



Моделирование микроплазм р-п перехода и теоретической исследование поверхности состояния полупроводника с учетом квантовым физики с методом эффективных волновых функций

Хожамуратова Ж.Р

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха

Введение

Действительно, уже в самых первых исследованиях лавинного пробоя р-п переходов и диодов Шоттки было показано, что пробой в них сильно локализован. Область локального пробоя имеет малые геометрические размеры и существенно меньше раппряженные пробоя по сравнению с однородными областями. Область такого локализованного пробоя была названа микроплазмой (МП).

Несмотря на то, что процессы микроплазменного пробоя исследовались в ряде работ [1;2;3] ясности как в механизмах возникновения МП, так и их влиянии на процессы деградации еще не было. Если к n-области р-п перехода приложено напряжения V , положительное по отношению к потенциалу р-области, то такой р-п переход называется обратно – смещенным [4]. Если напряже- ния пробоя микроплазмы V_m через р-п переход потечёт так в виде импульсов со средней частотой $10^4 - 10^5$ Гц [5;6]. Такой характер протекания тока через микроплазму на начальном участке пробоя приводит к появлению разрывов и изломов на вольт – амперной характеристике (ВАХ) р-п перехода. Появление микроплазм сопровождается эмиссией света и горячих электронов. При этом вид обратной ветви ВАХ в области сильных электрических полей и величина напряжения V_m пробоя р-п перехода определяются, главным образом, микроплазмами. Каждый очередной разрыв на кривой ВАХ связан с появлением новой микроплазмы и с каждым ее включением растет крутизна ВАХ, поскольку это приводит к уменьшению динамического сопротивления. Авторы [7] показали, что напряжения пробоя микроплазм V_m растет с ростом температуры, а термический коэффициент напряжения (ТКН) пробоя микроплазмы тем, больше, чем выше величина напряжения пробоя диода. Это указывает на то, что пробой микроплазмы имеет лавинный лавинный характер. Поскольку микро- плазмы появляются при напряжениях меньших напряжения пробоя всего р-п перехода V_m , через канал МП будет протекать большой по величине ток. Этот процесс вызывает локальный разогрев кристалла в месте микроплазмы, что приведет к ускорению диффузии ионов. Все это может вызвать выход р-п перехода либо диода Шоттки из строя. В связи с этим необходимо принимать усилия по устранению низковольтных микроплазм в полупроводниковых приборах.

Так как микроплазмы значительно снижают качество полупроводниковых приборов, важно выяснить причину их возникновения. Ясно, что микроплазмы обусловлены, по-видимому, в основном несовершенствами кристаллической решетки – дислокациями, включениями диэлектриков и метал лов в области р-п перехода. В [7], например, проводилась исследования влияния различных метал- лических включений [Na, K, Ag, Cu] величину напряжения пробоя р-п переходов, и было –показано, что такие включения вызывают появление низковольтных микроплазм.



Моделирование микроплазм.

Существует большое количество фактов, показывающих, что включения второй фазы являются одной из главных причин ухудшения обратных характеристик р-п переходов. Выделения второй фазы встречаются практически во всех полупроводниковых материалах кремний и т.д. Форма включения может быть самой разнообразной. Наблюдались включения сферической, цилиндрической, дискообразной, иглообразной и т. д. форм.[2]

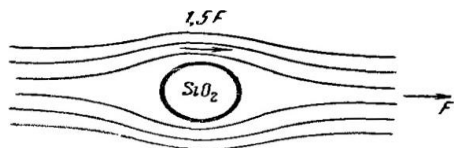


Рис. 1. Влияние малой диэлектрической проницаемости сферы SiO_2 , что приводит к увеличению поля в области объемного заряда р — п - перехода

Кремний, подвергнутый термической обработке при $1000^{\circ}C$, содержит включения SiO_2 , число которых около $5 \cdot 10^{10}$ на 1 см^3 и диаметр около 10^{-5} см . При такой плотности в слое объемного заряда площадью 10^{-3} см^2 и толщиной 10^{-4} см должно быть 500 частичек. Образцы, содержащие значительно меньше кислорода и при другой термообработке, должны иметь много меньшее число частиц. Если мы возьмем частицу в виде сферы, то из-за малой диэлектрической проницаемости по сравнению с кремнием, электрическое поле в местах с наибольшей неоднородностью оказывается примерно в 1,5 раза больше по

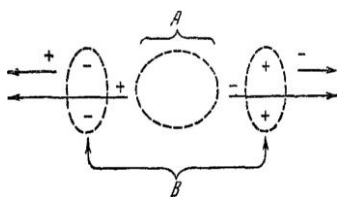


Рис. 2. Схематическое представление явления, когда ловушки увеличивают электрическое поле и приводят к нестабильной микроплазме,

A — область увеличенного поля и больших коэффициентов ионизации; *B* — области, где горячие носители образуют стационарные заряды противоположного знака.

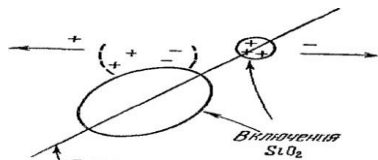
сравнению с величиной вдали от сферы. При среднем поле $500\ 000\text{ В/см}$, поле вблизи сферы должно быть около $750\ 000\text{ В/см}$ и падение напряжения на расстоянии одного радиуса сферы 3 В или 4 В . Нестабильность может быть, однако, вызвана поверхностными состояниями на прилегающей поверхности кремния. Число этих состояний достаточно, чтобы дать напряженности поля порядка пробивных. Для того чтобы заряд на поверхности вызвал нестабильность микроплазмы, необходимо, чтобы эти состояния были заряженными. Таким образом, чтобы увеличить величину электрического поля в области максимальных полей, где происходит генерация носителей.

Это представлено областью сильного поля и двумя областями ловушек. Заряд в ловушках, образованный подвижными носителями, должен быть противоположного знака по отношению к знаку носителей, так что захваченный заряд будет увеличивать поле в области пробоя и приводить к нестабильности. Могут ли поверхностные состояния играть такую роль?

По видимому, поверхностные состояния могут изменять знак заряда в присутствии горячих носителей. Температура микроплазм, рассмотренная в под разделе 2Е,



соответствует энергиям около 0,2 эв, что превосходит энергетическое расстояние поверхностных состояний от края зоны, равное около 0,1—0,15 эв. Таким образом, энергия горячих носителей достаточно высока, чтобы ионизовать поверхностные ловушки. Этого достаточно, чтобы привести к появлению микроплазмы. В общем это будет несимметричное состояние, благодаря влиянию нескольких частичек или формы одной частицы.



Дислокация Рис. 3. Иллюстрация совместного влияния двух частиц SiO_2 вдоль дислокаций, приводящего к неустойчивости.

Явление, иллюстрированное на рис. 3 подобно тому, которое имеет место в вакуумной электронике при вторичной электронной эмиссии. При электронной бомбардировке поверхность становится положительной за счет вторичной электронной эмиссии и будет смещаться в направлении потенциала анода, если она не связана с источником напряжения через очень малое сопротивление.

Для малых размеров порядка 10^{-5} см изменения напряжения, связанные с включением — выключением, должны быть порядка нескольких вольт. «Ступеньки» тока должны быть, в соответствии с , порядка 10^{-5} а . Явления, выхода p — n-перехода на поверхность кремния, покрытого пленкой SiO_2 . Это может объяснить, почему микроплазмы часто наблюдаются у поверхности p — n-перехода. Группа небольших включений, взаимодействующих друг с другом, может дать сложную картину локального пробоя.

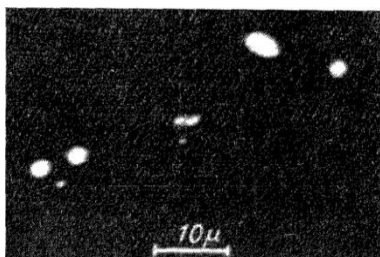


Рис 4. Картина эмиссии света из микроплазмы.

Механические нарушения, образующие дислокации, могут привести к значительной плотности ловушек и вызвать те эффекты, которые только , что обсуждались в связи с поверхностными состояниями что потенциал деформации около 0,2 эв вблизи дислокации может иметь значительное влияние на формирование

Благодаря волновой микроплазмы природе электрона, его энергия связи по отношению к такой линии пониженного потенциала будет значительно меньше 0,2 эв. Так как температура электронов в излучаемой микроплазме достигает почти 0,2 эв, деформация не должна заметно влиять на движение носителей в области объемного заряда .Что в сильных и переменных полях обратносмещенных p—n переходов могут быть интересные явления.[16].

Дислокация. Дислокация являются одним из самых серьезных структурных несовершенств кристаллов. С ними может быть связано несколько механизмов, способствующих уменьшению напряжения пробоя.

Во — первых, в районе дислокации имеются области сжатия и . растяжения кристаллической решетки. С ростом давления ширина запрещенной зоны в кремнии уменьшается. В области сжатия вблизи дислокации ширина запрещенной зоны может уменьшиться на 0,2-0,4эВ [23]. Так как порговая энергия ионизации принимается пропорциональной ширине запрещенной зоны, то ее уменьшение вблизи дислокации должно привести к увеличению коэффициентов ионизации носителей и , следовательно, к микроплазменному пробую.

Во-вторых, дислокации в кристаллах являются центрами осаждения примесей. Они могут наблюдаться в виде примесных атмосфер или выделений второй фазы. Наличие



примесных атмосфер легирующих примесей может приводить к локальному сужению ОПЗ и к увеличению напряженности поля в местах пересечения р-п перехода дислокации. Выделения второй фазы, как будет обсуждаться ниже, также являются напряжения пробоя р-п перехода

В-третьих, вдоль дислокаций могут быть повышены коэффициенты диффузии примесей. Особенно сильно это явление проявляется при мало угловых границах или скоплениях дислокации, приводя к появлению диффузионных выступов, т.е. искривлений металлургического перехода. А это приводит к резкому понижению напряжения пробоя. Кремний имеет хорошую корреляцию между распределением дислокацией и МП.МП обычно возникают в местах пересечения дислокацией р-п перехода [23]. Однако сопоставление светящихся точек и дислокационных ямок травления показало, что между ними не привело к заметному понижению напряжения пробоя [26].

Как проводящие, так и диэлектрические частицы, находящиеся в области объемного заряда, должны понижать напряжение пробоя подобно тому, как это происходит при пробое гетерогенных диэлектриков.

В первые выделения второй фазы были привлечены для объяснения микроплазменного пробоя Шокли [16]. Он рассмотрел диэлектрическую частицу SiO_2 сферической формы, помещенную в ОПЗ кремниевого р-п перехода. Размеры частицы предполагались малыми по сравнению с шириной ОПЗ при пробое, по этому поле вблизи частицы считалось однородным. В этом случае распределение поля вблизи включения второй фазы определяется отношением диэлектрических проницаемостей частицы и среды. Если диэлектрической проницаемости частицы второй фазы, то распределения поля будет выглядеть так как это изображено на рис 5,б. Нпряженность поля вблизи экватора частицы приблизительно в 1,5 раза превышает напряженность поля в однородных областях. Предполагается, что такое возрастание поля может наблюдаться при выключении сферической частицы SiO_2 (кварц) в кремнии ($\epsilon_{\text{Si}}=11,6$; $\epsilon_{\text{SiO}_2}=3,8$)

Однако следует заметить, что модель Шокли справедлива лишь для диэлектрических частиц с проводимостью, равной нулю. В реальных случаях с включение и среда обладают некоторой проводимостью. Тогда отношение проницаемостей будет определять распределение поля будет определяться отношением проводимостей включения и среды.

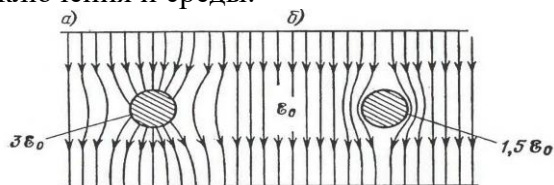


Рис 5. Картина распределения силовых линий при помещении в однородное электрическое поле проводящих (а) и диэлектрических (б) частицы.

Для проводящей частицы напряженность поля возрастает вблизи полюсов сферической частицы. Если проводимость частицы намного превышает проводимость среды, то напряженность поля вблизи полюсов в 3 раза превосходит напряженность поля однородных областей вдали от частицы (рис. 5,а).

Распределения поля вблизи включений второй фазы зависит также от их геометрической формы. Например, в случае проводящих включений иглообразной формы, направленных вдоль поля, вблизи концов включений поле может возрастать в десятки раз. Поэтому выделения металлов являются особенно нежелательными, так как резко ухудшают пробивные характеристики, вызывая появление очень низковольтных



МП. Появление мягких вольт – амперных характеристик вызывается именно метоллическими

Включениями. Такие характеристики удаётся значительно улучшить геттерированием силикатными стеклами .

В ряде работ изучалась роль выделений SiO_2 и микроплазменном пробое р-п переходов. Наблюдалось, что после длительных высокотемпературных обработок кремния появляются частицы SiO_2 цилиндрической формы ,лежащие в плоскостях (111) в направлениях [110].В р-п переходах ,изготовленных на этом кремнии ,наблюдаются светящиеся точки, свидетельствующие о возникновении МП. Число точек коррелирует с числом цилиндрических частиц. Наблюдается также изменение вольт-амперных характеристик в области пробоя после высокотемпературных обработок. Изменение характеристик объясняется изменением размером и числа частиц [19].

Следует, однако, заметить, что в этих работах влияние частиц SiO_2 на пробой р-п переходов объясняется их поляризацией в сильном поле ОПЗ, т.е. при помощи модели Шокли. Как известно, проводимость кварца не равна нулю и достигает заметных значений в присутствии примесей, например бора или фосфора. В этом случае, скорее всего ,надо уже использовать для интерпретации результатов модель проводящей частицы, как отмечалось выше.

Выделения кварца могут присутствовать и в кристаллах германия. Например, выдержка расплава германия в кварцевом тигле перед вытягиванием кристалла при 1400°C привела к резкому увеличению микроплазменного свечения мелких диффузионных германиевых р-п переходов [25].

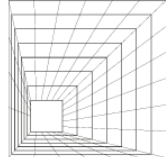
Кроме кислорода, в кремнии обнаруживается много других элементов. Вторым по важности считается присутствие углерода. Его введение прогревом р-п переходов при температуре 1300°C в атмосфере CO также резко понижает напряжение пробоя кремниевых р-п переходов, Однако выделения углерода в кремнии изучены пока недостаточно.

Лавинный пробой реальных р-п переходов не слишком малой площади имеет микроплазменный характер. Особенно это относится к высоковольтным р-п переходом ,используемым в качестве стабилитронов, мощных выпрямителей ,ограничителей напряжения или частей более сложных приборов – транзисторов и тиристоров [20].Поэтому все важнейшие свойства этих приборов – напряжение лавинного пробоя, дифференциальное сопротивление в области пробоя и максимальная мощность которую может рассеивать прибор в режиме лавинного пробоя , определяются совокупностью МП р-п перехода.

В настоящей работе рассматриваются свойства в области пробоя высоковольтных р-п переходов большой площади, используемых в качестве мощных выпрямителей. Многие свойства отмеченных выше приборов, например стабилитронов или ограничителей напряжения ,являются идентичными.

Распределение микроплазм по площади р-п перехода.

В ранних работах по исследованию лавинного пробоя отмечалось, что первые МП появляются в местах выхода р-п перехода на поверхность. В этом случае напряжение, при котором они появлялись, было значительно ниже напряжения появления первых МП в объеме. Это вызывалось сужением ОПЗ вблизи поверхности из-за различных загрязнений, плохо поддающихся контролю при изготовлении р-п переходов. Так как поверхностные МП имеют значительно пониженные напряжения пробоя, а условия теплоотвода для них хуже, чем для объемных МП, такие р-п переходы были очень чувствительны к перенапряжениям в обратном направлении и легко выходили из строя.



Устранения поверхностного пробоя р-п переходов можно добиться методом «охранного кольца» или снятием «положительной» фаски [20].

В первом методе в кольцевой области вокруг основного перехода создается защитный р-п переход с напряжением лавинного пробоя, превышающим напряжение пробоя основного р-п перехода. В кремнии, например, этого можно добиться одновременной диффузией бора (в центральных областях) и алюминия (в области кольца).

Во втором методе создается определенный профиль структуры в месте выхода р-п перехода на поверхность. Например, если площадь р-п перехода уменьшается в результате снятия фаски от сильнолегированной области к слаболегированной (положительная фаска), то угол фаски в несколько десятков градусов приводит к устранению поверхностного пробоя. Причиной этого является расширение ОПЗ вблизи поверхности при такой конфигурации фаски.

Лавинных вентилях используемых в качестве мощных выпрямителей, широкое применение получил второй метод. Типичная конструкция лавинного вентиля показана на Рис 6.

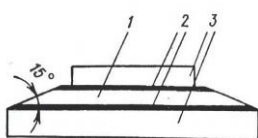


Рис 6. Конструкция выпрямительного элемента лавинного вентиля

1-кремний; 2-рмпои; 3-вольфрамовые термокомпенсаторы

Так как микроплазменный пробой связывается с несовершенствами р-п перехода, распределение МП по площади р-пперехода коррелирует с распределением не совершенств. Как указывалось выше, многими исследователями отмечается, что микроплазм часто возникают в областях с повышенной плотностью дислокации.

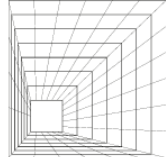
Особенно это относится к наиболее низковольтным МП диода [22]. Очевидно также, что распределение МП должно зависеть от распределения удельного сопротивления не могут служить непосредственной причиной появления МП, они «проявляют» распределение низковольтных МП.

Так как распределение дислокаций и удельного сопротивления по сечению исходного слитка полупроводника часто бывает неравномерным, то распределение низковольтных МП по площади р-пперехода в лавинных вентилях большой площади повторяет картину их распределения. Однако с ростом напряжения, когда в лавинный пробой включается все большее число МП, распределение МП становится более равномерным по площади [22].

Как отмечалось выше, МП обусловлены структурными дефектами, имеющими геометрические размеры порядка ширины ОПЗ при напряжении пробоя. По этому низковольтных р-п переходах большее число несовершенств может принять участие в образовании МП, чем в высоковольтных. Это приводит к тому, что плотность МП с ростом напряжения пробоя р-п перехода, как правило, уменьшается. Например, в кремниевых р-п переходах с напряжением пробоя около 20В плотность МП составляет 10^6см^{-2} [24], с напряжением пробоя около 10^3В $3 \cdot 10^3 \text{см}^{-2}$ [18], а с напряжением пробоя 5 10^3В уменьшается до $10^2 - 10^3 \text{см}^{-2}$ [21].

Перегрузочная способность лавинных вентилях. Механизм деструктивного вентилях.

Как отмечалось выше, лавинные вентилях могут выдержать значительные перенапряжения в обратном направлении лишь в течение короткого времени. Разрушение вентилях в конечной стадии всегда происходит по причине возникновения отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на вольт амперной



характеристике. Появление ОДС вызывает стягивание тока в шнур и разрушение прибора в месте локализации шнура из-за проплавления кремниевого диска. Косвенным доказательством шнурования тока в стадии разрушения служит то обстоятельство, что на площади р-п перехода всегда имеется лишь одно место проплавления, Эти места разрушения легко можно обнаружить после удаления термокомпенсаторов и легко травления.

Большие падения напряжения вдоль фаски связаны с протеканием лавинного тока через МП, расположенные под фаской лавинного тока через МП, расположенные под фаской лавинного вентиля.

Если в р-п переходе имеются лишь объемные МП, расположенные под верхним металлическим контактом, то распределение силовых линий и эквипотенциальных поверхностей выглядит приблизительно так, как это изображено на рис 7.а

Если же в р-п переходе имеются МП, расположенные под фаской, которые не «закрыты» верхним металлическим контактом, то распределение силовых линий и эквипотенциальных поверхностей должно быть подобно изображенному на рис. 7, б. От таких поверхностных МП ток растекается не в полусферу, как при объемных МП, а в пространство, ограниченное плоскостью р-п перехода и поверхностью фаски. Поверхность фаски в этом случае почти параллельна силовым линиям, и вдоль нее должно наблюдаться значительное падение напряжения. Ток, протекающий параллельно поверхности фаски, может быть значительным. Например, в лавинных вентилях ВЛ-10 площадь р-п-перехода составляет около $0,5 \text{ см}^2$.

При толщине п-базы 250 мкм и угле фаски 15° площадь верхнего металлического контакта к п-базе составляет примерно 60% площади р-п перехода. Если лавинный ток распределен равномерно по площади р-п перехода, то примерно 40% тока стягивается к краю верхнего металлического контакта, К тому же сопротивление растекания приповерхностных МП приблизительно в $180/\alpha$ раз (где α -угол фаски) превосходит сопротивление растекание объемных МП. Например, при $\alpha = 15^\circ$ сопротивление растекания приповерхностных МП возрастает в 10с лишним раз и становится приблизительно равным сопротивлению пространственного заряда.

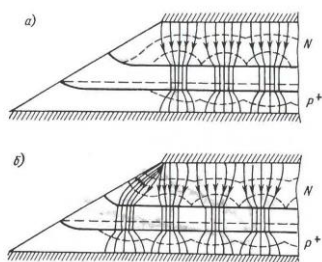


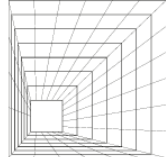
Рис .7. Схематическое изображение распределения силовых линий и

Эквипотенциальных поверхностей в базе вентиля при протекании

Лавинного тока: а- при «объемных» микроплазмах; б-при наличии

«приповерхностных» микроплазм.

Протекание тока вдоль фаски приводит к появлению значительного электрического поля. Поэтому даже при слабой инжекции с несовершенного контакта возможно возникновение ОДС подобно тому, как это происходит в лавинных транзисторах. Обсуждаемый механизм, например, должен иметь место в лавинных тиристорах, в которых ближайший р-п переход является прямо смещенным. После возникновения ОДС ток быстро стягивается в шнур и последующий сильный разогрев шнура приводит к деструктивному пробою вентиля. [2]



Для оценок геометрических локальных областей пробоя МП обычно представляется в виде цилиндрической области длины L_m , совпадающей в “непроколоте” случае с шириной области пространственного заряда при напряжении пробоя и диаметра d_m . Считается, что напряженность электрического поля изменяется вдоль цилиндра, но не изменяется в радиальном направлении [2]. Величины L_m и d_m являются эффективными и, в частности, известно из [8,9], что d_m возрастает с ростом приложенного напряжения.

Эффекты микроплазменного пробоя могут возникать вследствие отклонения геометрия p-n переходов от плоской [10]. В [11] была рассмотрена краевая неоднородность с размерами, превышающими толщину области пространственного заряда, электрическое поле у которой больше, чем в средней части диода. Теоретически предсказана возможность возникновения микроплазмы в диодах Шоттки и резких p-n переходах при наличии шероховатости границ раздела, приводящих к возникновению сильных электрических полей, сравнимых по величине с пробойными. Для реальной трехмерной неоднородности с размерами $l_y=l_x=l$ в радиальном направлении и h по высоте электрическое поле, полученное в [57] определяется по формуле:

$$E(x, y) = E_s \left(1 - \frac{x}{L}\right) + E_0 \frac{\pi \cdot h \cdot \sqrt{2}}{l} l - \frac{\pi \cdot x \cdot \sqrt{2}}{l} \cos \frac{\pi \cdot y}{l} \cos \frac{\pi \cdot x}{l} \quad (1)$$

И если сравнить поправку на неоднородность при $\frac{h}{l} \sim 0,5$ с максимальной величиной

E при $z=0$ и $x=h$, то скажется, что поправка на неоднородность составляет 20%. С учетом сильно нелинейной зависимости коэффициента ударной ионизации от величины электрического поля такая неоднородная поправка становится существенной.

Температура канала МП по сравнению с температурой окружения определяется выражением:

$$\Delta T_0 = \Delta T_1 + \Delta T_2 = \frac{R_{T1} \cdot \Delta J}{\beta \cdot V_m} + \frac{R_{T2} \cdot \Delta J}{\beta \cdot V_m} \quad (2)$$

Где V_m – напряжение микроплазменного пробоя; R_{T2} , ΔT_2 – термическая компонента сопротивления диода и его нагрев как целого; R_{T1} , и ΔT_1 – соответствующие величины для канала микроплазмы. Величина ΔT_0 позволяет определить из (8) температуру канала микроплазмы, R_{T2} легко определяется по известному из эксперимента тепловому сопротивлению $R_{T2} = \beta \cdot U_m^2 \cdot l \cdot R_{T2}$. (3)

На эксперименте находится величина полного последовательного сопротивления, которое, кроме $R_T = R_{T1} + R_{T2}$, включает сопротивление растекания R_0 и сопротивления ОПЗ R_c , а определение R_T экспериментально затруднено. Наиболее надежным способом нахождения величины ΔT_0 для ЛПД является сравнение экспериментальных и теоретических выражений для R_s и его составляющих с учетом реальной геометрической структуры МП. В [12] были рассчитаны R_T без предположения о равномерном тепловыделении в канале МП. Показано, что изменение температуры в микроплазме определяется только геометрическими характеристиками МП – ее радиусом, длиной и значением координаты X_0 точки, в которой измеряется температура. Показано также, что большую ошибку для тонких МП, для которых $d_m < h$. Температура МП в области максимального поля определяется толщиной области пространственного заряда, которую и предложено называть длиной МП. Если же толщина слабо легированной области d такова, что наступает ее прокол, то в качестве длины МП следует брать d . В случае $L_m > d_m$ основную роль в установлении температуры в канале МП играет теплообмен в полупроводнике и величина ΔT_1 определяется только



значением коэффициента теплопроводности полупроводника. Учет трехмерности распределения электрического поля для расчета R_c по формуле

$$R_c = \int_{L_m}^L \frac{\Delta E(x) dx}{\Delta J}, \quad (4) \text{ где } \Delta E(x) \text{ выбиралось как электрическое поле заряженного}$$

цилиндра диаметром d_m и при $d_m \ll L$, R_c становится пренебрежимо мало. Кроме этого получено такое выражения для R_0 в случае трехмерной модели МП. Затем, путем сравнения теоретических и экспериментальных данных были определены геометрические размеры МП в ЛПД на базе арсенида галлия. В то же время, для стабилитроном и ЛПД на основе кремния также измерения еще не проводились.

Для дальнейшего анализа нам будут необходимые стандартные выражения, позволяющие найти напряжения пробоя, коэффициент лавинного умножения.

Объекты и методика исследования микроплазменной неустойчивости [14]

При измерениях были использованы промышленные партии лавинно-пролетных диодов (ЛПД) со структурой p^+-n-n^+ . Толщина n -области превышала протяженность области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, так что анализируемые диоды при рабочих смещениях оказывались “непроколотыми”, то есть во всех режимах электрическое поле у n^+ -области равно нулю. Наиболее детально анализировались диоды в которых концентрация электронов в слаболегированной базе была равной $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а напряжение лавинного пробоя составляло 45В. В то же время, проведенное рассмотрение МП в переходах с напряжением пробоя 26В и 20В указывает на сходную физическую картину как в случае $V_m=45$ В. Основные параметры ЛПД и структур, на основе которых они были изготовлены, приведены в таблице 1. Здесь же указаны сведения о технологии их изготовления. Объектами исследования являлись также кремниевые стабилитроны, полученные на базе $p-n$ -перехода по сплавной технологии, напряжения лавинного пробоя в них изменялось в диапазоне от 8В до 30В. Поскольку все характерные особенности вольт – амперных характеристик изучаемых переходов, как оказалось, аналогично (за исключением, конечно, величины V_m), при дальнейшем изложении материала речь пойдет лишь о стабилитронах типа Д815Е, Д815Д [15], для которых $V_m=12$ В и $V_m=15$ В соответственно. При этом концентрации электронов в слабо легированной n -базе была порядка $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Площадь p^+-n -перехода в данном случае составляла величину порядка 4 мм^2 .

Для сравнения характеристик МП в ряде случаев нами исследовались арсенид – галлиевые ЛПД с $p-n$ переходом [13].

Измерения проводились на микроплазменном характеристографе в режиме генератора тока. Указанная методика позволяет по виду ВАХ на экране осциллографа четко регистрировать отдельные МП (их число обычно изменялось от 2 до 15). При необходимости ВАХ можно было вывести для записи на самописец.

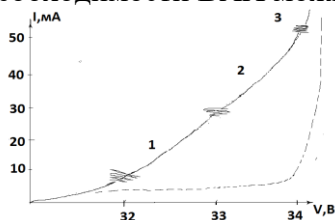


Рис. 8. Типичная ВАХ диода, наблюдаемая на экране микроплазменного характеристографа 1,2,3-первая, вторая, третья МП. Пунктиром указана идеальная ВАХ (в отсутствие МП)

Наклоном ВАХ в предпробойной области определяется такой важный параметр МП как их дифференциальное сопротивление R , причем по определению можно записать:

$$R = \frac{dU}{dI} \quad (5)$$



В то же время величина R может быть определена экспериментально методом модуляционного дифференцирования.

При возникновении МП их перенапряжение (разность напряжений развитого пробоя V_M и напряжения начала МП (находилось в пределах от 0,5В до 2В).

Измеренные величины дифференциального сопротивления МП рассмотренных переходов изменялись в пределах 0,2 -15кОм для разных образцов из разных технологических партий. Точность определения величины дифференциального сопротивления была не хуже 10%. Наша задача состояла в определении геометрических МП и неоднородности тока и температуры в их каналах.

В работе мы исследуем теоретическое изучение и вычисление изменения проволоки p – n переходах пробойном режиме с учетом квантовой механике используя метод эффективных волновых функций.

Объяснять и предсказывать электронные свойства полупроводников во внешних полях. Были созданы различные варианты однозонного метода эффективной массы. Очень удобным оказался метод обходящих функций Кона –Латтинжера (1), При исследовании образования микроплазмы при p-n переходе кремния, структуре полупроводниковых приборов и исследовании поверхности микроплазмы появились наблюдались включения сферической, цилиндрической, дискообразной, иглообразной и т.д. форм.[2]

Для дальнейшего изучения структуры кремния при изучении распределения напряженности электрического поля был использован метод бегущей волновой функции Кона-Латтинжера. Энергетический спектр $E(p)$ свободных Дираковские фермионов в трехмерном изотропном случае имеет вид, аналогичный спектру релятивистского электрона:

$$E = \pm \sqrt{m^2 \cdot c^4 + p^2 \cdot c^2}$$
 (1) Здесь m – эффективная масса электрона, которая обычно на 1-2 порядка меньше скорости света в вакууме, поэтому реальные фермиевские возмущения на самом деле являются нерелятивистскими. Однако релятивистские

поправки, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием, могут быть относительно немалыми в кристаллах с близкими зонами, что способствует образованию ДФ. Конечная масса спектре релятивистских частиц отвечает конечной ширине запрещенной зоны в соответствии со знаменитой формулой $E=2mc^2$

3D-2D стали использовать эффект размерного квантования. Обычная теория этого эффекта

использует однозонное приближение эффективной массы с нулевыми граничными условиями для

ОФ. Физически это оправдывается непроницаемостью потенциалных барьеров на поверхностях

(интерфейсах), ограничивающих область движения электрона. И это приближение неплохо работает в кристаллах с параболическим зонным спектром, например, для электронов кремния.

Для описания поведения электронов в много слойных полупроводниковых структурах широко используется метод эффективных волновых функций обходящих



функций. Метод ОФ применим для описания только плавных (на атомарных масштабах) полей и не годится для реального случая атомарно-резких границ раздела. Информацию о микроскопическом строении интерфейса можно учесть с помощью соответствующих граничных условий для ОФ. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием микроскопический вывод граничных условий для ОФ на скачкообразной границе полупроводник ($z > 0$)-вакуум ($z < 0$), видимо, впервые был представлен еще в работах [30,31]. Выведенные там граничные условия содержат граничные параметры, аналитически (по сложному образцу) выражающиеся через полную бесконечно-зонную структуру полупроводника аналитически квазиимпульсов.

В однозонном пределе граничное условие представляет собой линейную связь между огибающей функцией и ее нормальной производной с единственным граничным параметром размерности длины которая ниже обозначена буквой R . Это длина характеризует строение интерфейса полупроводник ($z > 0$)-непроходимый барьер ($z < 0$) на атомных масштабах и имеет смысл глубины локализации мелкого состояния Тамма-Шокли, когда оно существует (для этого необходимо выполнение условия $R > 0$). Кроме того, длина R зависит от параметров объемной зонной структуры. В работе [32] представлен на много более простой вывод этого же граничного условия из эрмитовости эффективного гамильтониана для ОФ на полупространстве, ограниченном непроходимым барьером. В рамках такого феноменологического подхода параметр R должен определяться из эксперимента. Модель высокого барьера применима, когда интерфейсная длина R велика по сравнению с длиной проникновения под барьер. Влияние спин-орбитального взаимодействия на однозонные граничные условия и спиновое расщепление мелких состояний Тамма-Шокли в зоне проводимости центра инверсного полупроводника было рассмотрено в работе [33]. В использованной там модели спиновое расщепление контролируется произведением длины R и параметра объемного спин-орбитального взаимодействия. Начнем с анализа однозонного граничного условия применительно к гетеро структурам на основе полупроводников типа III-V с ориентацией гетеро интерфейса (001). В работах [34,35] рассмотрено влияние атомарно-резкой гетеро границы на эффективный одно-зонный гамильтониан квантовой ямы и спиновое расщепление в зоне проводимости симметрии Γ в нецентроинверсных кристаллах. Разрыв зон и на гетеро границе считается большим, а гетеро барьер непроходимым. Последним характеризуется определенным граничным условием для ОФ. Динамика электронов проводимости при $z > 0$ описывается в рамках многозонного метода ОФ системой k -р-уравнений Кона-Латинжера:

$$\left\{ \left[E_n(0) + \frac{p^2}{2m_0} + V(z) \right] \delta_{n,n'} + \frac{P \cdot P_{n,n'}}{m_0} + \frac{\hbar}{4 \cdot m_0^2 \cdot c^2} (p \cdot \sigma \cdot \nabla V_0)_{n,n'} \right\} \cdot \Phi_{n'} = E \Phi_n \quad (2)$$

Где n – номер зоны, $E_n(0)$ – энергия экстремума n -L зоны, Φ_n – набор огибающих функции, $P_{n,n'}$ – матричный элемент оператора импульса P на Блоховских функциях центра зоны Бриллюэна, m_0 – масса свободного электрона, последний член в фигурных скобках является матричным элементом оператора объемного спин-орбитального взаимодействия на блоховских функциях σ_i – матрицы Паули, $i=x,y,z$.

Требование эрмитовости гамильтониана (2) на полупространстве $z > 0$ сводится после интегрирования по частям к приравнению нулю на границе матричного элемента нормальной компоненты оператора тока между любой парой состояний:

$$(\Phi_{\lambda}^+ v_z \Phi_{\nu})|_{z=0} = 0 \quad (3)$$

Где V_z – недиагональная матрица скорости $(v_z)_{n,n'} = \partial_{p_z} (H_{n,n'})$



Поскольку в многокомпонентной функции Φ велик лишь спиноротвечающий зоне проводимости Γ_{6c} , сделаем унитарное преобразование $\Phi = C^S \cdot \varphi$ [32]. (с учетом членом до третьего порядка включительно), сводящее m^1 и плавным потенциалом $V(z)$. Теперь 3Dгамильтониан зоны проводимости содержит вклады H_{BIA} и H_{SIA} описывающие спиновое расщепление за счет нецентро инверсии кристалла и асимметрии ямы:

$$H = \frac{p^2}{2 \cdot m} + V(z) + H_{BIA} + H_{SIA} \quad (4)$$

$$H_{BIA} = \frac{\gamma \cdot e}{h^3} [\sigma_x \cdot p_x (p_y^2 - p_z^2) + \sigma_y \cdot p_y (p_z^2 - p_x^2) + \sigma_z \cdot p_z (p_x^2 - p_y^2)] \quad (5)$$

$$H_{SIA} = a_{SO} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) \cdot \partial_z \cdot V(z) \quad (6)$$

Условие (3) тем же преобразованием сводится к некоторому ограничению для двух компонентной ОФ. Далее потребуем инвариантности этого инвариантности этого ограничения по отношению к операции обращения времени $T = i \cdot \sigma_y \cdot K$, (7)

где K – оператор комплексного сопряжения. Получим T -инвариантные граничные условия, учитывающие спин – орбитальное взаимодействие в объеме и на интерфейсе симметрии C_{2v} , а также отсутствие центра инверсии в объемном кристалле:

$$[\sigma_0 - i \frac{R \cdot p_z}{h} - i \frac{2 \cdot \gamma \cdot e \cdot R}{h^4} (\sigma_y \cdot p_y - \sigma_x \cdot p_x) p_z - i \frac{m \cdot \gamma \cdot e \cdot R}{h^4} \sigma_z \cdot (p_x^2 - p_y^2) + \frac{(\chi + \chi^{int}) \cdot R}{h} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) - \frac{2 \cdot m \cdot \gamma_c^{int}}{h^3} (\sigma_y \cdot p_y - \sigma_x \cdot p_x)] \cdot \Phi|_{z=0} = 0 \quad (8)$$

Здесь σ_0 -единичная матрица. Вещественная $\Delta(z)$ величина R , имеющая размерность длины, зависит от микроскопического строения границы. Константы γ_c и χ определяются объемными параметрами, причем для GaAs $|\gamma_c| = 24,4 \text{ эВ} \cdot \text{А}^3$ и $\chi = 0,082$.

Константы γ_c^{int} и χ^{int} характеризует спин-орбитальное взаимодействие с интерфейсным кристаллическим потенциалом и определяются из сравнения с экспериментом [35]. Тамовская задача на полупространстве $z > 0$ и данном случае отвечает решению однозонного уравнения эффективной массы с гамилтонианом (4) и граничными условиями (8).

Минимальная многозонной моделью является двухзонная модель. Тамовская задача в простейших приближениях сводится к решению уравнения Дирака на полупространстве $z > 0$

$$\begin{pmatrix} m \cdot c^2 & \dots & \sigma \cdot k \\ c \sigma \cdot k & \dots & -m \cdot c^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{pmatrix} \quad (9)$$

С граничными условиями [13].

$$|\psi_v - ia_0 \sigma \cdot n \psi_c|_s = 0 \quad (10) \text{ Здесь двухкомпонентные огибающие функции } \psi_c,$$

ψ_v описывают зону проводимости и валентную зону, a_0 - феноменологичный действительный параметр, описывающий мелкомасштабную структуру поверхности, n - нормаль к поверхности кристалла S . объемная щель $E_g = 2mc^2$. Граничные условия (10) следует из эрмитовости (самосопряженности) гамилтониана Дирака на полупространстве и симметрии задачи по отношению к инверсии времени. Пертурбативный учет далеких зон приводит к появлению квадратичных по импульсу диагональных поправок к гамилтониану Дирака в (10). Соответствующая зонная модель, называемая иногда моделью Диммока, используется в теории топологических изоляторов, см ниже. В данном разделе вкладом далеких зон пренебрегается. В результате сильного спин – орбитального взаимодействия таммовская задача для ДФ всегда приводит к появлению однократно вырожденного спектра ПС, заполняющего



часть поверхности конуса, Интересно сравнить этот ответ с теорией топологических изоляторов и полуметаллов. Результат качественно зависит от знака граничного параметра a_0 . Для поверхности, обладающей положительным значениям a_0 коническая («дираковская») точка в спектре находится в запрещенной зоне объемного однодолинного материала, т.е. ПС в этом случае обладают 2D спектром безмассовых ДФ. Из сравнения с топологической теорией следует, что случай является аналогом топологически нетривиальной фазы. Отвечает аналогу топологически тривиальной фазы. Для нее параметр a_0 отрицателен. В безмассовом пределе получаем ПС для однодолинного 3D полуметалла Дирака. Аналитический спектр ПС для уравнения Дирака на полупространстве имеет вид

$$E_s(K_{||}) = s \frac{2a_0 c}{1 + a_0^2} |K_{||}| + E_0 \quad (11)$$

Здесь квантовое число $s = \pm 1$ описывает киральность $K_{||}(K_x, K_y, 0)$. Энергия конической точки отсчитывается от центра запрещенной зоны и имеет вид.

$$E_0 = m \cdot c^2 \frac{1 - a_0^2}{1 + a_0^2} \quad (12)$$

Разные по киральности ветви спектра (11) реализуются при выполнении условия

$$\frac{2a_0}{1 + a_0^2} \frac{mc}{h} - s |K_{||}| \geq 0$$

Другой подход к теории ПС связан с формулировкой моделей, зонные параметры которых плавно (на атомных масштабах). Многозонный метод ОФ в этом случае применим во всем пространстве и проблемы граничных условий не возникает. В работе [28] рассмотрены интерфейсные состояния ДФ в модели симметричного инверсного гетеро контакта. Они описываются уравнением Дирака, масса ДФ в котором инвертируется в пространстве, при этом зоны проводимости и валентная зона меняются местами, Вблизи точки инверсии возникает 2D зона ПС. Уравнение для ДФ в инверсном контакте приобретает вид, характерный для суперсимметричной (SUSY) квантовой механики:

$$\begin{pmatrix} 0 & \dots & i \frac{E_g(z)}{2} + c\sigma \cdot k \\ \dots & \dots & \dots \\ -i \frac{E_g(z)}{2} + c\sigma \cdot k & \dots & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{pmatrix} \quad (13)$$

Нулевая мода этого уравнения описывает интерфейсные состояния:

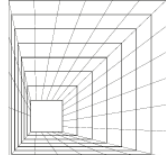
$$\psi_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\theta/2} \\ \pm e^{-i\theta/2} \\ 0 \end{pmatrix} \times \exp \left\{ \int_0^z \frac{E_g(z)}{2hc} dz + ik_{||} \cdot r_{||} \right\}, \quad (14)$$

$$\text{где } e^{i\theta} = \frac{(K_x + iK_y)}{|K_{||}|}$$

Решение (14) устойчиво к возмущениям функции $E_g(z)$ в силу SUSY. Дираковская точка в этой в центре щели, в спектр ПС фактически описывается формулами (11), (12), в которых $a_0 = 1$

Более реалистична модель несимметричного контакта, рассмотренная в обзоре [29], рис 4 асимметрия зон задается скалярным потенциалом $\varphi(x)$ имеющим смысл интерфейсного изгиба зон. При большом разрыве зон спектр интерфейсных состояний имеет вид

$$E = - \frac{E_{g1}\varphi_0}{E_{g0}} \pm |K_{||}| \sqrt{1 - \left(\frac{2\varphi_0}{E_{g0}} \right)^2}, \quad (15)$$



где $\varphi = \varphi_0 f(z)$, $E_g(z) = E_{g_0}(z) + E_{g_1}$ модельная функция $f(z)$ описывает согласованное изменение ширины запрещенной зоны и изгиба зон на гетероинтерфейса.

Имеет смысл сравнить результаты работ [27] и [29]. Гетероинтерфейсный спектр (15) переходит в спектр ПС (11) при замене.

$$a_0 = -\text{sign}(E_{g_0}) \sqrt{\frac{E_{g_0} - \varphi_0}{E_{g_0} + \varphi_0}} \quad (16)$$

Отсюда виден физический смысл граничного параметра a_0 : его знак коррелирует со знаком щели, а отличие его амплитуды от 1 есть мера e-асимметрии. Аналог топологической нетривиальной фазы на рис 2а отвечают инверсии зон. Важное следствие из (15): инверсии зон недостаточно, вообще говоря, для появления суперсимметричных интерфейсных состояний. При большой e-h – асимметрии, когда $\varphi_0 / E_{g_0} > 1$ эти состояния перестают существовать.

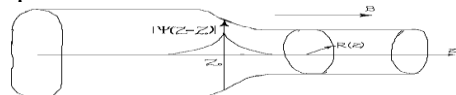
В принципе, условиями SUSY-состояния можно управлять с помощью внешних полей. Так рассмотрим [36] решение уравнения Дирака (9) с граничными условиями (10) для цилиндрической нанопроволки радиуса R_0 в продольном магнитном поле. В спектр ПС управляется магнитным потоком

$\Phi = \pi \cdot R_0^2 \cdot B$ через сечение проволоки. При положительном знаке граничного параметра a_0 в сильном поле квазиклассический спектр ПС имеет вид

$$E = \pm \frac{2a_0 \cdot c \cdot h}{1 + a_0^2} \sqrt{K_z^2 + \frac{(j + \Phi / \Phi_0)^2}{R_0^2}} + E_0 \quad (17)$$

где K_z -проекция квазиимпульса на ось проволоки, j – полуцелые числа, $\Phi_0 = hc/e$ – квант потока. Когда магнитный поток полукратен кванту потока, спектр (17) становится бесщелевым. При любом знаке a_0 вклад ПС в полную состояний осциллирует как функция магнитного потока с периодом проволоки типа Аронова – Бомарис 1. Проволока с неоднородным сечением в продольном магнитном поле. Схематически показана амплитуда суперсимметричного ПС, которое реализуется при полуцелых значениях локального магнитного потока (в единицах кванта потока) проходящего через сечение проволоки $z = z_0$.

Более интересен случай проволоки с неоднородным сечением в однородном продольном магнитном поле. Магнитный поток через сечение проволоки неоднороден и возможно образование локальных SUSI-состояний, показанных на рис 9. [37]



В работе [33] найдено, что такое SUSY-решение с энергией E_0 – имеет вид

$$\psi \propto \exp\left(\frac{1}{h\nu} \int_{z_0}^z \Delta(z) dz\right) \quad (18)$$

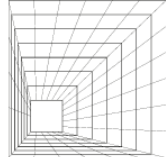
где скорость поверхности состояния $v = \frac{2a_0 c}{1 + a_0^2}$. Эффективная локальная щель

$\Delta(z) = h\nu(j + \Phi(z) / \Phi_0) / R_0(z)$ инвертируется в точке $z = z_0$ поэтому решение (18) локализовано именно здесь.

$$R_0(z) = \frac{h\nu(j + \Phi(z) / \Phi_0)}{\Delta(z)}$$

Заключение:

Существует большое количество фактов, показывающих, что включения второй фазы являются одной из главных причин ухудшения обратных характеристик p-n переходов. Выделения второй фазы встречаются практически во всех полупроводниковых



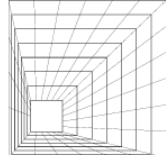
материалах кремний и т.д. Форма включения может быть самой разнообразной. Наблюдались включения сферической, цилиндрической, дискообразной, иглообразной и т.д. форм. [2]

Для дальнейшего изучения структуры кремния при изучении распределения напряженности электрического поля был использован метод бегущей волновой функции Кона-Латгинжера.

Найдены электронные спектры в нанопроволоке, описываемой эффективным изотропным трехмерным уравнением Дирака с однопараметрическим граничным условием, удовлетворяющим требованиям эрмитовости и симметрии инверсии времени задачи. Знак параметра в граничном условии определяет тип спектра поверхностных подзон. При положительных значениях граничного параметра поверхностные подзоны формируются в объемной запрещенной зоне, как в нанопроволоках из, топологических изоляторов. При отрицательных значениях граничного параметра поверхностные подзоны образуются на фоне размерно-квантованных состояний в отсутствие магнитного поля. Включение продольного магнитного поля приводит к появлению осциллирующего по магнитному потоку вклада в плотность поверхностных состояний и магнитопроводимость для обоих типов спектра поверхностных подзон. Фаза осцилляций изменяется от в слабых магнитных полях до 2В пределе сильных полей. [38]{39}

Литературы:

1. А.С. Тагер, М.В. Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. Советское радио, М.: 1968, 480с.
2. И.В. Грехов, Ю.Н. Сerezкин. Лавинный пробой p-n перехода в полупроводниках. - Л.: "Энергия", 1980, 152с.
3. R.J. McInture Theory of microplasma instability in silicon. - J. Appl. phys., 1961, v.32, N6, p.31-43.
4. К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. - М.: "МИР", 1984, 472с.
5. W. Schroter, R. Labush Electrical properties of dislocation in Ce and Si. - Phys. stat. sol., 1969, v.36, N2, p. 539-550.
6. Т.Я. Пуритис, И.Э. Озолинь, Ф.Я. Крике, Л.А. Фрейберг. Микроплазменные явления в электронно-дырочных переходах кремния. - В сб.: Полупроводники и их применение в электротехнике. Изд-во Ан Лат.ССР, Рига, 1969.
- Т.Я. Пуритис, И.Э. Озолинь, Ф.Я. Крике, Я.П. Муранс, Я.К. Балодис. Микроплазменные явления в кремниевом электронно-дырочном переходе. Физика p-n переходов. - Рига, 1966, с.383-390.
8. A. Goetsberger, B.M. McDonald, R.N. Haitz, R.M. Scarlitt. - Avalanche effects in silicon p-n junctions. - J. Appl. phys., 1963, v.34, N6, p.1591-1600.
9. N.F. Neve, K.A. Nyqes, R.R. Thornton Scanning electron microscope as a means of studying microplasmas at high resolution. - J. Appl. phys., 1966, v.37, N4, p.1704-1709.
10. A.S. Grove, D.J. Fitzgerald Surface effects on p-n junctions. - Solid-stat. electron., 1966, v.9, N8, p.793-806.
11. А.И. Шкретий. Микроплазменный пробой диодов Шоттки и резких p-n – переходов с неидеальной границей раздела. - Тезисы докладов УШ-совещания
12. К.А. Исмаилов, В.И. Файнберг, А.И. Шкретий. Исследование влияния МП на неоднородности токопрохождения и температуры в GaAs ЛПД. - Тезисы докладов на П- Всесоюзной конференции по физике и технологии тонких пленок. Ивано-Франковск, 1984, т.2, с.330.



13. М.Б. Тагаев, А.И. Шкробтий. Исследование температурных особенностей микроплазменного пробоя в арсенидгаллиевых лавинно-пролетных диодах. - Сборник научных трудов НГУ, г. Нукус, 1987, с. 54-58.
- А.И. Шкробтий, М.Б. Тагаев, С.И. Глушенко. Методика неразрушающего контроля параметров и прогнозирование надежности кремниевых стабилитронов. - IV-отраслевой семинар. Аналитические методы исследования материалов и изделия микроэлектроники, г. Запарожье, 1987, с. 30.
15. Р.М. Терешук, К.М. Терешук, С.А. Седов. Полупроводниковые приемно-усилительные устройства, - Киев: Наукова думка, 1988, с. 800.
16. Шокли В. Проблемы, связанные с p-n переходами в кремнии. - УФН, 1962, г. 77.
18. Акимов П.В., Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя диодов, изготовленных из кремния с высоким содержанием растворенного кислорода. - ФТП, 1975, т. 9.
19. Батвин В.В. Влияние частиц SiO₂ вольт-амперные характеристики p-n переходов в кремнии. - ФТП, 1970, т. 4.
20. Грехов И.В. Физические процессы в мощных кремниевых приборах с p-n переходами / Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. - Л.: 1973 (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР.)
21. Кюрягян А.С. Исследование ударной ионизации и лавинного пробоя в высоковольтных p-n переходах / Автореф. дис. на соиск. Учен. степени канд. техн. наук. - М.: 1975. (ВЭИ имени В.И. Ленина.)
22. Сережкин Ю.Н. Исследование микроплазменного пробоя высоковольтных кремниевых лавинных диодов / Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. - М.: 1973 (ВЭИ имени В.И. Ленина.)
23. Chynoweth A.G., Pearson G.L. Effect of dislocations on breakdown in silicon p-n junctions. - J. Appl. Phys., 1958, v. 29.
24. Goetzberger A., Stephens C. Voltage dependence of microplasma density in p-n junctions in silicon. - J. Appl. Phys., 1961, v. 32, N 12
25. Kikuchi M., Tachikawa K. Visible light emission and microplasma phenomena in silicon p-n junctions. - J. Phys. Soc. Jap., 1960, v. 15, pt. 1; Classification of weak spots in diffused p-n junctions. - J. Phys. Soc. Jap., 1960, v. 15, pt. 2.
26. Kressel H. A review of the effect of imperfections on the electrical breakdown of the p-n junctions. - RCA Rev., 1967, v. 28.
27. В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ФТТ 23, 1756 (1991).
28. В.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ 42, 145 (1985)
- В.А. Волков, Б.Г. Идлис, М.Ш. Усманов, УФН 165, 700 (1995)
- В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ЖЭТФ 70, 2268 (1976)..
- В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ЖЭТФ 72, 1087 (1977).
32. V. A. Volkov and T. N. Pinsker. Surf. Sci/81. 181 (1979)
33. Ф.Т. Васко, Письма в ЖЭТФ 30, 574 (1979).
34. Ж.А. Девизорова, В.А. Волков, Письма в ЖЭТФ 98, 110 (2013)
35. Ж.А. Девизорова, А.В. Щепетильников, Ю.А. Нефедов, В.А. Волков, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 100, 111 (2014)
36. V. V. Enaldiev and V. A. Volkov. arxiv:1509.07532
37. В.А. Волков, В.В. Еналдиев, ЖЭТФ, 2016, том 149, вып. 3, стр. 702-716
38. Еналдиев Владимир Викторович. Свойства краевых и поверхности состояний в дираковских материалах. Автореф. дис. на соиск. Учен. степени канд. физ.-мат. наук. - М.: 2017 г.



39. Аксенов Сергей Владимирович. Кинетические и топологические свойства квантовых структур с сильным взаимодействием зарядовых и спиновых степеней свободы. Автореф. дис. на соиск. Учен. степени доктор. физ.-мат. наук. - Красноярск.: 2021 г.