

КОНТАКТНО-ТРАНСПОРТНЫЕ И АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ 2D УГЛЕРОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

© 2023 г. Р. К. Яфаров¹, *, Н. О. Шабунин²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

*E-mail: pirpc@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.05.2022 г.

После доработки 12.07.2022 г.

Принята к публикации 12.07.2022 г.

Приведены результаты электрических при комнатной температуре и автоэмиссионных измерений низкоразмерных 2D углеродных гетероструктур с различным электронным обогащением слоев. Установлено, что с уменьшением толщины обедненного электронами углеродного слоя до величины сравнимой с длиной волны де Бройля за счет размерного квантования увеличивается прозрачность потенциальных барьеров, которые приводят к усилению выпрямляющих свойств низкоразмерных углеродных гетероструктур и, более чем на порядок увеличивают максимальные полевые токи катодных матриц на их основе.

Ключевые слова: углеродные гетероструктуры, размерное квантование, контактно-транспортные процессы, прозрачность потенциальных барьеров, полевая эмиссия электронов

DOI: 10.31857/S0544126922700168, EDN: CXVITG

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальной проблемой современной вакуумной эмиссионной электроники является создание сильноточных долговечных и стабильных автоэмиссионных катодов (АЭК), которые могли бы быть использованы взамен термокатодов в мощных СВЧ ЭВП, имеющих различные области применения, как в гражданских, так и в военных целях. На пути их создания имеется ряд принципиальных трудностей. Они связаны с тем, что управление прозрачностью потенциальных барьеров, определяющих плотности токов автоэмиссии электронов из твердого тела в вакуум, осуществляется в настоящее время, в основном, за счет высоких напряженностей внешних электрических полей ($\sim 10^{6-7}$ В/см). Такие напряженности близки к значениям электрической прочности большинства известных в природе материалов (напряженность поля лавинного пробоя кристаллического кремния составляет, например, 3×10^5 В/см). С учетом статистической неоднородности рельефа поверхности это приводит к неоднородности автоэмиссии по поверхности катодов, которая вызывает локальные перегревы эмиссионных центров и, как следствие, деструкцию поверхности, ухудшение стабильности тока автоэмиссии и долговечности катодов. В связи с этим, научной проблемой, на решение которой направлены усилия

ученых многих стран мира, является поиск и разработка альтернативных путей повышения прозрачности потенциальных барьеров при сравнительно низком уровне напряженности внешнего электрического поля. Успешное ее решение позволит создать новое поколение высокостабильных АЭК для современных ЭВП генераторов и усилителей мощности сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн с микро и наносекундным временем готовности и долговечностью, не уступающей долговечности приборов с традиционными металлопористыми термокатадами. Применение полевых катодов в клистронах и ЛБВ приведет к качественному улучшению технических характеристик систем радиолокации, радиопротиводействия и бортовых радиосистем космических аппаратов.

Перспективным материалом для создания сильноточных полевых источников электронов для вакуумно-плазменных устройств средней и большой мощности являются нанокompозитные алмазографитовые пленочные структуры [1–3]. Они имеют более низкую, чем обычные углеродные пленки, работу выхода электронов. Это уменьшает электрофизическую нагрузку на материал автокатодов и позволяет получать источники электронов с высокой плотностью полевого тока и более продолжительным ресурсом эксплуатации. В

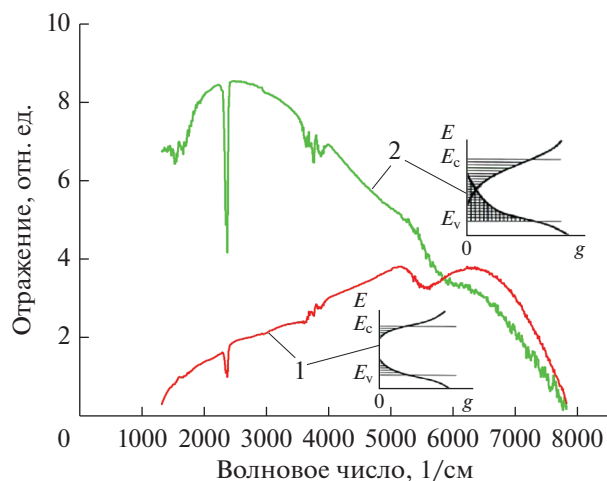


Рис. 1. Зависимости коэффициентов отражения от волнового числа для обедненных (1) и обогащенных (2) электронами углеродных пленочных структур (на вставках приведены расщепления зон локализованных состояний для соответствующих углеродных структур).

работе [4] исследовано влияние электропроводности алмазографитовых пленочных структур и схемы полевого токоотбора на параметры эмиссии источников электронов в сильных импульсных электрических полях микросекундной длительности. Установлено, что использование дополнительных управляющих электродов позволяет уменьшить пороги начала полевой эмиссии и, одновременно, увеличить максимальные плотности автоэмиссионных токов. Однако использование дополнительных электродов усложняет конструкцию автокатодов и, в целом, может уменьшать их надежность. Кроме того, большие внешние электрические поля, характерные для полевой эмиссии электронов, формируют в приповерхностном слое углеродной структуры области пространственного заряда, напряженность поля в которых может приводить к переходу сильноточной полевой эмиссии к взрывной эмиссии и гибели полевого катода [1, 5]. В связи с этим представляют большой практический интерес и важное фундаментальное значение разработка новых способов повышения плотностей полевых токов за счет формирования в автокатадах, по аналогии с [6], областей с неоднородными электрофизическими свойствами.

Цель работы – получение и исследование влияния неоднородности электрофизических свойств по координате на электронный транспорт и автоэмиссионные свойства в некристаллических 2D углеродных гетероструктурах.

2. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Углеродные гетероструктуры с различным электронным обогащением слоев получали в одном тех-

нологическом цикле с использованием микроволновой плазмы паров этанола низкого давления по методике, изложенной в [2, 3]. В качестве нижнего слоя гетероструктур использовалась обогащенная электронами углеродная пленка толщиной около 200 нм с удельным поверхностным сопротивлением 150 кОм/□. Верхний слой обедненной электронами углеродной пленки имел различную толщину. Подключение углеродных гетероструктур к источнику питания для измерения ВАХ поперечного транспорта носителей заряда осуществлялось через никелевые контактные площадки, осажденные на каждом слое термическим испарением в вакууме.

Для характеристики степени электронного обогащения углеродных пленок использованы спектральные зависимости коэффициентов отражения электромагнитного излучения, полученные в инфракрасной области с помощью спектрофотометра IRAffinity с преобразованием Фурье фирмы Shimadzu (рис. 1). Коэффициенты отражения определяли по отношению к коэффициенту отражения эталонного зеркала, который известен в заданном спектральном диапазоне, с помощью оптической приставки для измерения относительного коэффициента отражения при нормальном падении. Из рис. 1 можно видеть, что обедненные электронами углеродные пленки наибольшие значения коэффициентов отражения имеют в коротковолновой части спектрального диапазона при сравнительно низких их значениях. Коэффициенты отражения обогащенных углеродных пленочных структур, свидетельствующие о величине и энергетическом диапазоне возбуждения электронного газа, увеличиваются по отношению к обедненным структурам более, чем в два раза, а их максимум реализуется в длинноволновой (низкоэнергетичной) части спектра.

Исследования автоэмиссионных свойств углеродных гетероструктур проводились в условиях высокого вакуума (10^{-6} Па) на диодной структуре, способной изменять расстояние между электродами с точностью до 1 мкм по методикам изложенных в работах [7, 8]. Расстояние между анодом и катодной структурой составляло 40 мкм. Диаметр рабочей поверхности анода, изготовленного из углеродного материала МПГ-6, составлял 3 мм. Пороги начала автоэмиссии определяли по напряженности электрического поля, при которой полевые токи составляли 5 мкА. Автоэмиссионными измерениями в сильных импульсных электрических полях микросекундной длительности по методике, изложенной в [2], установлено, что в обогащенных углеродных пленках работа выхода электронов составляет 4.8, а в обедненных 4.6 эВ. Работа выхода электронов у никеля составляет 5.1 эВ.

С использованием высокотемпературных измерений показано, что обогащенные углеродные пленки обладают, по сравнению с обедненными,

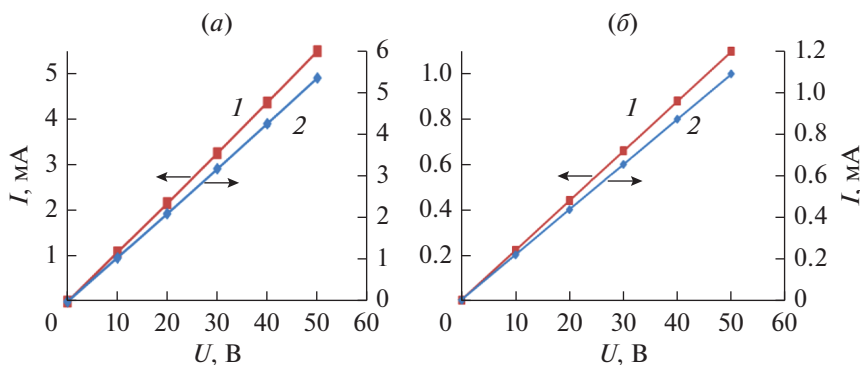


Рис. 2. ВАХ углеродных гетероструктур с различными толщинами обедненного слоя при прямом (1) и обратном (2) включениях источника питания: (а) 5 нм; (б) 100 нм.

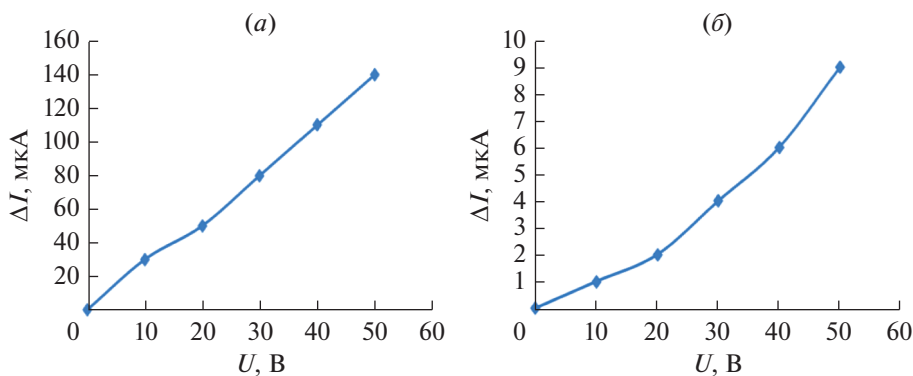


Рис. 3. Зависимости от стационарных напряжений разностей токов при прямом и обратном включениях углеродных гетероструктур с различными длительностями осаждения обедненного слоя: (а) 5 нм, (б) 100 нм.

более сильными полупроводниковыми свойствами. Это выражается в ускоренном увеличении тока за счет джоулева тепловыделения при пропускании тока через углеродные пленки различной степени обогащения и одинаковой при комнатной температуре электропроводности с увеличением напряжения между контактами, расположенными на их поверхности. Для обедненных носителями пленок отклонение от закона Ома выражено значительно слабее и наступает при больших напряжениях. Вследствие этого при напряжении 250 В ток в обогащенных пленках превышал ток в обедненных пленках более, чем в два раза.

На рис. 2, 3 приведены результаты исследования ВАХ и выпрямительных свойств углеродных гетероструктур в зависимости от толщины обедненной носителями пленки на обогащенной пленке с фиксированной толщиной. Можно видеть, что при включении гетероструктуры в электрическую цепь, когда отрицательный потенциал источника питания соединен с контактной площадкой обогащенной углеродной пленки, ток больше, чем при обратном включении. Разность между токами при прямом и обратном включениях увеличивается с возрастанием разности потенциалов. При напряжении 50 В ток через гетероструктуру с толщиной обедненной пленки 5 нм, по сравнению с

пленкой толщиной 100 нм, увеличился от 1.2 до 5.6 мА, а разность между токами увеличилась от 9 до 140 мкА.

На рис. 4 приведены обобщенные зависимости токов между контактами слоев гетероструктуры и их разностей при прямом и обратном включениях с разностью потенциалов 50 В от толщины обедненной углеродной пленки. Можно видеть, что при толщинах меньше 25–30 нм токи через гетероструктуры и разности токов между токами при различной полярности подключения источника питания увеличиваются практически синхронно.

Из измерений автоэмиссионных ВАХ углеродных гетероструктур в зависимости от толщины обедненной электронами углеродной пленки установлено, что с увеличением толщины в интервале от 5–10 до 20 нм пороги начала эмиссии и полевой ток увеличиваются (рис. 5, 6). Максимальное значение тока реализуется при 20 нм. Он более, чем на порядок превышает ток, полученный в отсутствие обедненного слоя. Крутизна ВАХ при этой толщине, по сравнению с меньшими толщинами, существенно уменьшается. При толщине 5 нм, по сравнению с отсутствием обедненной пленки, при незначительном увеличении порога начала эмиссии, плотность полевого тока увеличивается в 4–5 раз. При увеличении толщи-

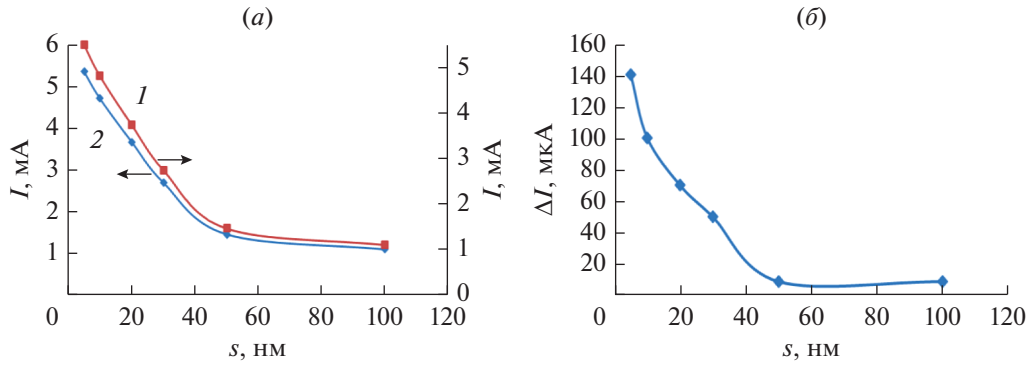


Рис. 4. Зависимость токов в гетероструктурах (а) и разностей токов (б) при прямом (1) и обратном (2) включениях при разности потенциалов между слоями 50 В от толщины обедненного углеродного слоя.

ны больше 20 нм пороги начала эмиссии остаются высокими, а плотности полевых токов и крутизна ВАХ низкими. Такие параметры характерны для одиночных слоев обедненных углеродных пленок.

В контакте между двумя углеродными слоями с различным электронным обогащением, когда работа выхода из обедненного слоя меньше, чем из обогащенного, в результате перемещения носителей возникает электрическое поле E_{cl} , которое препятствует переходу электронов из обедненного слоя в обогащенный. Возникшая в контакте разность потенциалов равна $e\Phi_k = \Phi_+ - \Phi_-$, где Φ_+ и Φ_- – термодинамические работы выхода электронов из обогащенного и обедненного электродами углеродных слоев, соответственно [9].

При равенстве объемных зарядов в приконтактных областях слоев разность потенциалов в них пропорциональна толщине областей объемного заряда. В приконтактной области обедненной пленки возникает слой с пониженной удельной проводимостью (запорный слой). В приконтактной области обогащенной пленки проводимость еще больше увеличивается. Размер антизапорного слоя приконтактной области обогащен-

ного слоя значительно меньше, чем толщина запорного слоя в обедненном электродами слое.

В равновесном состоянии в обоих внешних контактах металл – электронный полупроводник

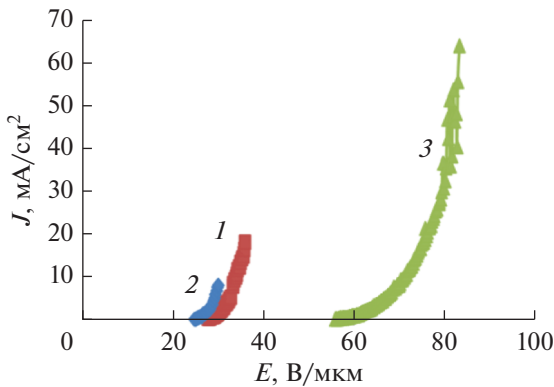


Рис. 5. Автоэмиссионные ВАХ углеродных гетероструктур с различной толщиной обедненного углеродного слоя, нм: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 20.

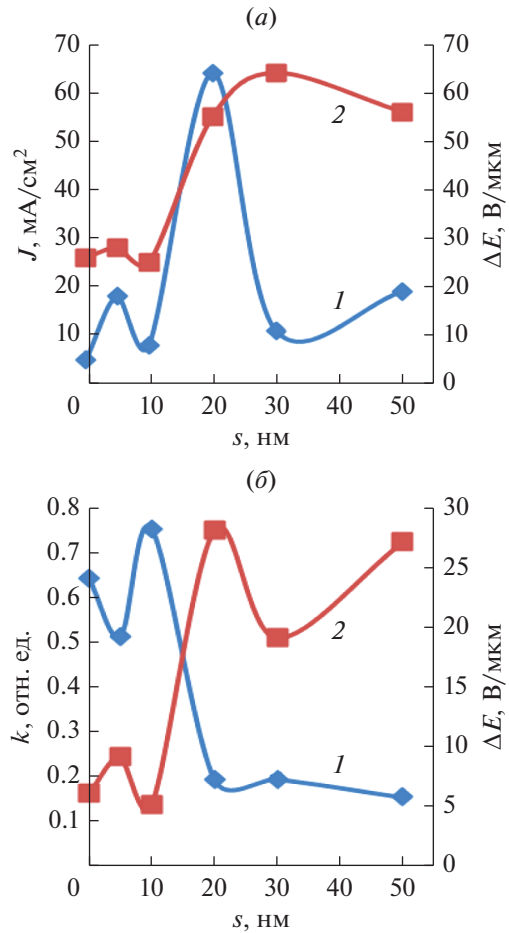


Рис. 6. Зависимости максимальных плотностей автоэмиссионных токов (1) и порогов активации эмиссии (2) (а), а также крутизны ВАХ (1) и диапазонов рабочих напряженностей анодных полей (2) (б) в углеродных гетероструктурах от толщины обедненного слоя.

при $\Phi_m > \Phi_y$ возникают электрические поля E_c , которые препятствуют переходу электронов из углеродных слоев в металл, а в их приконтактных областях возникают запирающие слои. Толщины слоев тем меньше, чем больше степень легирования и меньше разность работ выхода электронов. Таким образом, в контакте металл – обогащенный слой толщина обедненного носителями слоя меньше, чем в контакте металл – обедненный углеродный слой.

При подключении положительного полюса источника питания к контакту металл – обогащенный электронами углеродный слой контактная разность потенциалов уменьшится и станет равной ($\phi_k - V$). Результатом этого является снижение потенциального барьера со стороны обогащенной углеродной структуры и прохождение тока через контакт, равного разности токов термоэлектронной эмиссии, направленного от металла к слою и в обратном направлении при более интенсивном переходе электронов из углеродного слоя в металл, по сравнению с равновесным состоянием. Этот переход электронов обусловит ток термоэлектронной эмиссии, направленный от металла в углеродный слой. При этом во внутреннем контакте потенциальный барьер со стороны обедненного носителями слоя также снижается. Это вызывает более интенсивный переход электронов из обедненного носителями углеродного слоя в обогащенный.

На противоположном контакте гетероструктуры в это время реализуется обратное включение источника, при котором потенциальный барьер со стороны обедненного углеродного слоя увеличится на приложенную разность потенциалов. В этом контакте толщина обедненного носителями слоя, больше, чем на противоположном контакте, что существенно ухудшает проводимость гетероструктуры.

Подключение положительного полюса источника питания к металлическому контакту с обедненным носителями углеродному слою снижает потенциальный барьер с его стороны (в предыдущей полярности подключения он имел наибольшую толщину запирающего слоя). При этом, как во внутреннем контакте двух полупроводников, так и во внешнем контакте металл – обогащенный полупроводник, для которого такое подключение является обратным, потенциальные барьеры увеличиваются. Однако, в виду более высокой концентрации электронов в обогащенном носителями слое общее увеличение удельного сопротивления в контактах не столь велико, как при подключении положительно полюса к контакту с противоположной стороны. Результатом этого является больший ток через гетероструктуру при положительном потенциале в контакте металл – обедненный носителями углеродный слой (рис. 2 и рис. 4а).

При уменьшении толщины обедненного носителями углеродного слоя меньше дебаевской

длины экранирования электрическое поле от прилежащего к нему контакта источника питания проникает в обогащенный носителями углеродный слой и в зависимости от знака, приложенного на контакте потенциала, увеличивает или уменьшает величину потенциального барьера в контакте между слоями. При положительном потенциале на контакте с обедненным носителями слое в приконтактной области между слоями возникает 2D электронный газ [4]. Критерием перехода к размерному квантованию служит уменьшение толщины слоя до величины порядка длины волны де Бройля электрона, которая при комнатной температуре составляет около 25 нм. При уменьшении толщины до этой величины прозрачность потенциально барьера между слоями увеличивается. Это позволяет электронам преодолевать барьер за счет туннельного эффекта.

Выражение для прозрачности произвольного барьера может быть записано в виде [9]:

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{h} \int_0^l \sqrt{2m(U - W)} dx \right], \quad (1)$$

где $h = 6.62 \times 10^{-34}$ Джс – постоянная Планка, m – масса туннелирующей частицы, U – потенциальная энергия, W – энергия электрона, падающего на барьер. Из этого выражения следует, что вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер очень сильно зависит не только от ширины барьера, но и его превышения над уровнем энергии туннелирующего электрона W , то есть от $U - W$ или, в конечном счете, от высоты барьера, определяемой работой выхода.

Оценки показывают, что в нанокристаллических структурах с квантовым ограничением в одном или во всех трех направлениях энергия нулевых колебаний электронов увеличивается от 0.2 до 0.6 эВ. Таким образом, одновременно с уменьшением толщины потенциального барьера в виде обедненного электронами углеродного слоя до размеров сравнимых с длиной волны де Бройля уменьшается превышение высоты потенциального барьера над уровнем энергии туннелирующего электрона. Это увеличивает плотности токов, по сравнению с положительной полярностью источника питания в контакте с обогащенным углеродным слоем. Согласно экспериментальным результатам, приведенным на рис. 4, проявления размернозависимых эффектов происходят при толщинах обедненной углеродной пленки меньше 30 нм.

Результаты электрических измерений выпрямляющих свойств углеродных гетероструктур в зависимости от толщины обедненного углеродного слоя коррелируют с измерениями автоэмиссионных ВАХ (рис. 5, 6). При толщинах обедненных слоев 5–10 нм с изначально наиболее высокой, согласно выражению (1), прозрачностью потенциального барьера и низким омическим со-

противлением поперечному транспорту электронов, пороги начала полевой эмиссии электронов остаются на уровне порога однослойной обогащенной углеродной структуры. Собственная (нулевая) энергия энергетического уровня в таких потенциальных ямах (~0.2 эВ) значительно превышает спектральный диапазон энергий электронов в твердом теле при комнатной температуре. При приложении внешнего электрического поля энергетические уровни квантовой ямы снижаются. При их вхождении в спектральный энергетический диапазон электронов в твердом теле крутизна ВАХ резко увеличивается. Высокие скорости увеличения полевого тока приводят к снижению его максимального значения. Это обусловлено уменьшением электрической прочности углеродной структуры в связи с развитием процессов ударной ионизации. Полевые токи в этих случаях близки к максимальным полевым токам обогащенных носителями однослойных углеродных пленочных структур.

С увеличением толщины обедненного слоя пропорционально увеличивается сопротивление поперечному транспорту электронов, результатом чего является увеличение порога начала полевой эмиссии, и, одновременно с этим, обратно пропорционально квадрату толщины уменьшается нулевая энергия. Поэтому, вероятнее всего, при толщине обедненного слоя около 20 нм собственные энергетические уровни располагаются ближе к максимуму распределения электронов по энергиям в твердом теле без приложения внешнего электрического поля. В этом случае увеличение полевого тока согласно теории Фаулера и Нордгейма может осуществляться при меньшей напряженности внешнего электрического поля. Следствием этих факторов является снижение подвижности электронов и выделяемой мощности в приповерхностной области обедненного носителями слоя, которые уменьшают интенсивность потери электрической прочности материала и увеличивают максимальные полевые токи.

При толщинах обедненных слоев больше 20 нм его прозрачность снижается, а электрическое сопротивление поперечному транспорту электронов еще больше увеличивается. Это увеличивает разность потенциалов по обе стороны обедненного поверхностного углеродного слоя и при превышении пробивного напряжения приводит к электротепловому пробую и разрушению эмиссионной пленочной структуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием микроволновой плазмы паров этанола низкого давления разработана технология получения некристаллических углеродных пленочных структур с различными электронным обогащением и работой выхода электронов. Исследованиями вольт амперных характеристик гете-

роструктур, изготовленных на основе полученных углеродных пленок, впервые показано, что при толщине обедненного слоя сравнимой с длиной волны де Бройля формируется туннельный переход, который в разы увеличивает термоэмиссионный ток и более, чем на порядок, разность токов при прямом и обратном включении гетероструктуры.

Исследованиями влияния ширины потенциального барьера обедненной электронами модификации туннельно тонкого углеродного слоя на обогащенной некристаллической матрице на полевую эмиссию электронов в 2D гетероструктурах показано, что в зависимости от напряженности электрического поля и толщины обедненного носителями углеродного слоя реализуются различные условия для туннелирования электронов. При оптимальной толщине потенциального барьера бездиссипативный транспорт, более чем на порядок, увеличивает максимальные полевые токи из катодных матриц на основе низкоразмерных углеродных гетероструктур с различным электронным обогащением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фурсей Г.Н., Поляков М.А., Кантонистов А.А., Яфясов А.М., Павлов Б.С., Божевольнов В.Б. Автоэлектронная и взрывная эмиссия из графеноподобных структур // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 6. С. 71–77.
2. Усанов Д.А., Яфаров Р.К. Методы получения и исследования самоорганизующихся наноструктур на основе кремния и углерода // Учеб.-метод. пособие для студентов фак. нано- и биомед. технологий. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2011. 124 с.
3. Давидович М.В., Яфаров Р.К. Автоэмиссионная шахматная структура на основе алмазографитовых кластеров // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 6. С. 283–293.
4. Яфаров Р.К., Нефедов Д.В. Влияние электропроводности углеродных пленочных наноконструктов на автоэмиссионные характеристики планарно-торцевых источников электронов // Радиотехника. 2019 № 7(10). С. 45–51.
5. Яфаров Р.К., Нефедов Д.В., Сторублев А.В. Вакуумно-плазменные процессы при экстремальной полевой эмиссии в алмазографитовых источниках электронов. // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2021. Т. 20. Вып. 1. С. 69–89.
6. Mori T., Hamaguchi C., Shibatomi A. Hot electron effect in short $n^+ - n - n^+$ GaAs structures // Jap. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. № 2. P. 212–215.
7. Яфаров Р.К. Влияние плазмохимической модификации поверхности на электронный транспорт и работу выхода в кремниевых кристаллах // ФТП. 53 (1). 18 (2019).
8. Яфаров Р.К. Автоэмиссия многоострижных катодных матриц на кремнии p -типа в сильных импульсных электрических полях // Письма в ЖТФ. 45 (9). 3 (2019).
9. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
10. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1983. 664 с.