

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ И СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК – ПОЛУПРОВОДНИК

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования переходных процессов в полупроводниковых диодах с тонкой базой. Излагаются основные результаты, полученные при изучении физической природы эффектов переключения и памяти в тонкоплёночных диодных структурах на основе халькогенидных и оксидных стеклообразных полупроводников. Рассматривается влияние центров с глубокими уровнями на вольт-амперные характеристики диодов из GaAs. Подводятся итоги исследованиям, направленным на разработку методов снижения плотности поверхностных электронных состояний на границе раздела диэлектрик – GaAs до уровня, необходимого для создания МДП-транзистора. Показана возможность использования кремниевых туннельных МОП-диодов в качестве малогабаритных, высокочувствительных и быстродействующих газовых сенсоров. Представлены результаты экспериментального исследования основных закономерностей развития винтовой неустойчивости полупроводниковой плазмы в Ge и Si.

Практически вся тематика исследований, которые проводились под руководством автора данной статьи, была связана с проблемами, решаемыми в научно-исследовательских институтах электронной промышленности и Академии наук. Ниже будут рассмотрены основные результаты, полученные при выполнении исследований по следующим направлениям: 1) переходные процессы в полупроводниковых диодах и их практическое применение; 2) электрические свойства диодных структур на основе стеклообразных полупроводников; 3) электрические свойства диодных структур на основе арсенида галлия, компенсированного центрами с глубокими уровнями; 4) электрические свойства МДП-структур на основе арсенида галлия и кремния; 5) винтовая неустойчивость полупроводниковой плазмы в германии и кремнии.

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ И ИХ ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

1.1. Теория переходных процессов

В полупроводниковых диодах переходные процессы наблюдаются при любом достаточно быстром изменении падения напряжения (U) на нём или силы протекающего через него тока (I). Эти процессы обусловлены двумя явлениями: установлением стационарного распределения концентрации неосновных носителей заряда в базе диода и перезарядкой ёмкости области пространственного заряда (ОПЗ) p – n -перехода. Переходные процессы определяют длительность переключения из одного стационарного состояния в другое полупроводниковых диодов, фотодиодов, биполярных транзисторов и тиристоров.

Переходные процессы в полупроводниковых диодах были обнаружены в 1950 г. В последовавшей затем серии теоретических работ рассматривались переходные процессы в диодах с p^+ – n -переходом, длина базы которых W значительно превышала диффузионную длину L_p неосновных носителей заряда (дырок). Перезарядка ёмкости p^+ – n -перехода в этих работах не учитывалась. В результате выполненных исследований было показано, что переходные процессы обусловлены накоплением или рассасыванием избыточных носителей заряда в базе диода, а время релаксации переходных параметров $U(t)$ или $I(t)$ определяется объёмным временем жизни дырок τ_p .

Вторым этапом развития теории явилось рассмотрение переходных процессов в диодах с тонкой базой ($W \leq 2L_p$) при скорости поверхностной рекомбинации на невыпрямляющем контакте, равной бесконечности.

Для такой модели диода время релаксации переходных параметров зависит как от τ_p , так и от величины времени пролёта дырок через базу W^2/D_p (где D_p – коэффициент диффузии дырок).

Основным недостатком теоретических исследований, выполненных для диодов с тонкой базой, являлось предположение о том, что скорость поверхностной рекомбинации S_k на омическом контакте равна бесконечности. В реальных германиевых и кремниевых диодах этот параметр имеет конечную величину. В случае же фотодиода темп протекания переходных процессов при включении и выключении оптического излучения должен зависеть от значения скорости поверхностной рекомбинации S на светоприёмной поверхности его базы.

Отсутствие теории для реальной модели полупроводникового диода существенно ограничивало использование переходных процессов в физических исследованиях. В связи с вышеизложенным автором данного сообщения в период с 1965 по 1969 г. была опубликована серия статей, в которых рассмотрена теория переходных процессов в полупроводниковом диоде и фотодиоде при произвольных значениях S и S_k [1 – 9].

В этих работах на основе решений нестационарного уравнения непрерывности для дырок, инжектированных в базу диода, проведён анализ переходных процессов, сопровождающих включение диода в пропускное состояние скачком напряжения или силы тока в электрической цепи, выключение диода разрывом цепи, а также переключение диода из пропускного в запертое состояние.

Из полученных результатов следует, что при низком уровне инжекции дырок в базу диода постоянная времени τ_1 , определяющая скорость протекания переходных процессов, подчиняется следующему соотношению:

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{\gamma_1^2 D_p}{W^2} + \frac{1}{\tau_p}. \quad (1)$$

Для переходных процессов, которые возникают при включении диода скачком тока в цепи, при выключении – разрывом цепи и при переключении из пропускного в запертое состояние, параметр γ_1 является первым корнем уравнения

$$\operatorname{ctg} \gamma = \gamma D_p / (S_k W). \quad (2)$$

В случае высокого уровня инжекции дырок в базу диода переходный процесс при включении диода в

пропускное состояние скачком тока в цепи удаётся проанализировать лишь при $S_k = \infty$. При этом постоянную времени τ_1^* можно описать выражением

$$\frac{1}{\tau_1^*} = \frac{\pi^2 D_a}{4W^2} + \frac{1}{\tau_p^*}, \quad (3)$$

где $D_a = 2kT\mu_n\mu_p/[e(\mu_n + \mu_p)]$ – амбиполярный коэффициент диффузии; μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; e – заряд электрона; τ_p^* – время жизни дырок в базе при высоком уровне инжекции.

Задача для переходного процесса переключения диода из пропускного в запертое состояние в случае высокого уровня инжекции решается при произвольных значениях S_k , а τ_1^* описывается выражениями (1) и (2) при замене D_p на D_a и τ_p на τ_p^* .

В 1969 г. был проведён анализ переходных процессов, которые возникают при воздействии прямоугольного импульса оптического излучения на фотодиод, работающий в режиме вентильной фотоэда. Показано, что при малом уровне оптического возбуждения базы фотодиода постоянная времени, характеризующая нарастание и спад фотоэда во времени, описывается выражениями (1) и (2), если S_k заменить на S .

Анализ переходных процессов с помощью зарядового уравнения показал, что при малых изменениях падения напряжения на диоде необходимо учитывать перезарядку ёмкости $p-n$ -перехода. Скорость протекания переходных процессов при включении и выключении диода с учётом этого характеризуется постоянной времени, равной $\tau_3 + \bar{C}_{p-n}R_{p-n}$, где $\tau_3 \approx \tau_1$ и называется эффективным временем жизни носителей заряда в базе диода; $\bar{C}_{p-n}R_{p-n}$ – постоянная времени перезарядки ёмкости $p-n$ -перехода; \bar{C}_{p-n} – среднее значение ёмкости $p-n$ -перехода в рассматриваемом интервале напряжений; $R_{p-n} = kT/(eI_s)$ – сопротивление $p-n$ -перехода; I_s – ток насыщения $p-n$ -перехода.

Из рассмотренного выше материала видно, что в диодах с тонкой базой темп протекания переходных процессов зависит от значений следующих параметров: τ_p , S_k или S , W и от постоянной времени перезарядки ёмкости $p-n$ -перехода. В диодах с барьером Шоттки, работа которых не связана с инжекцией неосновных носителей заряда в базу, длительность протекания переходных процессов определяется только постоянной времени перезарядки ёмкости запертого слоя. Подробный анализ всех переходных процессов в полупроводниковых диодах с полуограниченной и тонкой базами на основе решений уравнения непрерывности и зарядового уравнения дан в работе [10].

1.2. Применение теории переходных процессов в научных исследованиях и разработках приборов

Из теории переходных процессов следует два возможных варианта разработки быстродействующих импульсных диодов. С этой целью можно использовать либо диоды с $p-n$ -переходом на основе полу-

проводников с малым временем жизни носителей заряда, либо диоды с барьером Шоттки. Оба варианта были использованы сотрудниками НИИПП и СФТИ при разработке быстродействующих импульсных диодов на основе арсенида галлия [11,12]. В результате созданы и внедрены в промышленное производство импульсные диоды наносекундного диапазона.

Теорию переходных процессов можно также применить для определения τ_p , S или S_k в зависимости от конструкции диода, если в выражение для τ_1 ввести поправочный коэффициент, учитывающий реальную структуру диода. Большой объём экспериментальных исследований в этом направлении был выполнен младшим научным сотрудником СФТИ В.М. Калыгиной и аспирантами В.Ф. Агафонниковым, С.А. Зайдман [13 – 27]. В результате проведённой работы были определены вышеперечисленные параметры базы диодов, изготовленных из Ge и Si n -типа с широким набором удельных сопротивлений. Изучены зависимости τ_p и S от температуры, уровня инжекции дырок в базу диода, а также зависимость S от метода обработки поверхности базы и состава окружающей газовой среды.

Установлено, что технологический цикл изготовления полупроводниковых диодов приводит к уменьшению τ_p и увеличению S на поверхности базы по сравнению с исходным монокристаллом. Величина S_k на контакте олова с германием примерно на порядок выше S на поверхности базы при любом её удельном сопротивлении. Для сплавного контакта Si с Au, легированном сурьмой, значение S_k того же порядка, что и S на свободной поверхности базы.

Переходные процессы в совокупности с изучением вольт-амперных характеристик (ВАХ) были использованы для оценки качества защитных покрытий поверхности базы диодов и биполярных транзисторов. Такая методика позволяла на одном и том же приборе определять изменение S , обратного тока и пробивного напряжения под действием защитного покрытия.

В 1967 – 1969 гг. был опубликован цикл работ, посвящённых уточнению механизмов влияния анизотропного и одноосного давления на τ_p , S и ВАХ для германиевых и кремниевых диодов [20 – 25]. Вся совокупность полученных данных позволила установить, что единственной причиной, которая приводит к уменьшению τ_p при воздействии механического давления, является увеличение концентрации рекомбинационных центров в базе диода. При этом дополнительно возникающие рекомбинационные центры после снятия давления исчезают, т.е. являются обратимыми. Зависимость S от давления обусловлена увеличением концентрации рекомбинационных центров на поверхности базы диода и концентрации собственных носителей заряда n_i .

Исследования обратной ветви ВАХ показали, что резкое увеличение тока насыщения I_s германиевых диодов с $p-n$ -переходом, начиная с некоторого значения воздействующего давления, в общем случае обусловлено возрастанием n_i за счёт уменьшения ширины запрещённой зоны, а также изменениями τ_p , S и μ_p . В области больших обратных напряжений для германиевых и кремниевых диодов наблюдается рез-

кий рост с увеличением давления генерационной составляющей тока, усиленной эффектом Пула – Френкеля [10] за счёт увеличения концентрации генерационно-рекомбинационных центров.

В связи с возможностью использования полупроводниковых диодов в качестве высокочувствительных датчиков магнитного поля в 1969 – 1970 гг. проведены исследования по влиянию магнитного поля на ВАХ и переходные процессы в германиевых диодах с полугораниченной базой [26, 27]. Для диодов с полусферической формой p -области $p-n$ -перехода наблюдалось увеличение длительности протекания переходных процессов при наличии магнитного поля, вектор магнитной индукции которого направлен от инжектирующего к омическому контакту. Теоретический анализ показал, что этот экспериментальный факт обусловлен продольным магнитоконцентрационным эффектом.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

2.1. Электрические свойства структур металл – халькогенидный стеклообразный полупроводник – металл или монокристаллический полупроводник

В 1954 г. учёными ФТИ им. А.Ф. Иоффе Б.Т. Колмицей и Н.А. Горюновой был открыт новый класс полупроводников – халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), обладающих целым рядом уникальных свойств. Это открытие привело к развёртыванию широкомасштабных исследований в СССР и за рубежом электрических и фотоэлектрических свойств ХСП и тонкоплёночных структур на их основе с целью создания новых активных элементов, необходимых для микроминиатюризации электронной аппаратуры. Основная часть исследований в этом направлении была выполнена в ТГУ и СФТИ аспирантами: В.Д. Базаровым, А.И. Бадлуевым, Л.И. Терёхиной, а также старшим научным сотрудником В.М. Калыгиной [28 – 46]. Часть исследований проводилась при тесном сотрудничестве с НИИ полупроводниковых приборов.

В качестве объектов исследования служили тонкоплёночные структуры на основе ХСП различных систем: $As-S-J$, $As-S-Tl$, $Se-Ge$, $Te_{48}As_{30}Si_{12}Ge_{10}$, $CdGeAs_2$. В результате проведённых исследований установлена природа эффектов переключения и памяти, а также генерации переменного тока ВЧ-диапазона, наблюдаемых в этих структурах. Подробный анализ эффектов переключения и памяти в диодных структурах на основе ХСП дан в работе [10]. Выполнена серия работ, посвящённых изучению механизмов переноса заряда в тонких плёнках ХСП при наличии постоянного или переменного электрического поля. Полученные закономерности объясняются на основе представлений о прыжковой проводимости по локализованным электронным состояниям с привлечением эффектов сильного электрического поля.

Несмотря на большой объём исследований, выполненных в вузах, а также в НИИ академии наук и

электронной промышленности, в результате которых был открыт целый ряд интересных эффектов, тонкоплёночные структуры на основе ХСП не нашли широкого применения в радиоэлектронике. Не удалось решить проблему стабильности электронных устройств на основе ХСП.

2.2. Электрические свойства структур металл – оксидный стеклообразный полупроводник – металл

В нашей стране основная часть исследований по этой тематике была выполнена в ТГУ и СФТИ в тесном сотрудничестве с институтом кибернетики АН ГССР. Активное участие в этих исследованиях принимали аспиранты: В.И. Косинцев, В.А. Резников, Э.Ф. Ряннель и ст.н.с. СФТИ В.М. Калыгина.

Тонкоплёночные диодные структуры на основе оксидных стеклообразных полупроводников (ОСП), содержащих оксиды некоторых переходных металлов (например, ванадия), после электрической формовки обладают эффектом переключения из состояния с высоким сопротивлением в состояние с высокой проводимостью. Таким же свойством обладают и образцы, полученные путём быстрого сплавления металлических электродов (в виде проволочек) в бусинку ОСП [47 – 52]. В результате проведённых исследований было установлено, что после электрической формовки в образце образуется поликристаллический канал, замыкающий электроды.

Если ОСП содержит пятиокись ванадия, то в канале в зависимости от режима формовки образуются кристаллиты одного из следующих оксидов: VO_2 , V_4O_7 , V_6O_{11} , V_5O_9 . Все эти оксиды обладают фазовым переходом полупроводник – металл при температурах (T_{ϕ}) 340, 240, 177 и 139 К соответственно. При напряжении переключения за счёт выделяемого джоулева тепла температура канала повышается до T_{ϕ} , вследствие чего кристаллиты, например VO_2 , переходят в состояние с металлическим типом проводимости. Сопротивление образца резко падает, на ВАХ появляется участок с ОДС.

В зависимости от материала электродов структуры металл – ОСП – металл могут обладать либо эффектом переключения, либо эффектом переключения с памятью [53 – 55]. В структурах на основе ванадиево-фосфатных стёкол с алюминиевыми электродами наблюдался эффект переключения. При замене Al на Ni, Pt или платинородий образцы обладали свойствами элементов памяти.

Эффект переключения с памятью был обнаружен и в структурах на основе стекла системы $PbO - Al_2O_3 - V_2O_5 - SiO_2$, содержащего 30% PbO (проценты катионные) [56]. В таких структурах в процессе электрической формовки в межэлектродном пространстве происходит расплавление стекла и при последующем охлаждении – кристаллизация с образованием нити PbO_2 , обеспечивающей высокую проводимость образца, сохраняющуюся и после снятия напряжения. Затем при пропускании тока достаточно большой величины нить PbO_2 нагревается и разлагается. Одним из продуктов разложения является тетрагональная модификация PbO . В результате этого процесса обра-

зец переходит в состояние с высоким сопротивлением. При последующей подаче напряжения диодная структура вновь возвращается в состояние с низким сопротивлением и т.д.

Эффект обратимого переключения с памятью из одного состояния в другое наблюдался и для структуры металл – PbO – металл [57]. В более поздней работе [58] было показано, что переход структуры такого типа из состояния с высоким сопротивлением в состояние с высокой проводимостью связан с трансформацией слоя PbO в PbO₂ под действием сильного электрического поля. Явление обратимых фазовых переходов PbO ↔ PbO₂ было использовано для разработки энергонезависимых элементов памяти на основе структур металл – PbO – полупроводник [58]. В качестве полупроводника использовался вырожденный Si или GaAs.

В элементах памяти на основе PbO запись и стирание логической единицы обусловлено не накоплением и рассасыванием заряда электронов на плавающем затворе (как в приборах на основе МОП-транзисторов), а резким изменением сопротивления слоя оксида свинца при подаче импульса напряжения (или тока) определённой амплитуды. Разработанные элементы памяти выгодно отличаются от элементов на основе МОП-транзисторов простотой конструкции, а также возможностью проводить запись и стирание логической единицы импульсами напряжения одной полярности. Параметры таких элементов памяти слабо зависят от температуры. Новизна разработки элемента памяти на основе PbO подтверждена авторским свидетельством.

Одновременно с изучением эффектов переключения и памяти в ОСП в период с 1976 по 1990 г. был выполнен большой объём работ по исследованию спектров поглощения, термостимулированных токов диэлектрической релаксации, диэлектрических потерь, электропроводности в слабых и сильных постоянных и переменных электрических полях [59 – 76]. На основе детального анализа полученных экспериментальных данных В.И. Косинцев в своей кандидатской диссертации для описания эффектов сильного электрического поля и диэлектрической релаксации в ОСП, содержащих V₂O₅, предложил модель связанных поляронов малого радиуса (ПМР), предполагающую их локализацию кулоновским полем заряженных дефектных центров [74, 75].

В предложенной модели эффект сильного электрического поля связан не с термополевой ионизацией кулоновских центров, а с увеличением вероятности перехода (путём последовательных актов перескока) ПМР через барьер, разделяющий соседние области локализации. Механизмом, ответственным за диэлектрическую релаксацию, выступает релаксационная поляризация дипольных комплексов типа «кулоновский центр – ПМР», обусловленная ограничением движения ПМР в пределах областей локализации. В рамках этой модели получены выражения, описывающие зависимости плотности тока и диэлектрической проницаемости от напряжённости постоянного электрического поля, а также соотношение, определяющее время диэлектрической релаксации.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦЕНТРАМИ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

Начиная с 1970 г., коллектив сотрудников НИИПП под руководством С.С. Хлудкова стал заниматься исследованием электрических свойств диодных структур, полученных диффузией Mn, Fe, Cr в арсенид галлия *n*-типа. В дальнейшем такие исследования проводились и в СФТИ. Ниже дано краткое изложение результатов, полученных по этой тематике аспирантами В.М. Дьямантом, Г.М. Фукс и ст.н.с. СФТИ А.А. Вилосовым, В.Н. Брудным.

Детальные исследования показали, что диоды, изготовленные диффузией переходных металлов в *n*-GaAs, являются многослойными структурами типа *p* – π – *v* – *n* или π – *v* – *n*. На прямой и обратной ветвях ВАХ таких структур наблюдались участки с ОДС *S*-типа. Причём время переключения структур при обратном смещении из состояния с высоким сопротивлением в состояние с высокой проводимостью составляло 10⁻¹⁰ – 10⁻⁹ с. Малое время переключения, чувствительность напряжения переключения к воздействию светового излучения и гидростатического давления указывают на перспективность использования таких структур для создания формирователей импульсов тока с субнаносекундными фронтами, быстродействующих переключателей, управляемых светом, датчиков давления и других электронных элементов.

С целью установления физической природы эффектов переключения *p* – π – *v* – *n*-структур было проведено исследование прямых и обратных ветвей ВАХ, фотоэлектрических и тензоэлектрических явлений в диодах на основе GaAs, компенсированного Mn или Fe [77 – 86]. Из полученных результатов следует, что особенности ВАХ таких структур обусловлены наличием глубоких уровней (ГУ) в π - и *v*-областях. При малых прямых напряжениях в этих структурах преобладающей является составляющая тока, обусловленная туннелированием электронов через ГУ в ОПЗ π – *v*-перехода в местах с повышенной концентрацией примесей. При больших напряжениях основным становится инжекционный ток и на ВАХ, как правило, появляется участок с ОДС *S*-типа.

В структурах на основе GaAs (Mn) в π -области имеется только один сорт ГУ акцепторного типа, характеризующийся резким неравенством сечений захвата дырок (γ_p) и электронов (γ_n) ($\gamma_n \gg \gamma_p$). Формирование участка ВАХ с ОДС в этом случае связано с перезарядкой ГУ дырками за счёт двойной инжекции носителей заряда в базу диода (π -область). До напряжения переключения прямая ветвь ВАХ описывается двойной инжекцией носителей заряда в диэлектрик или полупроводник в дрейфовом или диффузионном приближении в зависимости от концентрации равновесных дырок в π -области.

Прямая ветвь ВАХ диодных структур на основе GaAs (Fe) при высоком уровне инжекции описывается теорией, предложенной В.И. Стафеевым. Формирование участка ВАХ с ОДС в этом случае обусловлено ростом диффузионной длины электронов в π -области

при увеличении уровня инжекции. Наличие нескольких сортов акцепторных ГУ в π -области приводит к появлению осциллирующей зависимости падения напряжения на диоде при токах, соответствующих участку ВАХ с ОДС.

На обратной ветви ВАХ диодов на основе GaAs, компенсированного Mn или Fe, наблюдаются два участка с ОДС S -типа. Появление первого из них обусловлено захватом дырок на акцепторные ГУ в v -части ОПЗ $\pi - v$ -перехода при развитии лавинного пробоя. Нейтрализация акцепторных ГУ приводит к увеличению плотности объёмного заряда и напряжённости электрического поля в $\pi - v$ -переходе, что вызывает рост обратного тока. Реализуется обратная связь между величиной лавинного тока и напряжённостью поля в $\pi - v$ -переходе, которая и приводит к переключению диода в проводящее состояние.

Формирование второго участка ВАХ с ОДС S -типа связано с развитием лавинно-теплого пробоя диодной структуры. При этом мощность, соответствующая поворотной точке ВАХ, уменьшается с увеличением температуры окружающей среды по линейному закону.

Исследовано также влияние на электрические и тензозлектрические свойства диодов из GaAs радиационных дефектов, возникающих за счёт облучения электронами [87, 88]. В качестве объектов исследования служили диоды с $p^+ - n$ -переходом, а облучение проводилось электронами с энергией 2 МэВ при дозах D , лежащих в интервале от $2 \cdot 10^{15}$ до $8 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. Установлено, что до облучения электронами диодов при прямых напряжениях $U \leq 1$ В преобладающим является рекомбинационный ток. После облучения, начиная с некоторого U , значение которого уменьшается при увеличении D , появляется второй участок ВАХ с более слабой зависимостью I от U . При больших значениях D (порядка $8 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$) и напряжениях ($U > 4$ В) на прямой ветви ВАХ наблюдается участок сублинейной зависимости I от U . Рекомбинационная составляющая тока, которая остаётся главной в области малых напряжений, растёт по мере увеличения D .

Полученные результаты можно объяснить, если учесть, что при облучении GaAs электронами в нём возникают радиационные дефекты с ГУ акцепторного типа, расположенные в верхней половине запрещённой зоны [88]. Возникновение ГУ акцепторного типа в базе диода (n -область) приводит к увеличению её сопротивления и падению напряжения на ней, что и обуславливает появление второго участка ВАХ. Наличие участка ВАХ с сублинейной зависимостью I от U связано с образованием прианодного статического домена обогащённого слоя. Рекомбинационная составляющая тока растёт с увеличением D за счёт уменьшения времени жизни носителей заряда в ОПЗ $p^+ - n$ -перехода, вызванного образованием радиационных дефектов.

На обратной ветви ВАХ $p^+ - n$ -перехода наблюдается увеличение напряжения лавинного пробоя $U_{пр}$ по мере возрастания D [88]. При этом форма ВАХ заметно искажается. При $U > U_{пр}$ зависимость обратного тока $I_{обр}$ от напряжения характеризуется наличием двух участков. На первом участке $I_{обр} \sim (U - U_{пр})$, а на втором — $I_{обр} \sim (U - U_{пр})^3$. Эти факты обусловлены резким увеличением сопротивления базы диода после облучения электронами. С учётом этого падение на-

пряжения на диоде при развитии лавинного пробоя $U = U_{пр} + U_б$, где $U_б$ — падение напряжения на базе. Таким образом, зависимость $I_{обр}$ от $U - U_{пр}$ описывает ВАХ базы диода. В области малых значений $U - U_{пр}$, при которых инжекцией электронов из $p^+ - n$ -перехода и дырок из омического контакта в базу можно пренебречь, её ВАХ описывается законом Ома. При больших значениях $U - U_{пр}$ наблюдается зависимость $I_{обр}$ от $U_б$, характерная для случая двойной инжекции носителей заряда в диэлектрик или компенсированный полупроводник.

Для необлучённых диодов в интервале температур от 77 до 300 К $U_{пр}$ увеличивается с ростом T по линейному закону. После облучения электронами на кривой, изображающей температурную зависимость $U_{пр}$, появляется максимум. Так же как для диодов, изготовленных из GaAs (Fe), его появление связано с инерционностью перезарядки акцепторных ГУ в n -части ОПЗ $p^+ - n$ -перехода при изменении их положения относительно квазиуровня Ферми [10, 88].

Зависимость коэффициента тензочувствительности облучённых диодов от напряжения и обратного напряжения при различных значениях D подтверждает высказанные выше положения.

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МДП-СТРУКТУР И МДП-ДИОДОВ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И КРЕМНИЯ

В период с 1990 по 2000 г. в научных журналах опубликовано множество статей, в которых обсуждается вопрос о возможности создания МДП-транзистора на основе арсенида галлия. К началу этого периода было установлено, что на границе раздела различных по составу диэлектриков и GaAs энергетический зазор между дном зоны проводимости E_c и уровнем Ферми F_s слабо реагирует на изменение напряжения, поданного на МДП-структуру. Это положение можно сформулировать по-другому: в МДП-структурах на основе GaAs наблюдается слабая зависимость поверхностного потенциала ϕ_s от напряжения на затворе. Отсюда следует невозможность создания МДП-транзистора на основе GaAs. Для усиления зависимости ϕ_s от U необходимо существенно уменьшить плотность электронных поверхностных состояний (ПС) на поверхности GaAs. Заметный вклад в изучение данной проблемы был сделан сотрудниками ТГУ, СФТИ в содружестве с сотрудниками НИИПП и Института неорганической химии СО РАН (г. Новосибирск). Значительная часть исследований в этом направлении была выполнена аспирантом А.В. Паниным.

На первом этапе исследований по обсуждаемому вопросу была сделана попытка снизить плотность ПС за счёт использования в качестве диэлектрика слоя ванадиево-боратного стекла, полученного с помощью высокочастотного магнетронного распыления [89]. В результате детального анализа зависимостей ёмкости и активной проводимости от напряжения на МДП-структуре в диапазоне частот тестового сигнала от 22 до 10^5 эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$ при комнатной температуре и в интервале 295 – 367 К при частоте 10^3 Гц было установлено, что полная плотность ПС $N_{пн}$ на поверхности GaAs составляет $9 \cdot 10^{13}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$. Причём лишь ни-

чтожно малая часть этих состояний, плотность которых $N_m \approx 5 \cdot 10^{-3} N_{m0}$, реагирует на тестовый сигнал с частотой от 22 до 10^5 Гц и определяет величины ёмкости C_i и активной проводимости G_i , обусловленных перезарядкой ПС. В дальнейшем эти состояния будем называть «быстрыми».

Благодаря высокому значению N_m , уровень Ферми на поверхности GaAs закрепляется в термодинамически равновесных условиях на 0,79 эВ ниже E_c . При этом МДП-структура находится в режиме слабой инверсии и $d|\varphi_s|/dU = -3,6 \cdot 10^{-3}$, т.е. зависимость поверхностного потенциала от напряжения очень слабая. Это свидетельствует о бесперспективности использования таких МДП-структур для создания полевого транзистора.

Благодаря наличию ПС, N_m которых велика, и широкому набору времён релаксации этих состояний, в рассматриваемых структурах практически невозможно снять высокочастотную вольт-фарадную характеристику (ВФХ). В связи с этим в работе [89] предложен метод определения N_m по двум тестовым частотам, соответствующим максимумам на кривых, изображающих зависимость $G(\omega)/\omega$ от U или $\lg \omega$, где ω – циклическая частота.

Второй этап исследований по вышеобозначенной тематике был посвящён изучению возможности снижения N_m и N_i за счёт следующих факторов: 1) использования диэлектрических слоёв различного состава, полученных низкотемпературными методами; 2) подлегирования поверхности GaAs халькогенидными элементами; 3) использования термического и лазерного отжига готовых МДП-структур.

В качестве диэлектрических слоёв использовались плёнки: оксинитрида кремния ($\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$), диоксида кремния (SiO_2), нитрида бора (BN), полученные плазмохимическим методом, а также плёнки анодного окисла (Ga_2O_3). Для перечисленного набора диэлектрических слоёв N_i находится в интервале значений от $2 \cdot 10^{11}$ до $6 \cdot 10^{11}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$, а N_m – от $7,5 \cdot 10^{12}$ до $4,3 \cdot 10^{13}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$.

Результат обработки поверхности GaAs халькогенидными элементами (S, Se, Te) зависит от типа проводимости полупроводника и состава диэлектрика. Например, при подлегировании GaAs *n*-типа серой или теллуром значение N_m увеличивается. Противоположный эффект наблюдается в МДП-структурах на основе *p*-GaAs при введении в приповерхностный слой полупроводника серы или селена. Наименьшие значения N_m (примерно $2 \cdot 10^{12}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$) получены для таких структур при использовании слоя SiO_2 в качестве диэлектрика.

Термический отжиг структур Pd – BN – *n*-GaAs в комнатной атмосфере при температурах 100 или 200 °C и в атмосфере водорода при 200 °C существенно не изменяет величину N_m , но уменьшает N_i в 2 – 10 раз.

Результат воздействия импульсного лазерного отжига (ИЛО) на МДП-структуру не зависит от материала диэлектрика и типа проводимости полупроводника, а определяется длиной волны, длительностью импульса и плотностью энергии лазерного излучения (W_d). ИЛО с W_d меньше некоторого критического значения $W_{лк}$ вызывает уменьшение N_m . Наоборот, при $W_d > W_{лк}$ N_m увеличивается. Плотность быстрых ПС

под воздействием ИЛО меняется в противофазе относительно изменений N_m .

В конечном итоге из всей совокупности полученных данных следует, что ни один из методов, использованных в исследованиях, не позволил снизить полную плотность ПС до необходимого для разработки МДП-транзистора уровня. Значение N_m должно быть не больше 10^{11} эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$. Многочисленные попытки других исследователей по созданию МДП-транзистора на основе GaAs также не привели к успеху.

Одной из актуальных проблем твердотельной электроники в настоящее время является создание малогабаритных, высокочувствительных и быстродействующих газовых сенсоров. В связи с этим в ТГУ и СФТИ в течение ряда лет исследуется влияние водородосодержащих газов на электрические свойства МОП-структур на основе кремния и туннельных МОП-диодов на основе Si и GaAs [93 – 99], в которых в качестве полевого электрода используются плёнки каталитического металла (палладия или платины). Основная часть экспериментальных исследований в этом направлении выполнена ст.н.с. В.М. Калыгиной и аспирантом М.О. Дученко.

Проведённые исследования показали, что при воздействии водорода или водородосодержащего газа (NH_3 , CH_4) на МОП-структуру из *n*-Si при фиксированном напряжении наблюдается увеличение ёмкости C и активной проводимости G . В кремниевых МОП-диодах кроме C и G увеличивается прямой и обратный ток. В МОП-диодах на основе *n*-GaAs под действием активного газа заметно изменяется только величина тока при обеих полярностях поданного напряжения.

В процессе выполнения работы получены зависимости величины и времени отклика кремниевых МОП-структур на воздействие водорода от температуры и толщины диэлектрика (слой SiO_2). Показано, что наилучшими характеристиками обладают структуры с туннельно тонким слоем SiO_2 . Изучены зависимости величины отклика МОП-структур по ёмкости и активной проводимости от концентрации водорода. Исследованы также концентрационные зависимости величины откликов по C , G и I для кремниевых МОП-диодов. Получены данные по влиянию термического отжига на электрические и газочувствительные характеристики МОП-структур и туннельных МОП-диодов из Si и GaAs.

Из анализа экспериментальных фактов следует, что влияние активных газов на вольт-фарадные, вольт-сименсные и вольт-амперные характеристики исследованных структур обусловлено уменьшением напряжения плоских зон $U_{п.з}$. В свою очередь, изменение $U_{п.з}$ возникает за счёт диссоциативной адсорбции активного газа на поверхности полевого электрода с последующей диффузией атомов водорода к границам раздела металл (Pd или Pt) – оксид и оксид – полупроводник. На первой границе раздела образуются диполи из атомов водорода, снижающие работу выхода электрона из металла, на второй границе формируется слой протонов. Оба фактора приводят к уменьшению $U_{п.з}$.

В конечном итоге в результате проведённых исследований установлено, что кремниевые туннельные МОП-диоды можно использовать в качестве быстро-

действующих и высокочувствительных газовых сенсоров. Для внедрения в практику необходимо оптимизировать технологию получения однородных слоёв SiO_2 с толщиной порядка 30 \AA , а также технологию нанесения на слой оксида полевого электрода.

5. ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ГЕРМАНИИ И КРЕМНИИ

5.1. Поверхностно-винтовая неустойчивость полупроводниковой плазмы в германии

Винтовую неустойчивость (ВН) можно возбудить, если полупроводниковый образец, по которому протекает ток, поместить во внешнее магнитное поле, вектор магнитной индукции которого \mathbf{B} направлен параллельно (или антипараллельно) вектору напряжённости электрического поля \mathbf{E} . При этом значения \mathbf{B} и \mathbf{E} должны быть не меньше некоторых пороговых величин B_n и E_n . При выполнении этих условий во внешней электрической цепи, содержащей источник напряжения и сопротивление нагрузки, возникают колебания тока, а на поверхности образца – колебания потенциала. По форме эти колебания близки к синусоидальным и обусловлены возникновением винтовой волны плотности электронно-дырочной плазмы в полупроводниковом образце.

Полупроводниковые образцы, способные генерировать переменный ток при наличии магнитного поля, были названы осциллисторами. Простым и удобным способом создания полупроводниковой плазмы является инжекция носителей заряда из токовых контактов, поэтому чаще всего в качестве осциллисторов используются $p^+ - n - n^+$ ($p^+ - p - n^+$)-структуры.

Интерес к исследованиям ВН был обусловлен возможностью создания на основе осциллисторного эффекта новых приборов, например, генераторов ВЧ-диапазона и чувствительных элементов (ЧЭ) с частотным выходом различного назначения. Главными преимуществами ЧЭ с частотным выходом перед обычными аналоговыми являются: высокая помехозащищённость при передаче информационного сигнала по проводным линиям, простота преобразования сигнала в цифровой код.

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что в германиевых осциллисторах возбуждается поверхностно-винтовая неустойчивость (ПВН). Благодаря малым значениям скорости поверхностной рекомбинации, плотность полупроводниковой плазмы распределена однородно по площади поперечного сечения германиевого осциллистора. Поэтому в нём возникает поверхностная винтовая волна, возбуждение которой связано с резким перепадом плотности плазмы на поверхности образца. Так называемая линейная теория ПВН была создана до начала исследований по этой тематике в ТГУ и СФТИ. В этой теории показано, что в области слабых магнитных полей $E_n \cdot B_n = \text{const}$ и получены выражения для порогового значения волнового вектора k_n и пороговой частоты ω_n .

В период с 1974 по 1983 г. в работах ст. н. с. СФТИ Г.Ф. Караваева с сотрудниками была развита нелинейная теория мягкого режима возбуждения ВН

при небольшом выходе за порог по электрическому или магнитному полю для образцов цилиндрической геометрии и при $\mu_n = \mu_p$, $S = 0$. Более последовательная теория (без ограничений на величины μ_n , μ_p и S) создана для образцов, длина и ширина которых значительно превосходит их толщину, а толщина много больше диффузионной длины неосновных носителей заряда (полупространство) или сравнима с ней (пластина). Экспериментальную проверку этих теорий осуществила аспирант Г.Ф. Карлова [100 – 106].

Измерения линейных и нелинейных параметров проводились на осциллисторах, имеющих форму стержней и пластин, изготовленных из почти собственного германия. Для проверки линейной теории ВН в образцах обоих типов исследовались зависимости B_n , ω_n от E , определялся k_n и его изменение вдоль пороговой кривой, описывающей зависимость B_n от E . Полученные данные в основном подтвердили выводы линейной теории ВН.

Для проверки нелинейной теории изучались зависимости амплитуды переменного тока \tilde{I} , потенциала $\tilde{\phi}$ и ω от значений E или B при выходе за порог возбуждения ВН по магнитному полю или электрическому, а также рост сопротивления образцов, имеющих форму стержня, при выходе за порог по магнитному полю. Полученные зависимости \tilde{I} , $\tilde{\phi}$ и ω от надкритичности по электрическому полю $\Delta E = (E - E_n) / E_n$ и магнитному $\Delta B = (B - B_n) / B_n$ при $\Delta E \ll 1$, $\Delta B \ll 1$ можно представить соотношениями $\tilde{I} \sim \Delta_{E,B}^{1/2}$, $\tilde{\phi} \sim \Delta_{E,B}^{1/2}$ и $(\omega - \omega_n) \sim \Delta_{E,B}$, которые свидетельствуют о мягком режиме возбуждения ВН.

Исследован гистерезис порогового электрического поля, который заключается в том, что при быстром увеличении напряжения на осциллисторе ВН возбуждается при большем значении E_n , чем исчезает в процессе снижения U . Показано, что этот эффект обусловлен изменением состава плазмы в образце за счёт инжекции носителей заряда с контактов и может иметь место только в нескомпенсированной плазме.

Обнаружен гистерезис порогового магнитного поля. Как и гистерезис E_n , он существует только в неравновесной плазме и обусловлен изменением её состава, причиной которого является инерционность изменения τ , при увеличении и последующем уменьшении B .

По инициативе Г.Ф. Карловой в 1985 г. были начаты исследования полупроводниковой плазмы, возбуждаемой в пластинах, изготовленных из p -кремния с удельным сопротивлением $\rho (2,2 - 2,8) \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (при $T = 300 \text{ K}$) [107 – 109]. Однако для практического применения необходимы осциллисторы в форме стержней с минимально возможным расстоянием между инжектирующими контактами. В связи с этим после 1991 г. исследования закономерностей ВН в кремнии проводились аспирантом П.Н. Дроботом с использованием $p^+ - p - n^+$ -структур, имеющих форму стержней [110 – 114].

Анализ пороговых кривых совместно с ВАХ показал, что в кремнии осциллисторный эффект возникает в квазинейтральной плазме при высоком уровне инжекции. При этом за счёт высокой скорости поверх-

ностной рекомбинации создаётся большой перепад концентрации плазмы в направлении, перпендикулярном оси, вдоль которой направлены векторы E и B . Этот факт свидетельствует о том, что в кремниевых осцилляторных возбуждается объёмно-винтовая неустойчивость (ОВН) электронно-дырочной плазмы. С учётом этого анализ полученных экспериментальных данных проводился с использованием теории ОВН, созданной группой учёных Института физики полупроводников НАН Украины (В.В. Владимиров, В.К. Малютенко, Е.З. Мейлихов и др.) для образцов конечной длины и не имеющей ограничений на величину поперечного градиента плотности плазмы и соотношение подвижностей носителей заряда.

В результате проведённых исследований было установлено, что в кремниевых осцилляторных зависимости плотности прямого тока от напряжения и расстояния между инжекционными контактами (d) подчиняются закономерностям, вытекающим из теории двойной инжекции носителей заряда в полупроводник в чисто дрейфовом приближении, либо с учётом диффузионных поправок, либо с учётом как дрейфовой, так и диффузионной составляющей тока (в зависимости от величины d). При любых значениях T (от 77 до 368 К) и d (от 0,06 до 0,54 см) ВН возникает при высоком уровне инжекции, и наиболее вероятным является возбуждение третьей гармоники ОВН.

В области температур $T > (250 - 270)$ К, для которых приблизительно выполняется условие слабого магнитного поля, зависимости пороговых параметров ($E_{п}$, $\omega_{п}$, $I_{п}$, $U_{п}$, пороговая мощность) от T , d , B и E

удовлетворительно описываются на основе линейной теории ОВН с учётом данных о ВАХ.

При низких температурах критерий слабого магнитного поля не выполняется и пороговые характеристики качественно соответствуют предсказаниям теории ОВН для сильного магнитного поля.

При выходе за порог возбуждения ВН по электрическому полю или магнитному амплитуда и частота колебаний тока или потенциала на гранях образца возрастают по степенному закону при увеличении E или B . Режим возбуждения ВН при 77 и 294 К мягкий. Эксперимент качественно подтверждает выводы теории о температурной зависимости \tilde{I} и ω , а также зависимости \tilde{I} от d .

На основе образцов с оптимальным для практического применения значением $d = 0,085$ см показана возможность использования кремниевых осцилляторов в качестве магнито-, термо- и резистивно-чувствительных элементов с частотным выходом, а также генераторов ВЧ-диапазона. Перечисленные приборы обладают высокой чувствительностью частоты к воздействию внешних факторов. Амплитуда выходного сигнала велика ($5 \text{ мВ} \div 0,7 \text{ В}$) и не требует предварительного усиления.

По результатам представленных в данном обзоре исследований защищено 16 кандидатских диссертаций, получено 14 авторских свидетельств, один патент и одно свидетельство на полезную модель. Результаты практических разработок переданы на предприятия электронной промышленности и институты Академии наук в пяти научно-технических отчётах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1965. № 1. С. 50 – 56.
2. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1965. № 2. С. 73 – 77.
3. Гаман В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1965. № 5. С. 77 – 79.
4. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1965. № 6. С. 27 – 34.
5. Гаман В.И., Зайдман С.А. // Изв. вузов. Физика. 1966. № 1. С. 18 – 20.
6. Гаман В.И., Зайдман С.А. // Изв. вузов. Физика. 1966. № 5. С. 142 – 146.
7. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 12. С. 129 – 130.
8. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1966. № 2. С. 119 – 122.
9. Гаман В.И. // ФТП. 1969. Т. 3. Вып. 2. С. 226 – 230.
10. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов. Томск: Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.
11. Романова И.Д., Хозров В.Н., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1971. № 10. С. 154 – 156.
12. Романова И.Д., Вишнев А.А., Хозров В.Н., Гаман В.И. // Матер. IV Всес. совещ. по физич. явлен. в $p-n$ -переходах. Томск, 1974. С. 11 – 20.
13. Гаман В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 5. С. 104 – 109.
14. Гаман В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 10. С. 132 – 136.
15. Гаман В.И., Калыгина В.М., Агафонников В.Ф. // Физика $p-n$ -переходов: Сборник / Под ред. В.М. Тучкевича и др. Рига: Зинатне, 1966. С. 122 – 128.
16. Гаман В.И., Калыгина В.М. // Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников: Сборник / Под ред. В.И. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1967. С. 25 – 29.
17. Гаман В.И., Калыгина В.М., Болтаков Ф.Н. // Изв. вузов. Физика. 1968. № 11. С. 124 – 126.
18. Гаман В.И., Зайдман С.А. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 2. С. 154 – 156.
19. Гаман В.И., Зайдман С.А. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 2. С. 156 – 157.
20. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 6. С. 54 – 57.
21. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 8. С. 144 – 146.
22. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 12. С. 97 – 103.
23. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1968. № 6. С. 123 – 125.
24. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1968. № 10. С. 36 – 40.
25. Гаман В.И., Агафонников В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1969. № 12. С. 141 – 143.
26. Гаман В.И., Калыгина В.М., Хлестунов А.П. // ФТП. 1969. Т. 3. Вып. 2. С. 188 – 193.
27. Гаман В.И., Калыгина В.М. // ФТП. 1970. Т. 4. Вып. 8. С. 1504 -1510.
28. Гаман В.И., Базаров В.Д. // РиЭ. 1967. № 7. С. 1322 – 1323.
29. Гаман В.И., Базаров В.Д. // Изв. вузов. Физика. 1967. № 9. С. 80 – 85.
30. Гаман В.И., Базаров В.Д. // Изв. вузов. Физика. 1968. № 10. С. 7 – 12.
31. Гаман В.И., Бадлуев А.И. // Изв. вузов. Физика. 1975. № 3. С. 50 – 60.
32. Гаман В.И., Бадлуев А.И. // Труды шестой Междунар. конф. по аморфным и жидким полупроводникам, том «Структура и свойства некристаллических полупроводников». Л.: Наука, 1976. С. 495 – 499.
33. Гаман В.И., Панченко А.Г., Климов В.Н. // Изв. вузов. Физика. 1973. № 6. С. 126 – 128.
34. Калыгина В.М., Евстигнеев С.М., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 1. С. 115 – 116.
35. Бадлуев А.И., Гаман В.И., Минаев В.С. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 8. С. 64 – 71.

36. Бадлуев А.И., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1980. № 9. С. 116 – 118.
37. Калыгина В.М., Гаман В.И., Бадлуев А.И. // Изв. вузов. Физика. 1980. № 9. С. 35 – 39.
38. Калыгина В.М., Гаман В.И., Минаев В.С. и др. // Физика и химия стекла. 1982. Т. 7. № 1. С. 79 – 82.
39. Калыгина В.М., Евстигнеев С.М., Гаман В.И. и др. // Физика и химия стекла. 1982. Т. 8. № 5. С. 618 – 621.
40. Гаман В.И., Бадлуев А.И., Терехина Л.И. // Сб. докл. конф. «Аморфные полупроводники-82». Т.Р. Бухарест, 1982. С. 244 – 246.
41. Гаман В.И., Терехина Л.И. // Сб. докл. конф. «Аморфные полупроводники-84». Т.2. Габрово, 1984. С. 31 – 33.
42. Гаман В.И., Базаров В.Д., Резников В.А. // Изв. вузов. Физика. 1969. № 2. С. 15 – 19.
43. Агафонников В.Ф., Гаман В.И., Глушук С.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 1. С. 3 – 7.
44. Агафонников В.Ф., Гаман В.И., Глушук С.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 7. С. 28 – 31.
45. Агафонникова Е.В., Агафонников В.Ф., Гаман В.И. // Материалы конф. «Некристаллические полупроводники-89». Т. 2. Ужгород, 1989. С. 52 – 54.
46. Агафонников В.Ф., Агафонникова Е.В., Гаман В.И. // Электронная промышленность. 1988. Вып. 4 (172). С. 96.
47. Гаман В.И., Резников В.А., Федяйнова Н.И. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 2. С. 57 – 63.
48. Калыгина В.М., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 3. С. 45 – 50.
49. Калыгина В.М., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 8. С. 31 – 35.
50. Калыгина В.М., Гаман В.И., Макаров А.А. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 9. С. 122 – 124.
51. Калыгина В.М., Гаман В.И., Фатерина Н.А. // Изв. вузов. Физика. 1973. № 1. С. 133 – 135.
52. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 7. С. 123 – 124.
53. Калыгина В.М., Гаман В.И., Минаев В.С. и др. // Изв. вузов. Физика. 1974. № 8. С. 59 – 64.
54. Калыгина В.М., Гаман В.И., Ряннель Э.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. 1978. № 8. С. 80 – 85.
55. Калыгина В.М., Гаман В.И., Модебадзе О.Е. // Изв. вузов. Физика. 1989. № 1. С. 83 – 87.
56. Гаман В.И., Резников В.А., Галанский В.Л. и др. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 7. С. 57 – 61.
57. Гаман В.И., Резников В.А. // Изв. вузов. Физика. 1973. № 2. С. 145 – 146.
58. Гаман В.И., Калыгина В.М., Николаев А.И. // Изв. вузов. Физика. 1992. № 7. С. 116 – 121.
59. Ряннель Э.Ф., Калыгина В.М., Гаман В.И. // Физика и химия стекла. 1976. Т. 2. № 2. С. 109 – 113.
60. Ряннель Э.Ф., Гаман В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1976. № 2. С. 102 – 106.
61. Гаман В.И., Калыгина В.М., Ряннель Э.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1976. № 2. С. 107 – 115.
62. Ряннель Э.Ф., Гаман В.И., Косинцев В.И. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 2. С. 92 – 100.
63. Калыгина В.М., Гаман В.И., Ряннель Э.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1978. № 2. С. 36 – 43.
64. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1978. № 11. С. 61 – 69.
65. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 3. С. 35 – 38.
66. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 3. С. 68 – 73.
67. Косинцев В.И., Гаман В.И., Калыгина В.М. и др. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 5. С. 90 – 94.
68. Косинцев В.И., Калыгина В.М., Гаман В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 5. С. 85 – 89.
69. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. и др. // Сб. докл. конф. «Аморфные полупроводники-82», Т. «Р». Бухарест, 1982. С. 134 – 136.
70. Калыгина В.М., Косинцев В.И., Гаман В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 6. С. 31 – 35.
71. Косинцев В.И., Гаман В.И., Калыгина В.М. // Материалы конф. «Аморфные полупроводники-84». Т. 2. Габрово, 1984. С. 306 – 308.
72. Калыгина В.М., Гаман В.И., Бозомолова Л.Д. и др. // Физика и химия стекла. 1984. Т. 10. № 5. С. 555 – 559.
73. Калыгина В.М., Гаман В.И., Косинцев В.И. и др. // Физика и химия стекла. 1986. Т. 12. № 1-С. 86 – 91.
74. Гаман В.И., Косинцев В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1987. № 6. С. 18 – 32.
75. Косинцев В.И., Колтун В.И. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 12. С. 95 – 100.
76. Калыгина В.М., Гаман В.И., Филатова И.В. и др. // Физика и химия стекла. 1990. Т. 16. № 3. С. 392 – 396.
77. Гаман В.И., Диамант В.М., Вилисов А.А., Фукс Г.М. // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 5. С. 1031 – 1034.
78. Гаман В.И., Диамант В.М., Фукс Г.М. // ФТП. 1979. Т. 13. Вып. 12. С. 2302 – 2307.
79. Вилисов А.А., Гаман В.И., Диамант В.М., Фукс Г.М. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 4. С. 625 – 628.
80. Вилисов А.А., Гаман В.И., Диамант В.М., Фукс Г.М. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 2. С. 414 – 418.
81. Гаман В.И., Фукс Г.М. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 1. С. 190.
82. Гаман В.И., Фукс Г.М. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 6. С. 1133 – 1135.
83. Гаман В.И., Фукс Г.М. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 7. С. 115 – 116.
84. Вилисов А.А., Гаман В.И., Диамант В.М. // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 2. С. 312 – 315.
85. Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 10. С. 79 – 95.
86. Вилисов А.А., Гаман В.И., Диамант В.М. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 5. С. 933 – 935.
87. Brudnyi V.N., Gaman V.I., and Diamond V.M. // Solid-State Electron. 1988. V. 31. No. 6. P. 1093 – 1099.
88. Brudnyi V.N., Vilisov A.A., Gaman V.I. and Diamond V.M. // Solid-State Electron. 1983. V. 26. No. 7. P. 699 – 703.
89. Гаман В.И., Иванова Н.Н., Калыгина В.М. и др. // Изв. вузов. Физика. 1992. № 11. С. 99 – 108.
90. Гаман В.И., Калыгина В.М., Панин А.В., Смирнова Т.П. // Поверхность. 1995. № 5. С. 18 – 26.
91. Возмилова Л.Н., Гаман В.И., Калыгина В.М., Панин А.В. и др. // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 4. С. 492 – 497.
92. Gaman V.I., Kalygina V.M., Pavin A.V. // Solid-State Electronics-1999. V. 43. P. 583 – 588.
93. Воронков В.П., Гаман В.И., Дученко М.О. и др. // Поверхность. 1995. № 2. С. 35 – 40.
94. Гаман В.И., Дробот П.Н., Дученко М.О. и др. // Поверхность. 1996. № 11. С. 64 – 73.
95. Гаман В.И., Дученко М.О., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1998. № 1. С. 69 – 83.
96. Гаман В.И., Давыдова Т.А., Дученко М.О. и др. // Поверхность. 1998. № 10. С. 112 – 115.
97. Гаман В.И., Дученко М.О., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 1999. № 9. С. 3 – 11.
98. Гаман В.И., Балюба В.И., Грицьук В.Ю. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 11. С. 3 – 7.
99. Гаман В.И., Калыгина В.М. // Изв. вузов. Физика. 2003. № 4. С. 3 – 13.
100. Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 5. С. 18 – 21.
101. Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф., Гаман В.И. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 5. С. 111 – 113.
102. Гаман В.И., Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 2. С. 380 – 383.
103. Гаман В.И., Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 7. С. 38 – 41.
104. Гаман В.И., Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф. // ФТП. 1983. Т. 17-В. 3. С. 508 – 510.
105. Гаман В.И., Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. 1984. № 7. С. 66 – 72.
106. Гаман В.И., Караваев Г.Ф., Карлова Г.Ф. и др. // Изв. вузов. Физика. 1984. № 7. С. 72 – 75.
107. Карлова Г.Ф., Гаман В.И., Караваев Г.Ф. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 2. С. 343 – 345.
108. Карлова Г.Ф., Гаман В.И., Шумская Е.Г. // Изв. вузов. Физика. 1991. № 8. С. 49 – 53.
109. Гаман В.И., Карлова Г.Ф., Шумская Е.Г. // Изв. вузов. Физика. 1991. № 8. С. 54 – 60.
110. Гаман В.И., Дробот П.Н., Карлова Г.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1992. № 5. С. 103 – 110.
111. Гаман В.И., Дробот П.Н. // Изв. вузов. Физика. 1995. № 2. С. 48 – 53.
112. Гаман В.И., Дробот П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 7. С. 35 – 45.
113. Гаман В.И., Дробот П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 1. С. 44 – 49.
114. Гаман В.И., Дробот П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 11. С. 39 – 44.