. Lee P A, Rice T M *Phys. Rev. B* **19** 3970 (1979)
4. Артеменко С Н, Волков А Ф *ЖЭТФ* **81** 1872 (1981); Chapter 9 in [2]
5. Takoshima T et al. *Solid State Commun.* **35** 911 (1980)
6. Higgs A W, in *Springer Lecture Notes in Physics* (Eds G Hutirai, J Solyom) **217** p. 422 (1985)
7. Smontara A et al. *J. Phys. Condensed Matter* **4** 3273 (1992)
8. Yang Jie, Ong N P *Phys. Rev. B* **44** 1991 (1991)
9. Kriza G et al. *Solid State Commun.* **79** 811 (1991)
10. Nad F Ya, Monceau P *Solid State Commun.* **87** 13 (1993); *Synth. Metals* **70** 1255 (1995)
11. Volkov A F *Phys. Lett. A* **182** 433 (1993)
12. Larkin A, Brazovskii S *Solid State Commun.* **93** 275 (1995)
13. Horovitz B, Krumhansl J A, Domany E *Phys. Rev. Lett.* **38** 778 (1977)
14. Бразовский С А, Матвеев С И *ЖЭТФ* **99** 887 (1991)
15. Артеменко С Н, Гляйсберг Ф *Письма в ЖЭТФ* **61** 762 (1995)
16. Artemenko S N, Gleisberg F *Phys. Rev. Lett.* **75** 497 (1995)
17. Ларкин А И *Письма в ЖЭТФ* **105** 1793 (1994)
18. Zaitsev-Zotov S V *Phys. Rev. Lett.* **71** 605 (1993); **72** 587 (1994)
19. Itkis M E, Nad F Ya, Monceau P *J. Phys. Cond. Matter* **2** 8327 (1990)
20. Duan Ji-Min *Phys. Rev. B* **48** 4860 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **72** 586 (1994)
21. Maki K *Phys. Lett. A* **202** 313 (1995)
22. Adelman T L, Zaitsev-Zotov S V, Thorne R E *Phys. Rev. Lett.* **74** 5264 (1995)
23. Matveenko S, Brazovskii S *Synth. Metals* **55–57** 2696 (1993)

PACS numbers: 75.80. +q

## Гигантское магнетосопротивление, спин-переориентационные переходы и макроскопические квантовые явления в магнитных наноструктурах

В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, А.Ф. Попков

### 1. Введение

Традиционно развитие магнетизма вообще и исследование новых магнитных материалов в особенности в значительной мере стимулируют изобретение и разработку новых устройств магнитной памяти.

Развитие технологии в последнее время позволило создавать ультратонкие пленки с практически совершенной кристаллической структурой и конструировать на их основе принципиально новые магнитные материалы: магнитные мультислойные структуры и сверхрешетки. Открытие эффекта гигантского магнетосопротивления в таких системах дало прежде всего мощный импульс работам по созданию сверхплотной памяти на магнитных носителях (10 Гбит×дюйм<sup>-2</sup> к 2010 г.) [44]. Новые технологии с применением электронно-лучевой литографии [42] позволяют создавать магнитные столбики диаметром 35–75 нм с периодом 50–100 нм в немагнитной матрице, обеспечивая плотность вертикальной записи до 65 Гбит дюйм<sup>-2</sup>. Однако достигнутый на данный момент прогресс в создании низкоразмерных магнитных структур делает реальными и другие их применения, более близкие к тем задачам, которые традиционно выполняет полупроводниковая электроника. Это связано с тем, что полупроводниковая электроника уже вплотную приближается к своим физическим пределам, в частности, по рассеиваемой мощности. В некоторых случаях использования магнитных нано-

структур (например, рассеивающего меньшую мощность спинового транзистора), возможно, позволит продвинуться дальше [45].

Другим направлением, позволяющим снизить до предела рассеиваемую мощность, является идея обратимых квантовых компьютеров.

Согласно идее Фейнмана в таком компьютере каждому элементу алгебры логики может быть поставлен в соответствие свой гамильтониан в пространстве состояний бистабильной системы, которые отвечают соответствующим информационным единицам. Вычисления выполняются по законам эволюции состояний квантовой механики в соответствии с решением уравнения Шрёдингера:

$$\psi(t) = \exp(-i\hat{H}t)\psi(0),$$

которое обратимо во времени и не сопровождается потерями информации. Эта идея подходит к бистабильным состояниям элементарных спинов. В последнем случае облегчается задача связи элементарных состояний с макромиром, т.е. ввода и вывода информации.

Простой пример реализации логических операций в подходе Фейнмана — частица легкоплоскостного ферромагнетика, которая при включении магнитного поля приходит в состояние прецессии с частотой  $\omega_h = \gamma H$ . За полупериод прецессии осуществляется логическая операция отрицания "НЕ", так как состояние частицы меняется на противоположное. Если поле прецессии создается полями рассеяния от двух противоположенных соседних частиц на равном расстоянии, то в зависимости от их состояния поля на частице складываются либо вычитаются и за полупериод прецессии в суммарном поле осуществляется логическая операция управляемого "НЕ". Из цепочек спинов можно сконструировать логический автомат с заданной функцией алгебры логики. При этом требуется параллельный контроль времени ввода и вывода информации, который может выполнять бегущая по цепочке волна опрокидывания магнитного момента — магнитный солитон.

Роль бистабильной двухуровневой системы в фейнмановском компьютере может играть мезоскопический спин магнитоанизотропной частицы с энергетически вырожденными состояниями равновесия. Основное состояние такой частицы расщепляется благодаря макроскопической квантовой когерентности спинов. Удобнее оперировать, однако, не с собственными функциями основного и возбужденного состояний, а с когерентными состояниями поляризации намагниченности вдоль двух эквивалентных направлений. Благодаря сильной экспоненциальной зависимости частоты туннелирования от высоты потенциального барьера  $\Gamma = \exp[-U(H)/\hbar\Omega_0]$ , можно предложить элементы логики, основанные на параметрическом уменьшении высоты барьера в эффективном поле подмагничивания (дипольного либо обменного), действующего со стороны соседних частиц. Экспоненциальная зависимость скорости туннелирования уменьшает вероятность ошибки вывода правильной информации в многоходовых элементах типа дважды управляемого "НЕ" по сравнению с резонансными элементами, рассмотренными выше.

Хотя выше мы касались, в основном, возможных практических применений магнитных наноструктур, не менее интересен и другой аспект: такие системы, имея