

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

---

На правах рукописи

Костарев Виталий Алексеевич

**Особенности андреевского отражения  
для систем с инверсией спектра**

010900 – прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа  
магистра естественных наук

Научный руководитель -  
доктор физико-математических наук  
Девятов Эдуард Валентинович

Черноголовка 2017

# Оглавление

Введение .....	2
Двойные квантовые ямы InAs/GaSb .....	4
Описание образцов.....	4
Описание эксперимента.....	6
Экспериментальные результаты .....	7
Двойные квантовые ямы GaSb/InAs с различной шириной InAs.....	10
Описание образцов.....	10
Описание эксперимента.....	10
Экспериментальные результаты .....	11
Обсуждение результатов.....	13
Заключение .....	15
Литература: .....	16

## Введение

Недавний интерес к двойным квантовым ямам InAs/GaSb в основном связан с двумерными топологическими изоляторами [1-3]. Аналогично квантовым ямам CdTe/HgCdTe структура с инверсией зон [4, 5] может быть реализована в InAs/GaSb двойных квантовых ямах при некоторых параметрах роста [6-11]. Для 10 нм GaSb ямы, спектр с зоной инверсии  $\delta$  получается при ширине InAs квантовой ямы равной 12 нм [6-11], (рис. 1). Структура с более узкой ямой InAs (10 нм) образует двумерный прямозонный полупроводник, а более широкой (14 нм) двумерный полуметалл. По сравнению с хорошо известной системой CdTe/HgCdTe, двойные квантовые ямы InAs/GaSb более стабильны и технология их производства хорошо отработана.

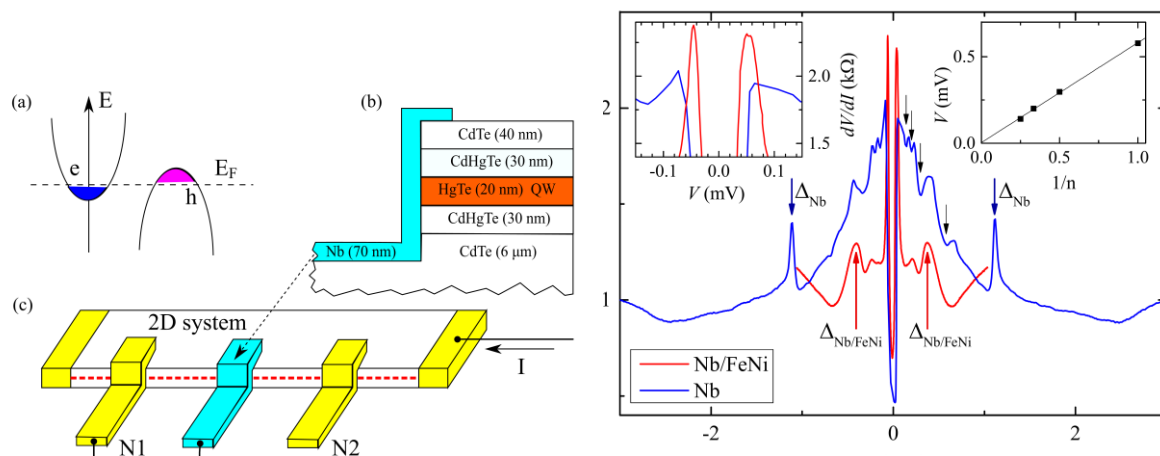
Различные коррелированные системы с инверсией зон могут демонстрировать нетривиальные физические явления вблизи сверхпроводника. В топологических изоляторах [1-3] можно достичь режима топологической сверхпроводимости [12, 13]. В случае вейлевского в контакте со сверхпроводником наблюдается зеркальное андреевское отражение [17, 18].

Андреевское отражение [19] допускает перенос заряда с энергиями внутри сверхпроводящей щели из нормального металла (N) в сверхпроводник (S). Электрон проходит через поверхность NS интерфейса, образуя куперовскую пару с электроном из объема сверхпроводника, отражая при этом дырку обратно в нормальный металл [19, 20]. Обычно отраженная дырка остается в зоне проводимости нормального металла [19], однако в некоторых особых случаях дырка может попасть в валентную зону, такой эффект известен как зеркальное андреевское отражение [17, 18], недавно экспериментально обнаруженное в графене [21].

Для некоторых сверхпроводящих и ферромагнитных металлов контакт с двумерными системами может быть реализован в виде бокового контакта к краю мезы [22-24]. Боковой сверхпроводящий контакт прилегает к краю двумерной системы, транспортные свойства которого определяются краевым потенциалом [25, 26]. Так как андреевское отражение сильно зависит от рассеяния на NS интерфейсе [27], можно достичь различных режимов транспорта путем изменения высоты края мезы [28].

Предпосылкой для исследования двойных квантовых ям InAs/GaSb в контакте со сверхпроводником стала работа [22], в которой изучался транспорт на краю квантовой ямы - двумерного полуметалла CdTe/HgTe/CdTe шириной 20 нм. Эксперименту с HgTe предшествовали теоретические работы [34,35], которые описывали коррелированный транспорт электронов и дырок через границу между сверхпроводником и квантовой ямой. Предполагалось, что вблизи края квантовой ямы электроны и дырки взаимодействуют с образованием конденсата экситонов что влияет на вероятность прохождения заряда через границу [36] и экспериментально может быть обнаружено по зависимости сопротивления NS интерфейса вблизи нулевого напряжения внутри сверхпроводящей щели.

В 20 нм квантовой яме HgTe потолок валентной зоны находится выше дна зоны проводимости и смещен относительно него в k-пространстве (рис. слева). В результате измерений в работе [22] была получена зависимость дифференциального сопротивления от напряжения на интерфейсе (рис. справа).



Сопротивление испытывает провал в окрестности нуля в узком интервале внутри сверхпроводящей щели. Кроме этого внутри щели присутствует набор пиков, положение которых по напряжению удивительным образом соответствует зависимости  $1/n$ , что в других системах связано с многократным андреевским отражением [37], но в данном случае наблюдается на одиночном сверхпроводящем контакте. Такое поведение дифференциального сопротивления должно иметь нетривиальное физическое объяснение. Исходно было предположено, что такой центральный провал связан с коррелированным транспортом электронов и дырок на краю квантовой ямы и образованием экситонного конденсата вблизи края в полосе сбалансированных концентраций электронов и дырок. Таким образом обнаружено образование новых энергетических масштабов в андреевском транспорте меньше величины сверхпроводящей щели. Результаты описанной далее работы позволяют взглянуть на механизм образования подобных энергетических масштабов с новой стороны.

# Двойные квантовые ямы InAs/GaSb.

## Описание образцов

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaAs (100). Активный слой состоял из двух квантовых ям: InAs 12,5 нм и GaSb 10 нм. Ширина квантовой ямы InAs была подобрана для достижения инверсии зон (рис. 1) [8]. Квантовые ямы были сделаны между двумя барьерными слоями AlSb толщиной 50 нм. Детальное описание параметров роста можно найти в других работах [29]. Измерением магнетосопротивления было установлено, что двумерная система имеет дырочную проводимость. Подвижность дырков при  $T=4\text{K}$  составляет порядка  $2 \times 10^4 \text{ см}^2/(\text{В с})$  и зарядовая плотность составляет  $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

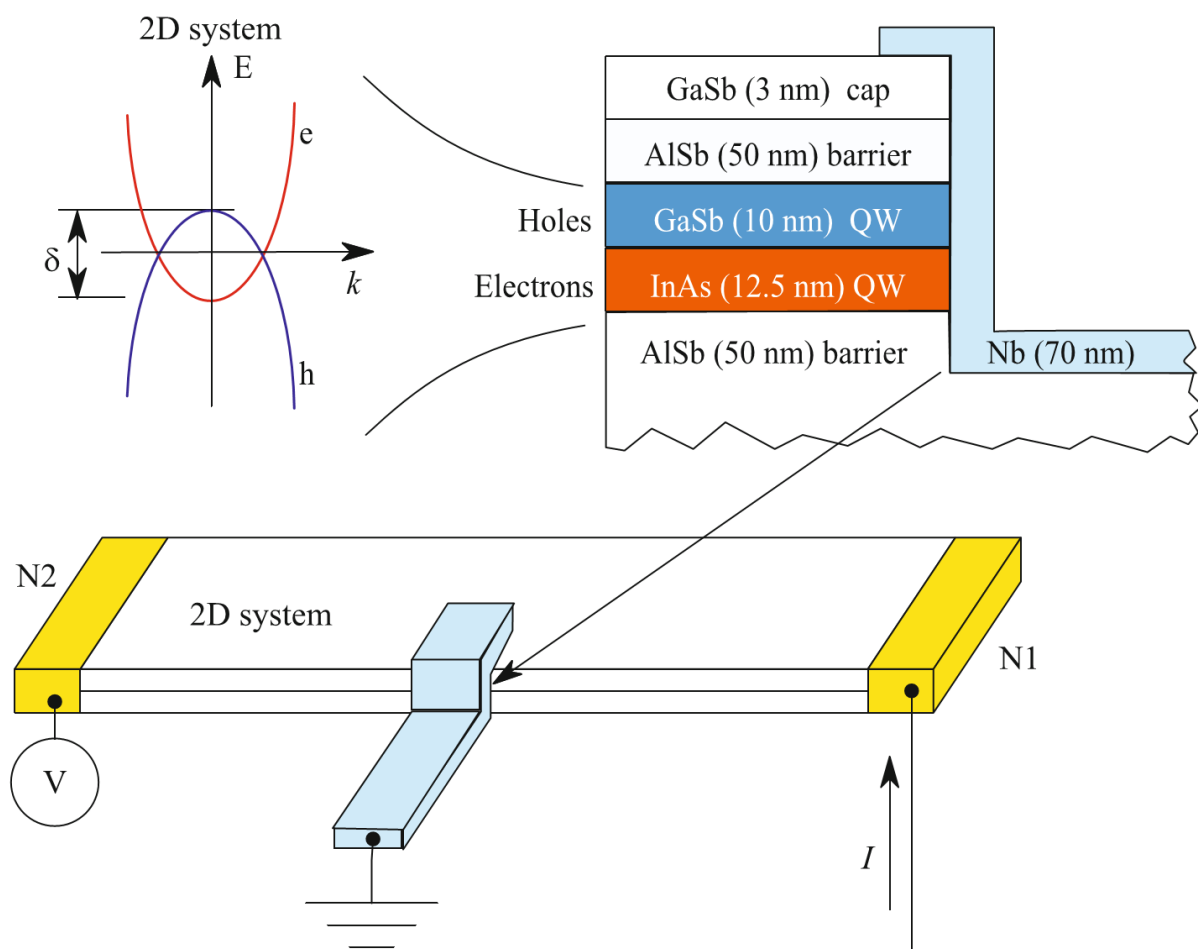


Рисунок 1.

Схематичный вид образца представлен на рис. 1. Межа шириной 100 мкм сформирована жидкостным химическим травлением полирующим травителем. Для того, чтобы реализовать различные режимы транспорта на NS-интерфейсе, образцы различаются глубиной травления.

Неглубокое травление (80нм) проходит лишь немного глубже нижней границы квантовой ямы. На образцах с глубоким травлением (130нм) удаляются оба барьерных слоя. Предполагается, что изменение высоты края мезы ведет к изменению величины краевого потенциала [28], так как травление происходит не только в вертикальном, но и горизонтальном направлении.

Боковые контакты к краю квантовой ямы InAs/GaSb сделаны путем покрытия края мезы металлической пленкой [22, 24] с небольшим заходом на поверхность мезы (около 2-3мкм) для надежного попадания контактов на край при совмещении маски в процессе фотолитографии. Благодаря наличию верхнего изолирующего слоя AlSb (рис. 1) свойства бокового контакта к двумерной системе не зависят от величины части сверхпроводящей пленки, лежащей на верхней поверхности мезы. Омические контакты изготовлены путем термического распыления золота на тонкий подслой никеля для улучшения адгезии. Такие омические контакты характеризуются постоянным сопротивлением ( $\approx 1$ кОм), не зависящим от тока. При изготовлении сверхпроводящих контактов использовалось напыление магнетроном постоянного тока, чтобы получить пленку ниобия толщиной 70нм на краю мезы. Из пленки методом взрывной фотолитографии получены электроды шириной 10мкм. Для предотвращения деградации подвижности носителей заряда образец поддерживался при комнатной температуре во время магнетронного напыления.

## Описание эксперимента

В данной работе исследовался транспорт заряда через одиночный NS (2D-Nb) контакт методом трехточечного подключения (рис. 1). Сверхпроводящий электрод заземлен и ток подается через один из нормальных омических контактов (N1 на рис. 1), на другом омическом контакте (N2 на рис. 1) измеряется потенциал квантовой ямы.

При подключении трехточечным методом, измеряемый потенциал показывает последовательно соединенные сопротивления заземленного контакта и двумерной системы. В нашем эксперименте преобладает сопротивление контакта, так как сопротивление двумерной системы относительно мало (около 100 Ом при текущей концентрации и подвижности носителей заряда). В таком случае двумерный край эквипотенциален, таким образом измеряемое напряжение отражает поведение конкретного (заземленного) NS интерфейса, поскольку сверхпроводящий ниобиевый электрод имеет нулевое сопротивление. Для экспериментального подтверждения данного вывода производилась проверка инвариантности зависимости потенциала от тока к взаимному расположению токового и потенциального омических контактов.

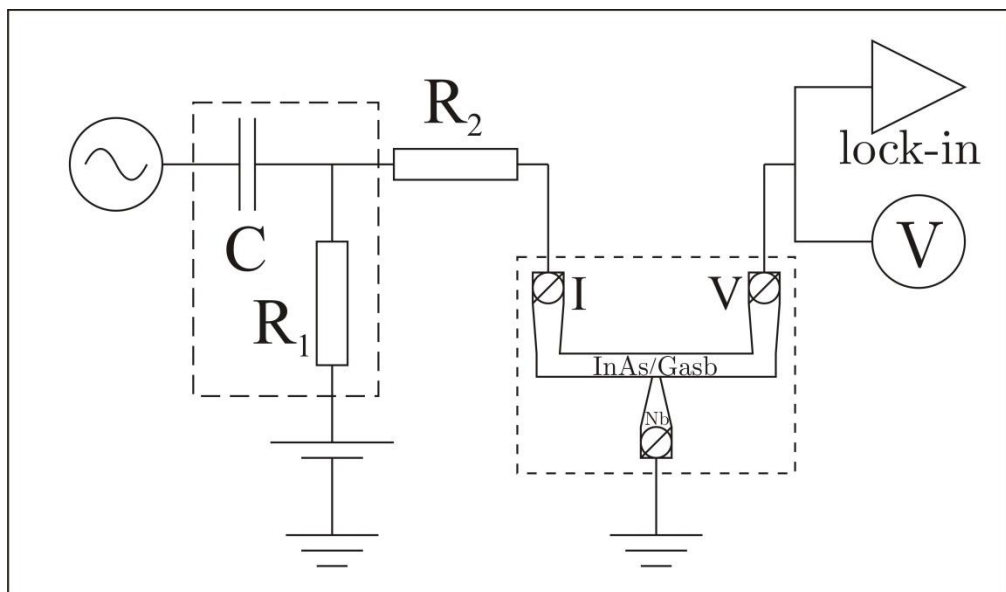


Рисунок 2.

Постоянная составляющая тока изменялась в диапазоне от  $-2\text{ мкА}$  до  $+2\text{ мкА}$ . Для исследования дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$ , постоянная составляющая тока дополнительно модулируется переменной составляющей тока малой амплитуды ( $30\text{ пА}$ ,  $100\text{ Гц}$ ). Измеряются как постоянная ( $V$ ), так и переменная ( $\sim dV/dI$ ) компоненты потенциала двойной квантовой ямы, используя вольтметр и синхронный усилитель (Lock-in) соответственно. Проверено, что сигнал на входе синхронного усилителя не зависит от частоты модуляции в диапазоне от  $60\text{ Гц}$  до  $300\text{ Гц}$ , что определяется применяемыми фильтрами переменного тока. Для определения особенностей системы InAs/GaSb, измерения производились при температуре  $30\text{ мК}$ . Похожие результаты были получены для различных образцов в нескольких циклах охлаждения.

## Экспериментальные результаты

На рис. 3 представлен пример  $dV/dI(V)$  характеристики одиночного SN интерфейса с глубоким (рис. 3а) и неглубоким травлением мезы (рис. 3б). В обоих случаях сверхпроводящая щель  $\Delta_s \approx \pm 0,5\text{ мВ}$  (обозначена двумя тонкими вертикальными линиями) легко различима. Для ниобиевых пленок, полученных в ходе изготовления образцов ширина сверхпроводящей щели значительно меньше, чем для объемного ниобия  $\Delta_{\text{Nb}} \approx \pm 1,15\text{ мВ}$  из-за плохого вакуума в установке напыления и низкой чистоты пленки. Легко видеть, что сопротивление внутри сверхпроводящей щели конечно, что возможно только при наличии андреевского отражения [19, 20].

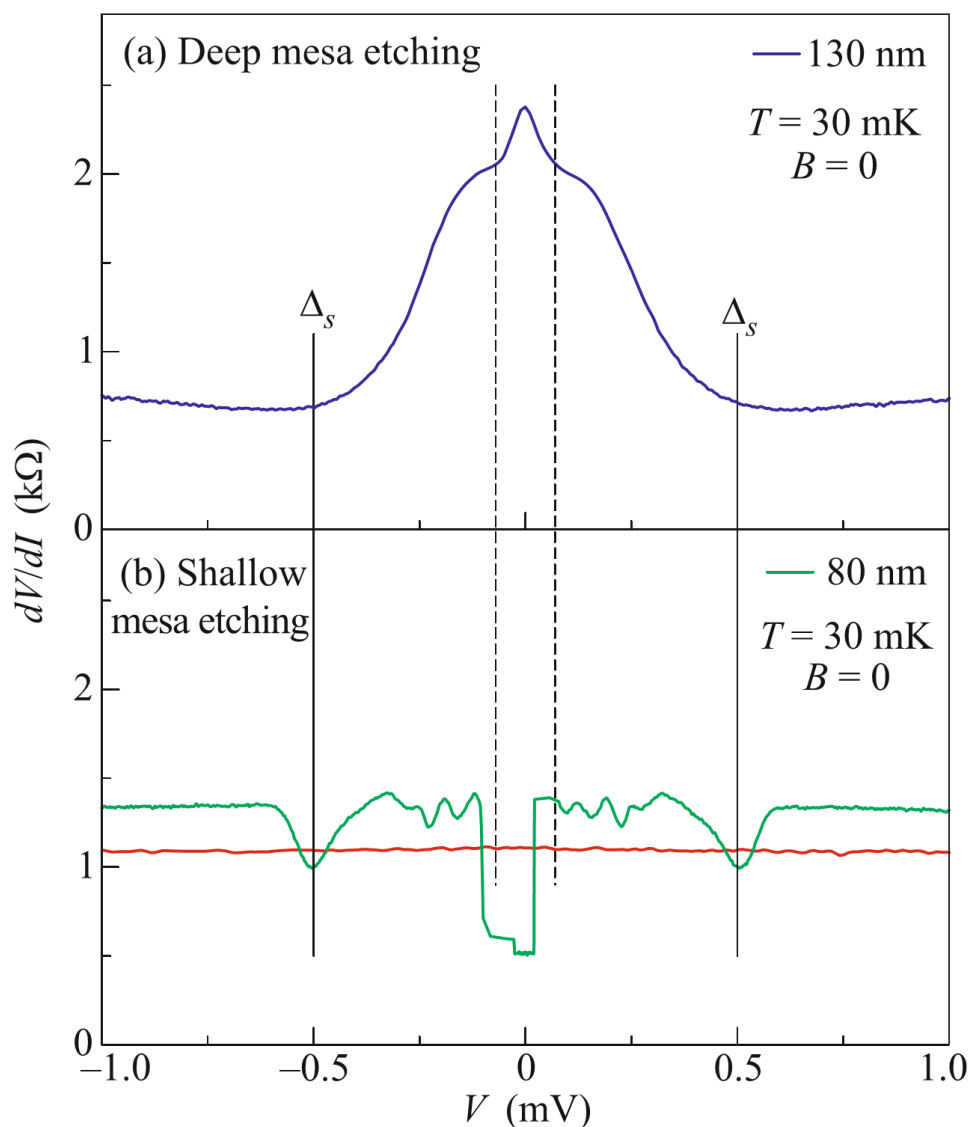


Рисунок 3.

Количественное различие между  $dV/dI(V)$  на рис 3а и 3б подтверждает нашу основную идею о различных режимах транспорта на NS интерфейсе. Краевой потенциал сильнее для более глубокого травления [28], что проявляется в различных режимах [27] рассеяния в андреевском отражении.



- a) В случае глубокого травления сопротивление внутри щели  $R_{\max}=2\text{кОм}$ , превышает нормальное сопротивление  $R_N=0,75\text{кОм}$ , это свидетельствует о том, что одночастичное рассеяние существенно на границе Nb-2D. Оценка прозрачности интерфейса дает  $T\approx 0,37$ , что соответствует величине барьера по ВТК [27]  $Z\approx 1,3$ .
- b) В случае неглубокого травления граница Nb-2D значительно более прозрачна по ВТК [27], так как сопротивление падает практически вдвое ниже нормального (рис. 3b), то есть  $T \approx 1$ .

Специфика InAs/GaSb двумерных систем, по-видимому, проявляется в узком интервале напряжений  $\pm 0,07\text{мВ}$  в окрестности нулевого напряжения, указанный интервал обозначен на рисунке двумя пунктирными линиями. В случае глубокого травления мезы, сопротивление внутри сверхпроводящей щели увеличивается в данном узком интервале. В случае неглубокого травления, сопротивление внутри щели падает значительно ниже нормального сопротивления  $R_N=1,3\text{кОм}$ . Падение происходит в интервале такой же ширины  $0,14\text{мВ} \ll \Delta_s$ . Характер андреевского отражения в этом случае стремится к идеальному режиму транспорта без рассеяния [19, 20, 27]. Интервал несколько асимметричен из-за гистерезиса по направлению изменения постоянной составляющей тока вблизи нуля. На рис. 3b также видно линейность сопротивления для нормального омического контакта. В этом случае аномалии сопротивления отсутствуют.

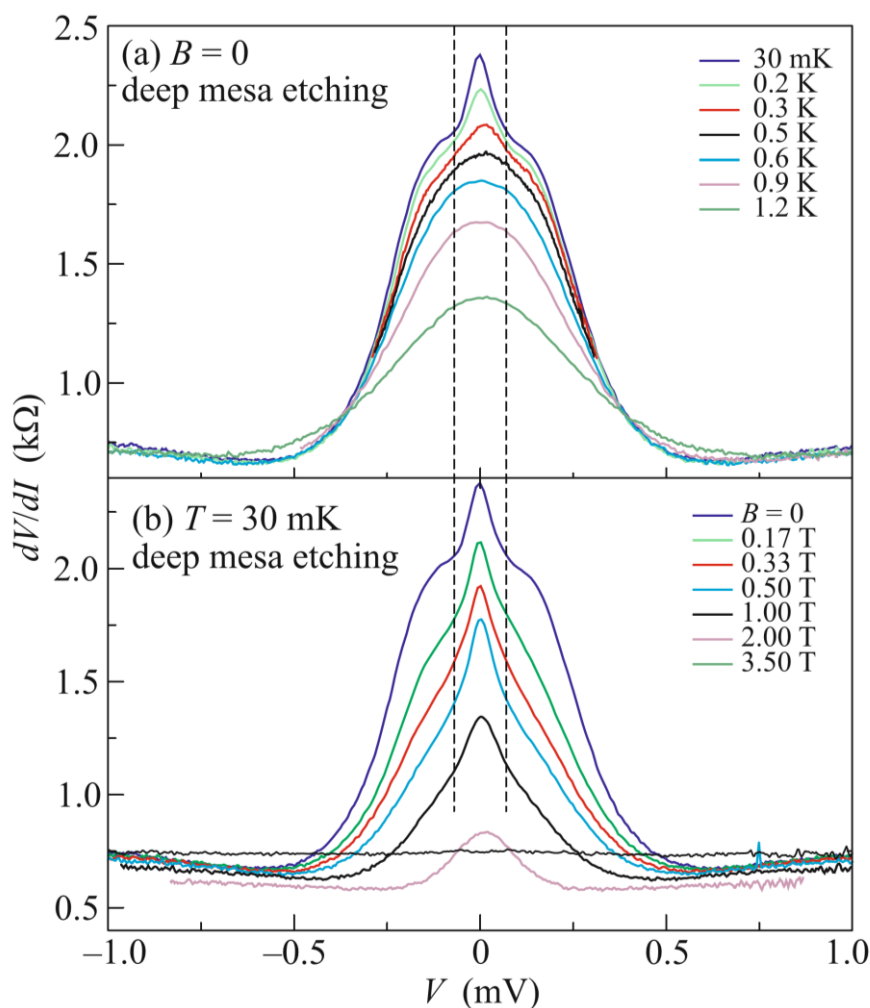


Рисунок 4.

На рис. 4 показано подавление сверхпроводимости при повышении температуры и увеличении параллельного магнитного поля для образцов с глубоким травлением мезы. В диапазоне температур от 30мК до 1,2К сверхпроводимость не подавляется полностью, но в магнитных полях выше критического (2,1Тл) сопротивление проявляет омический характер, что показывает, что нелинейное поведение ниобиевого контакта действительно вызвано эффектами сверхпроводимости. Аномальный пик сопротивления при малых значениях напряжения исчезает раньше: он не наблюдается уже при температурах выше 0,5К и в магнитных полях больше 1Тл (рис. 4а и 4b соответственно).

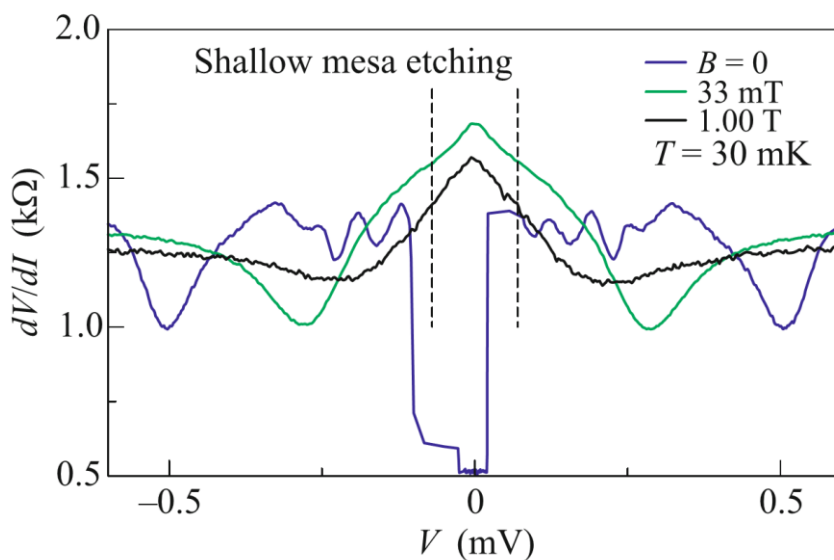


Рисунок 5.

Аналогичное температурное подавление наблюдается для образца с неглубоким травлением (рис. 5), но зависимость от магнитного поля более сложная. На рис. 5 показано, что уже малое ( $\approx 33\text{мТл}$ ) магнитное поле меняет характер зависимости дифференциального сопротивления от напряжения внутри узкого интервала внутри сверхпроводящей щели. Провал сопротивления переходит в пик внутри такого же интервала  $\pm 0,07\text{мВ}$ , как и для образца с глубоким травлением. Пик в этом интервале исчезает полностью в магнитном поле 1Тл.

# Двойные квантовые ямы GaSb/InAs с различной шириной InAs

## Описание образцов

Для исследования связи поведения дифференциального сопротивления с зонной структурой квантовых ям во второй части работы были изготовлены образцы с различной шириной квантовой ямы InAs (рис. 6) [33]. В отличие от образцов в предыдущей части работы квантовая яма GaSb лежала ниже квантовой ямы InAs. Также новые образцы отличались от предыдущих проводящей подложкой, выполняющей роль нижнего затвора для управления концентрацией носителей заряда. Сверхпроводящие боковые контакты к квантовым ямам толщиной 110 нм были изготовлены из индия термическим распылением в вакууме. Индий был выбран по причине простоты напыления и высокой чистоты пленки. Соединение контактов на образце с контактами на держателе было выполнено алюминиевой проволокой при помощи ультразвуковой сварки со стороны держателя и пайки индиевым припоем со стороны образца. Параметры слоев указаны на рис. 6. Травление мезы производилось на глубину 80 нм, как и в образце с неглубоким травлением в первой части работы. Были исследованы образцы с различной шириной квантовой ямы InAs. Зонные структуры [8] квантовых ям изображены на рис. 6.: прямозонный полупроводник - 10 нм (рис. 6а), квантовая яма с инверсией зон - 12 нм (рис. 6б) и двумерный полуметалл - 14 нм (рис. 6с). По магнетосопротивлению было установлено, что в образце с инверсией зон носителями заряда являются дырки, а в двумерном полуметалле - электроны. Подложка образцов была изготовлена из проводящего GaAs n-типа, что позволяло использовать ее в качестве полевого затвора.

## Описание эксперимента

Для исследования транспорта на границе двойных квантовых измерялась зависимость дифференциального сопротивления от напряжения на интерфейсе по той же схеме, что на рис. 2, отличие было лишь в использовании индиевого сверхпроводящего контакта. Температура изменялась в интервале от 30 мК до 1,2 К. Измерения проводились как в перпендикулярном, так и в параллельном поле. В отличие от предыдущих образцов, работа с магнитными полями была усложнена малым критическим полем индия, что требовало точной компенсации магнитного потока замороженных вихрей в соленоиде для достижения нулевого поля. Образцы исследовались на влияние затвора в диапазоне напряжений близких к началу утечки. Напряжение на затворе измерялось при помощи электрометра.

## Экспериментальные результаты

В ходе эксперимента были получены зависимости дифференциального сопротивления интерфейса от напряжения для трех типов квантовых ям. В зависимости сопротивления прямозонного полупроводника (рис. 6а) не ожидалось увидеть каких либо особенностей внутри щели, что подтвердилось экспериментально. Зависимость, полученная в ходе измерений характерна для обычного андреевского отражения с низкой прозрачностью барьера (ВТК). Положение сверхпроводящей щели сложено различить на кривой дифференциального сопротивления, поэтому параметры щели были определены по кривым для других типов квантовых ям, где края щели четко различимы. Ширина щели соответствует ожидаемому для индия значению около 0,5 мВ.

Для образца с шириной InAs квантовой ямы 12 нм (рис. 6b) внутри щели наблюдается узкая особенность, пик полушириной порядка  $\pm 0,1 \text{ мВ} < 0,5 \text{ мВ}$ . Характер пика сопротивления внутри щели чрезвычайно похож на зависимость для образца с другим порядком расположения квантовых ям и глубоким травлением, исследованного ранее (рис. 1,3а). Также стоит отметить, что сопротивление, измеренное для образца с шириной InAs квантовой ямы 12 нм, превышает сопротивления образцов с ямами 10 нм и 14 нм (рис. 6с) на 2 порядка. Относительно высокое сопротивление может означать, что уровень Ферми лежит в щели спектра на границе образца, что согласуется с ожидаемым поведением для топологического изолятора.

Образец с шириной InAs ямы 14 нм (рис. 6с) демонстрирует провал сопротивления в узком интервале внутри сверхпроводящей щели, очень похожая зависимость наблюдалась на HgTe квантовой яме в работе [22] для двумерного полуметалла (рис. 8). В частности наблюдается сходство центрального провала сопротивления и общей картины пиков. Легко видеть, что характер зависимости сопротивления внутри щели для образца с обычным порядком следования слоев и неглубоким травлением (рис. 1) имеет аналогичный провал ниже нормального сопротивления (рис. 3b). На основании этих данных можно полагать, что образец с неглубоким травлением является скорее полуметаллом, чем топологическим изолятором. Падение сопротивления в узком интервале внутри щели позволяет говорить о присутствии каналов зеркального и обычного андреевского отражения. Внутри интервала присутствуют оба канала отражения, а за пределами обычное андреевское отражение невозможно, так как отраженная дырка может попасть только в зону с эффективной массой зарядов противоположного знака.

При исследовании образцов с подключенным затвором не выявлено заметного влияния доступных напряжений на затворе на характер зависимости дифференциального сопротивления от доступных напряжений. Это означает, что диапазона напряжений, при которых можно было при помощи имеющегося оборудования измерить ток утечки, было недостаточно для достижения существенного изменения концентрации носителей заряда в квантовых ямах.

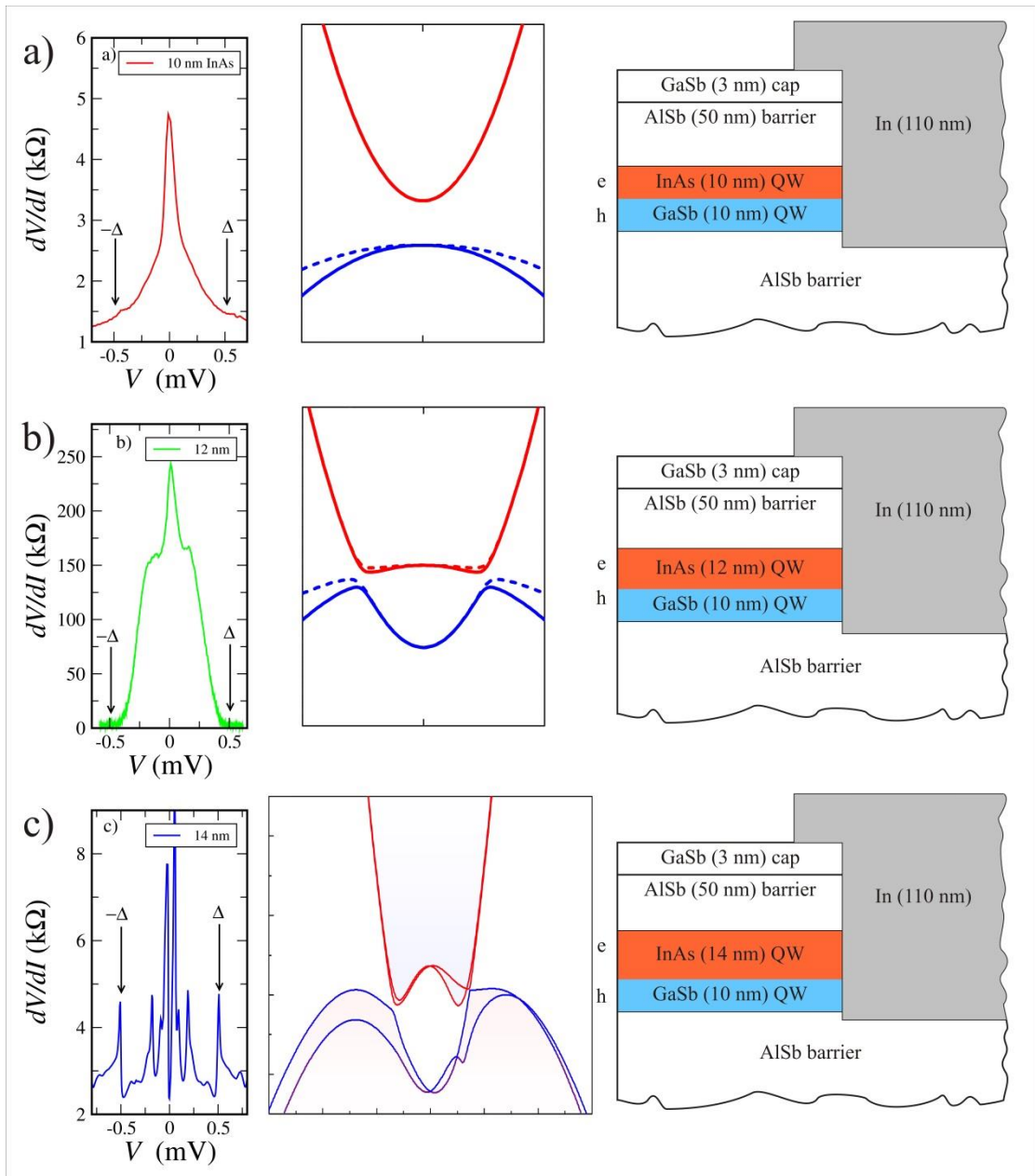


Рисунок 6 , зонные структуры из [8 (a,b), 33 (c)].

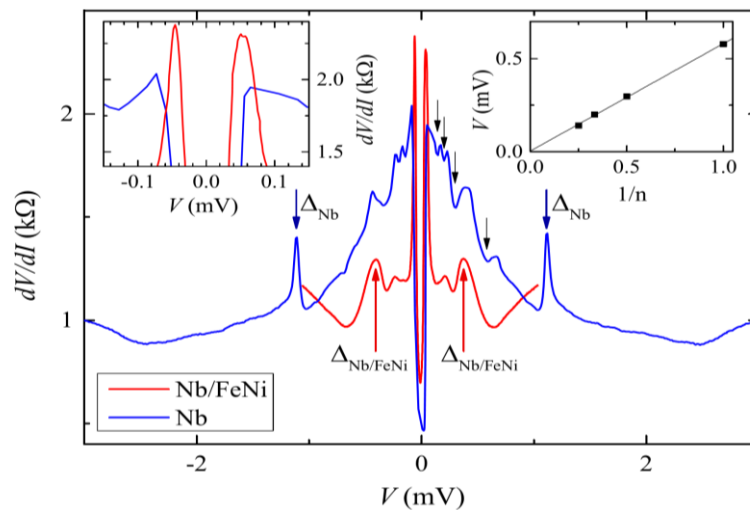


Рисунок 7 [22].

## Обсуждение результатов

Результаты эксперимента предполагают нетривиальное объяснение с позиций физики:

- a) В общем случае никакие особенности энергетического спектра нормальной стороны контакта такие, как Зеемановское или спин-орбитальное расщепление не могут приводить к каким-либо эффектам с энергиями внутри щели [20].
- b) Аномальное поведение сопротивления внутри щели не может быть связано с беспорядком. Беспорядок может давать лишь малую поправку, связанную с усиленным беспорядком андреевским отражением. В эксперименте наблюдается, что сопротивление внутри малого интервала сильно возрастает на рис. 3а и падает до значения вдвое меньше нормального сопротивления на рис. 3б. Кроме того интервал ограниченный и не зависит от рассеяния на интерфейсе.

Предположительно, это аномальное поведение сопротивления внутри узкого интервала соответствует переходу от обычного к зеркальному андреевскому отражению при энергии заряда выходящей за интервал перекрытия зон  $\delta$  в двумерном спектре системы с двойной квантовой ямой InAs/GaSb.

Как электронная, так и дырочная ветви спектра (рис. 1) могут вносить вклад в транспорт на NS интерфейсе. Электростатическое взаимодействие на краю требует гладкого изменения краевого потенциала, что подразумевает изгиб зон и постепенное приближение уровня зарядовой нейтральности к уровню Ферми [25, 38]. Таким образом, уровень Ферми должен проходить внутри зоны инверсии вблизи края образца.

Если уровень Ферми расположен внутри зоны инверсии  $\delta$  вблизи края образца, то обычное андреевское отражение возможно только при энергиях меньше полуширины зоны инверсии  $eV < \delta/2$ . При больших энергиях  $\delta/2 < eV < \Delta_s$ , отраженная дырка должна принадлежать другой ветви спектра, в результате чего испытывает зеркальное андреевское отражение на интерфейсе (рис. 8). Принципиально зеркальное андреевское отражение возможно и при малых энергиях  $eV < \delta/2$ , но обычное андреевское отражение полностью отсутствует при  $\delta/2 < eV < \Delta_s$ . Таким образом переход между каналами обычного андреевского отражения и зеркального андреевского отражения должен происходить при  $eV = \delta/2$ .

Экспериментальные результаты (рис. 3) показывают следующее: при энергиях около 0,07 мВ происходит резкое изменение сопротивления интерфейса для обоих режимов рассеяния. Эту энергию можно определить как точку перехода между каналами внутризонного (обычного) и межзонного (зеркального) андреевского отражения. В случае прозрачного NS интерфейса, отключение канала обычного андреевского отражения сопровождается повышением дифференциального сопротивления. Переключение между каналами может происходить с небольшим гистерезисом.

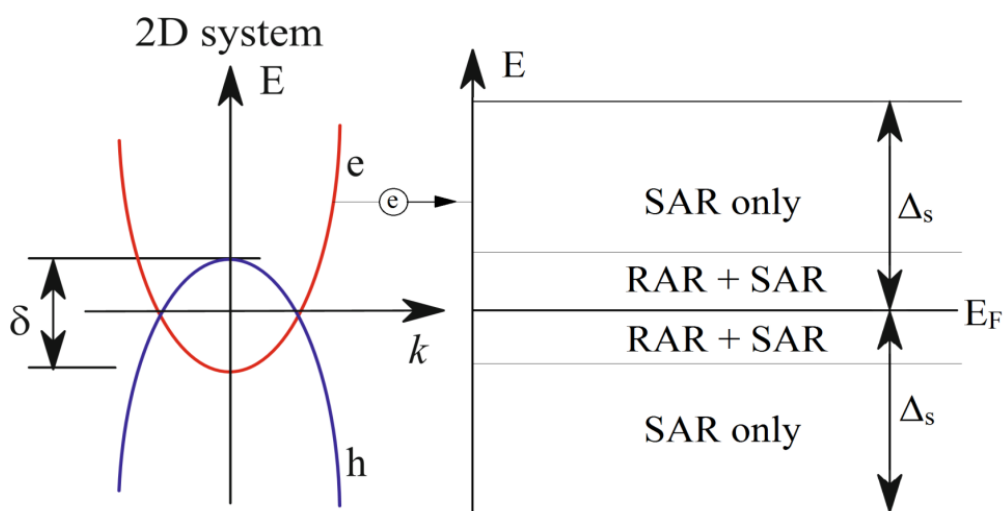


Рисунок 8.

Обеднение на NS интерфейсе в случае глубокого травления частично подавляет как обычное [27], так и зеркальное [17, 18] андреевское отражение. Из рис. 3а можно сделать вывод, что зеркальное андреевское отражение менее чувствительно к одночастичному рассеянию на интерфейсе из-за различной прозрачности интерфейса для двух ветвей спектра на рис 1.

Эти результаты хорошо согласуются с температурной и магнитной зависимостью сопротивления интерфейса.

- а) Даже малые магнитные поля создают область обеднения на краю двумерной системы. Режим транспорта с высокой прозрачностью границы переходит в режим с преобладанием рассеяния (как в случае глубокого травления). Поэтому провал сопротивления переходит в пик внутри такого же узкого интервала  $\pm 0,07$  мВ, как и в случае глубокого травления.
- б) Характер подавление аномалии в магнитном поле различается для внутризонного (обычного, внутри узкого интервала) андреевского отражения и межзонного (зеркального, вне узкого интервала внутри щели). Обычное андреевское отражение должно полностью подавляться если зеемановское расщепление  $\Delta_Z$  превысит ширину зоны инверсии, в то время как зеркальный процесс сохраняется до  $\Delta_Z \sim \Delta_s$ . Похожее объяснение может быть применено к температурному размытию. Если из эксперимента оценить  $\delta/2 = 0,07$  мэВ, то аномалия в узком интервале должна исчезнуть при  $kT = \delta/2 \approx 0,5$  К  $\ll T_c$  или в магнитном поле  $B \approx B_c \times \delta / \Delta_s \approx 0,6$  Тл.

Эти оценки согласуются с экспериментом (рис. 4). Оценка  $\delta = 0,14$  мэВ также согласуется со значением, указанным в [8]. Кроме того похожее поведение в узком интервале было описано [22] для другой системы с перекрытием зон, 20 нм квантовой ямы CdTe/HgCdTe, что говорит в пользу предложенной физической модели. Стоит упомянуть, что переход между каналами обычного и зеркального андреевского отражения был обнаружен и для графена [21] по значительному изменению сопротивления внутри узкого интервала внутри щели.

Для образцов с различной шириной квантовой ямы InAs переход между каналами андреевского отражения объясняет наличие узкого пика сопротивления внутри щели при ширине InAs 12 нм. Для образца с шириной InAs 14 нм центральный провал можно связывать с проявлением канала обычного андреевского отражения с высокой прозрачностью барьера. Несмотря на достаточно простое объяснение наличия центрального провала сопротивления, результаты данной работы никак не объясняют наличие  $1/n$  пиков сопротивления внутри щели для квантовых ям с полуметаллической зонной структурой.

Благодаря новым экспериментальным результатам объяснение связи режима транспорта в квантовой яме с глубиной травления можно основывать на идее о влиянии глубины травления на механическое напряжение кристаллических решеток на границе раздела активных слоев. Деформация решетки может приводить к сдвигу потолка валентной зоны в  $k$ -пространстве [33], в результате которого квантовая яма может становиться топологическим изолятором или двумерным полуметаллом. Механическое напряжение в активных слоях может быть различным при разной глубине травления, что спровоцировало различие в поведении образцов с глубоким и неглубоким травлением мезы.

## **Заключение**

Рассмотрена проблема объяснения нетривиальной зависимости дифференциального сопротивления интерфейса от напряжения при энергиях носителей заряда внутри сверхпроводящей щели при транспорте между сверхпроводящим контактом и квантовой ямой.

Исследованы зависимости сопротивления NS интерфейса от энергии носителей заряда для двойных квантовых ям InAs/GaSb с прямым и обратным порядком активных слоев и различной зонной структурой.

Согласно полученным результатам, можно заключить, что объяснить появление нового энергетического масштаба в сопротивлении внутри щели как для квантовых ям InAs/GaSb, так и для квантовых ям HgTe можно в предположении перехода между каналами андреевского отражения.

## **Благодарности**

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю Э.В. Девятову за руководство, постоянное внимание и большую помощь в работе, А. Кононову за полезные обсуждения, а также всем сотрудникам ЛКТ ИФТТ РАН за внимание и полезные советы.



## Литература:

1. S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 93, 156804 (2004).
2. C. L. Kane and E. J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* 95, 146802 (2005).
3. B. A. Bernevig and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 96, 106802 (2006).
4. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* 318, 766 (2007).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* 84, 121302(R) (2011).
6. C. Liu, T. L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 100, 236601 (2008).
7. I. Knez, R.-R. Du, and G. Sullivan, *Phys. Rev. Lett.* 107, 136603 (2011).
8. K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu, and K. Muraki, *Phys. Rev. B* 87, 235311 (2013).
9. I. Knez, C. T. Rettner, S.-H. Yang, S. S. P. Parkin, L. Du, R.-R. Du, and G. Sullivan, *Phys. Rev. Lett.* 112, 026602 (2014).
10. E. M. Spanton, K. C. Nowack, L. Du, G. Sullivan, R.-R. Du, and K. A. Moler, *Phys. Rev. Lett.* 113, 026804 (2014).
11. L. Du, I. Knez, G. Sullivan, and R.-R. Du, *Phys. Rev. Lett.* 114, 096802 (2015).
12. L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* 100, 96407 (2008).
13. S. Hart, H. Ren, T. Wagner, Ph. Leubner, M. Mühlbauer, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Yacoby, *Nat. Phys.* 10, 638 (2014).
14. C. W. J. Beenakker, *Ann. Rev. Cond. Mat. Phys.* 4, 113 (2013), J. Alicea, *Rep. Prog. Phys.* 75, 076501 (2012).
15. A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, *Phys. Rev. B* 84, 235126 (2011).
16. W. Chen, L. Jiang, R. Shen, L. Sheng, B. G. Wang, and D. Y. Xing, *Eur. Phys. Lett.* 103, 27006 (2013).
17. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* 97, 067007 (2006).
18. C. W. J. Beenakker, *Rev. Mod. Phys.* 80, 1337 (2008).
19. A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* 19, 1228 (1964).
20. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).
21. D. K. Efetov, L. Wang, C. Handschin, K. B. Efetov, J. Shuang, R. Cava, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Hone, C. R. Dean, and P. Kim, *Nat. Phys.* 12, 328 (2016).
22. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* 93, 041303(R) (2016).

23. A. Kononov, S. V. Egorov, N. Titova, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and E. V. Deviatov, JETP Lett. 101, 41 (2015). JETP LETTERS Vol. 104 No. 1 2016
24. A. Kononov, S. V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B 89, 075312 (2014).
25. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B 46, 4026 (1992).
26. E. Ahlswede, J. Weis, K. v. Klitzing, and K. Eberl, Physica E 12, 165 (2002).
27. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B 25, 4515 (1982).
28. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, and A. E. Plotnikov, JETP Lett. 89, 80 (2009).
29. E. A. Emelyanov, D. F. Feklin, A. V. Vasev, M. A. Putyato, B. R. Semyagin, A. P. Vasilenko, O. P. Pchelyakov, and V. V. Preobrazhenskii, Optoelectron., Instrum. Data Process. 47, 452 (2011).
30. T. Yokoyama, Y. Tanaka, and J. Inoue, Phys. Rev. B 74, 035318 (2006).
31. I. K. Marmorkos, C. W. J. Beenakker, and R. A. Jalabert, Phys. Rev. B 48, 2811 (1993).
32. D. I. Pikulin, J. P. Dahlhaus, M. Wimmer, H. Schomerus, and C. W. J. Beenakker, New J. Phys. 14, 125011 (2012).
33. L. Tiemann, S. Mueller, Q.-S. Wu, T. Tschirky, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Troyer, A. A. Soluyanov, and T. Ihn, Phys. Rev. B 95, 115108 (2016).
34. Fabrizio Dolcini, Diego Rainis, Fabio Taddei, Marco Polini, Rosario Fazio, and A. H. MacDonald, PhysRevLett.104.027004 (2010).
35. Sebastiano Peotta, Marco Gibertini, Fabrizio Dolcini, Fabio Taddei, Marco Polini, L. B. Ioffe, Rosario Fazio, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B 84, 184528 (2011).
36. D. Bercioux, F. S. Bergeret, T.M. Klapwijk, [arXiv:1703.10510]. (2017).
37. M. Tinkham, Introduction to Superconductivity : Second Edition, 1996, p.427.
38. Yositake Takane, Katsuhide Yarimizu, and Akinobu Kanda, J. Phys. Soc. Jpn. 86, 064707 (2017).