

ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД В КОСМОСЕ И В ЛАБОРАТОРИИ

© 2021 г. Е. Г. Шустин*

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

*e-mail: shustin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.01.2021 г.

После доработки 05.02.2021 г.

Принята к публикации 05.02.2021 г.

Дан обзор процесса и приложений специфического вида газового разряда — пучково-плазменного разряда (ППР). Представлен краткий обзор теории ППР. Описаны основные свойства ППР в активных геофизических экспериментах с инжекцией электронных пучков в ионосферу Земли. Исследования физики ППР привели к обнаружению эффектов, которые успешно применяются в плазменных технологиях для обработки материалов и структур наноэлектроники.

Ключевые слова: Газовые разряды, активные геофизические эксперименты, плазменные технологии, плазмохимические реакторы, тонкие пленки, графен

DOI: 10.31857/S0367292121060147

1. ВВЕДЕНИЕ. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Обзор посвящен истории и успешным применениям явления физики плазмы: пучково-плазменного разряда (ППР). Показано, что это явление находит применение в различных сферах человеческой деятельности и очень полезно в таких различных областях, как активные геофизические эксперименты и технологии создания устройств твердотельной электроники. Автор полагает, что это явление еще будет иметь более широкое применение в нанотехнологиях.

Предыстория пучково-плазменного разряда начинается с явления, обнаруженного в 1949 году независимо в теоретических работах А.И. Ахиезера и Я.Б. Файнберга [1] и Д. Бома и Е.П. Гросса [2]: когда электронный пучок движется через плазму, развивается неустойчивость, которая проявляется в увеличении тепловых флуктуаций скорости и плотности электронов плазмы и пучка в частотном диапазоне, близком к ленгмюровской частоте плазмы. Первое экспериментальное подтверждение этого эффекта описано в [3].

Напомним основные положения теории пучковой неустойчивости [4–6].

Ниже мы используем определения:

T_e и n_p — температура и плотность электронов плазмы; $\omega_p = (e^2 n_p / m \epsilon_0)^{1/2}$ — электронная плазменная частота, e и m — заряд и масса электрона, M — масса иона; c — скорость света; V_0 , V_{\perp} — продольная и поперечная скорости электронов пучка; B — индукция магнитного поля, p — рабочее давление газа, k — волновое число, Γ — инкремент неустой-

чивости; индекс “ b ” относится к величинам, относящимся к электронному пучку.

В простейшей модели плазма представляет собой бесстолкновительную холодную ($T_e = 0$) изотропную сплошную среду с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$. Для случая бесконечного электронного пучка с плотностью n_b , движущегося с постоянной скоростью V_0 через плазму, из уравнения Пуассона и уравнений движения и непрерывности легко получить дисперсионное уравнение:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - kV_0)^2} = 1 \quad (1)$$

Физический механизм неустойчивости определяется сменой знака кулоновских сил в сгустке электронов: $\epsilon_p < 0$ при $\omega < \omega_p$, и заряды, индуцированные пучком в плазме, фазированы таким образом, что электростатические силы объемного заряда не расталкивают сгусток электронов в пучке, а направлены внутрь сгустка и уплотняют его.

Эта неустойчивость очень сильная: коэффициент усиления колебаний на порядок больше, чем коэффициент усиления в лампе бегущей волны при сопоставимых геометрических размерах и параметрах пучка. Это свойство, а также отсутствие сложных конструктивных элементов (замедляющих структур) сразу привлекли внимание специалистов по СВЧ-электронике [7].

Уравнение (1) получено в предположении, что все электроны пучка имеют одинаковую начальную (невозмущенную) скорость. В действитель-

ности всегда существует разброс скоростей, который определяется происхождением пучка и может быть небольшим относительно средней скорости (пучок создается в лабораторной плазме с помощью электронной пушки) или значительно превышать тепловой разброс, например, когда он генерируется в плазме газового разряда или в космическом пространстве (вспышки 3-го типа на Солнце [8] – так называемый “bump on tail”). Эти ситуации качественно различаются как по инкрементам неустойчивости, так и по характеру нелинейных процессов при ее развитии.

Нелинейность взаимодействия выражается в таких явлениях, как отклонение закона увеличения амплитуды колебаний от экспоненциального; деформация функции распределения электронов пучка по энергиям; изменение спектра колебаний (генерация гармоник и комбинационных частот).

Мы не будем здесь вдаваться в подробности теории пучковой неустойчивости, перенаправляя читателя к цитированным выше монографиям [5, 6]. Отметим только, что как показано в [9, 10], квазилинейная теория пучковой неустойчивости [11, 12] неприменима для описания нелинейных процессов в системе пучок-плазма с малым разбросом пучка по скоростям (гидродинамическая пучковая неустойчивость): эта система должна рассматриваться как стохастическая автоколебательная система с внутренней обратной связью, описываемая в терминах теории динамического хаоса [13].

Образование ППР, то есть создание плазмы с высокой концентрацией (значительно превышающей ожидаемую при столкновении электронов пучка с молекулами газа) при движении электронного пучка через разреженный газ в сильном продольном магнитном поле, было обнаружено и качественно объяснено уже на раннем этапе экспериментальных исследований пучковых неустойчивостей [14–16]. Были экспериментально исследованы пороги зажигания ППР в сильном магнитном поле, спектры колебаний и типы неустойчивостей, ответственные за формирование и поддержание ППР, энергетические соотношения в ППР.

Основными проявлениями пучково-плазменного разряда в сильном магнитном поле ($B^2/8\pi \gg n_p T_e$) являются: резкое увеличение плотности плазмы при определенном (пороговом) значении тока пучка, значительное увеличение диаметра плазменного столба по сравнению с диаметром электронного пучка, усиление высокочастотного излучения из области плазмы и преобразование его спектра (от монохроматического или набора гармоник к широкополосному спектру в диапазоне около ω_p), рост низкочастотных колебаний плотности электронов.

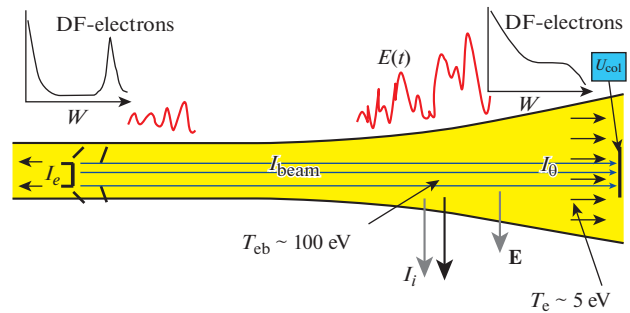


Рис. 1. Схема формирования ППР.

В [17, 18] было показано, что ППР может развиваться и без внешнего магнитного поля. Особенности оптического излучения из области ППР без внешнего магнитного поля описаны в [17]. При повышении давления газа наблюдались четыре стадии формирования ППР (см. рис. 1): область с достаточно резкими границами, занимаемая пучком, который рассеивается при столкновениях электронов пучка с нейтральными частицами, (так называемая пучковая плазма, в англоязычной литературе – electron beam excited plasma – ЕВЕР); тонкий светящийся канал в режиме ионной фокусировки пучка; конфигурация ППР в виде светящегося эллипсоида с диффузными границами, связанного с инжектором пучка тонким каналом пучковой плазмы; и след рассеянного пучка в газе высокой плотности.

Область, занимаемая ППР, заметно больше объема пучка, если магнитное поле не слишком велико (ларморовский радиус электронов $R_{Le} = mV_0/eB \ll R_0 \ll R_{Li} = MV_0/eB$).

Первые работы по теории ППР появились в 1976 г. [19, 20], и последующие исследования по теории ППР были стимулированы в основном желанием применить это явление в микроволновой электронике [14], позже – стремлением объяснить и описать особенности, наблюдаемые в активных геофизических экспериментах и в лабораторных экспериментах, моделирующих их условия [21, 22].

2. ФИЗИКА ППР

Обобщая результаты теоретических и экспериментальных работ, можно построить следующую качественную картину возбуждения и свойств ППР (рис. 1).

На начальной стадии разряда (после включения инжекции электронного пучка в газовую среду) газ ионизируется за счет столкновений электронного пучка с молекулами. При малой плотности пучка или низком давлении газа, если скорость ионизации превышает скорость ухода заряженных частиц из области ионизации, эта

“первичная” плазма накапливается и создает пучковую плазму. При достаточных плотностях тока пучка и газа, когда в системе накапливается определенная плотность первичной плазмы, начинает развиваться пучковая неустойчивость (в англоязычной литературе — *beam-plasma instability*). При заданном наборе параметров эксперимента: ток и ускоряющее напряжение пучка, длина и диаметр рабочей камеры, давление и состав газа в ней — зажигание разряда происходит при превышении током пучка определенного порогового значения, которое связано с этими параметрами эмпирической зависимостью [23]

$$I_t = \frac{E_0^{3/2}}{B_0 L} f(p), \quad (2)$$

где $f(p)$ является функцией с минимумом и изменяется примерно как $p^{\pm\beta}$ ($0.5 < \beta < 1$) выше и ниже от этого минимального давления. Например, для $E_0 = (1-3)$ кэВ, $B \sim 40$ Гс, $L \sim 10$ м = $p_{\min} = (1-2) \times 10^{-5}$ Торр¹.

Скорость ионизации нейтральных атомов при зажигании ППР увеличивается на 2 порядка по сравнению со скоростью столкновительной ионизации пучком в тех же условиях. Поскольку скорость диффузии также увеличивается с ростом температуры плазмы, плотность плазмы в разряде увеличивается на меньшую величину.

Генерация регулярных колебаний меняется после некоторого времени возбуждением широкополосных стохастических колебаний; это является следствием накопления энергии в объеме, результирующем изменения температуры и плотности плазмы и, следовательно, постоянно меняющимися начальными условиями для входа пучка в объем [24, 25]. В области, занимаемой пучком, образуется сильно неравновесная плазма со средней энергией электронов до сотен электрон-вольт, поэтому функции распределения электронов пучка и плазмы становятся физически неразличимыми. Электроны из этой области создают дополнительный ток на торцевых пластинах камеры. Увеличение электронного тока приводит к увеличению потенциала плазмы в области, занимаемой пучком.

Обмен энергией между электронным пучком и плазмой при пучково-плазменном разряде в замкнутой полости, возбуждаемой электронным пучком, проанализирован в [26]. Определены качественные характеристики энергообмена как при самопроизвольном возбуждении разряда, так и при начальной модуляции пучка регулярными или шумоподобными сигналами. Суммарные потери мощности пучка в разряде меняются во вре-

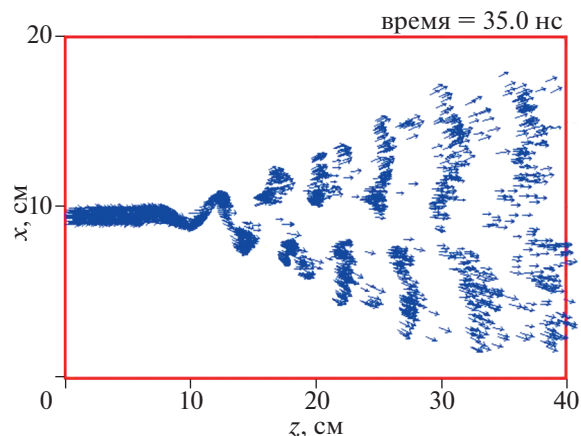


Рис. 2. Вектора скорости электронов пучка в ППР.

мени случайным образом. Их среднее значение достигало $\sim 40\%$ в условиях компьютерного эксперимента, а доля мощности пучка, затрачиваемая на генерацию ионного потока к периферии разряда, составляла 1.5%.

Нелинейное развитие неустойчивости приводит к быстрому рассеянию электронов как по энергии, вплоть до 150%, так и по углу [25, 27, 28] (“prompt electron echo”) (наглядная иллюстрация этого процесса видна на рис. 2 — результат машинного моделирования системы пучок-плазма без магнитного поля [27], и рис. 3 — фото области ППР без магнитного поля при различных давлениях рабочего газа [17]). Диффузия электронов пучка по скоростям создает окончательное платообразное распределение электронов в пространстве скоростей, нагрев электронов плазмы и соответствующее увеличение скорости ионизации электронами плазмы. При этом наблюдается ускорение заметной части электронов пучка.

Таким образом, происходит создание вторичной плазмы с плотностью, существенно превышающей плотность первичной плазмы. Эта плазма является турбулентной: из-за интенсивных колебаний ее эффективная температура существенно превышает температуру первичной плазмы. Температура в области интенсивной ионизации на порядок достигает 100 эВ. При этом образуется значительная группа перегретых электронов с энергиями до 150 эВ (около 20% от общей плотности плазмы)².

Важное свойство ППР в случае его зажигания в диэлектрической камере отмечено в [29]. Плотность плазмы и электронная температура разряда в 1.2–3 раза больше, чем для плазмы, образованной переносом электронного пучка в металличе-

¹ В условиях космических экспериментов порог зажигания ППР определяется выносом пучка из за движения ракеты поперек магнитного поля.

² Этот эффект в космическом эксперименте описан в работе Gringauz K.I., Mishin E.V., Shutte N.M., and Volokitin A.S. *Adv. Space Res.*, 1981, vol. 1, pp. 69–76.

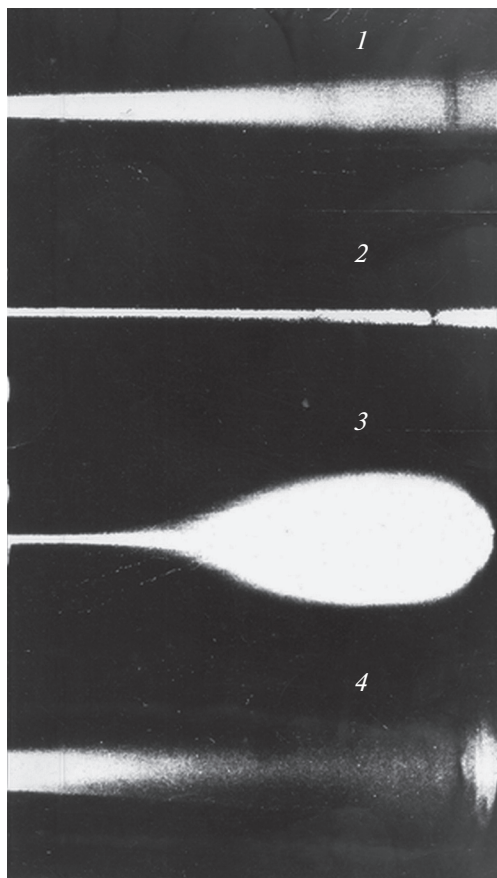


Рис. 3. Вид области распространения пучка в плазменной камере. Рабочий газ – гелий. 1 – $p = 0.06$ мПа; 2 – 0.25 мПа; 3 – 0.7 мПа; 4 – 7 мПа.

ской вакуумной камере. Дополнительный приток энергии в разряд создается вторичными электронами, эмитируемыми с поверхности полости электронами пучка, и ионами плазмы, ускоренными в пристеночной оболочке. Авторы заметили, что это свойство может приводить к эффективному ионному травлению внутренней поверхности диэлектрических сосудов, что может быть полезно для технологических приложений и, с другой стороны, может быть источником загрязнения рабочего объема.

3. ПРИМЕНЕНИЯ

Начиная с 1972–1974 гг., экспериментальные исследования ППР в лабораторных условиях преследовали в основном три цели: изучение перспектив его применения в СВЧ-электронике и в плазмохимии, а также моделирование условий активных ракетных и спутниковых экспериментов с инъекцией электронных пучков в околоземное пространство.

В нескольких лабораториях тогда начались экспериментальные исследования ППР с целью

изучения перспектив его применения в плазмохимии. Эта идея привлекла внимание исследователей в связи с проблемами неравновесной плазмохимии: поскольку температуры ионов и электронов в пучковом плазменном разряде существенно различаются даже при самых высоких давлениях рабочей среды [30]. Таким образом, возможны химические реакции и производство материалов, которые невозможны в обычной равновесной химии. С целью применения ППР в плазмохимии в основном изучалась кинетика частиц плазмы в ППР, а также условия возбуждения ППР при относительно высокой плотности газа [30, 31]. Данное применение ППР не получило широкого распространения в первую очередь из-за низкой производительности таких процессов (максимальное рабочее давление среды, в которой зажигался разряд, составляло несколько мПа).

В 60-е годы в ИРЭ АН СССР и в Харьковском физико-техническом институте были разработаны плазменные генераторы шумового сигнала для применения в устройствах радиоэлектронной борьбы. Однако они не могли конкурировать с созданными в те же годы вакуумными генераторами шума на основе схем с лампами бегущей волны (ЛБВ) (“шумотронами”) [13]: их эффективность была существенно ниже, они плохо контролировались, хотя возможности перестройки частотного диапазона были выше, чем у шумотронов. Плазменные СВЧ-приборы были реализованы в виде гибридных устройств, в которых применялись металлические замедляющие структуры, заполненные плазмой. Это позволило увеличить ток пучка и, как следствие, мощность устройств, а также обеспечить изменение их частотного диапазона. В дальнейшем это направление привело к рождению релятивистской плазменной электроники [32].

Быстро стало ясно, что использование ППР в качестве источника плазмы для СВЧ-устройств неприемлемо: эта плазма крайне нестабильна, так как ее плотность зависит от мощности генерируемых СВЧ-колебаний. Поэтому в релятивистских устройствах используется независимый источник плазмы с трубчатым электронным пучком с энергией в несколько сотен эВ (пучковая плазма). Тем не менее, мы приводим здесь для информации основные параметры таких устройств. На сегодняшний день созданы плазменные генераторы и усилители в диапазоне 2.4–3.1 ГГц мощностью 100–150 МВт, электронной перестройкой частоты в диапазоне 30%, КПД 10–15%, длительностью импульса 200–300 нс. По сравнению с устройствами вакуумной релятивистской электроники эти устройства хоть и имеют меньшую предельную мощность, но выигрывают по длительности импульса и возможности быстрой (электронной) перестройки.

В следующих разделах мы обсудим историю и современное состояние исследований и применений ППР в ближнем космосе, а также в технологиях синтеза и обработки материалов для нанoeлектроники.

4. ППР В КОСМОСЕ

Исследования эффектов инжекции электронных пучков с зондирующих ракет в верхние слои атмосферы стимулировались работами по картированию магнитного поля Земли и намерением создать искусственное полярное сияние (ПС). ПС происходят, когда потоки энергичных электронов высыпаются вдоль магнитного поля в атмосферу на высотах ниже ~ 130 км. После первых экспериментов стало ясно, что некоторые свойства ПС не могут быть объяснены исключительно столкновительной деградацией энергичных электронов, но требуют учета коллективного взаимодействия пучка с плазмой. Таким образом, возникло намерение использовать эмитируемые с космического корабля электронные пучки с контролируруемыми параметрами для исследования ПС в верхних слоях атмосферы. Такие активные эксперименты по ПС проводились с зондирующих ракет и аппарата Sraselab. Начало экспериментов по искусственным ПС было положено 26 января 1969 года [33], когда с острова Уоллопс, штат Вирджиния, была запущена ракета Aerobee 350 с ускорителем электронов. На высоте более 230 километров электронная пушка испускала пучок электронов с энергией 0.5 А и энергией 10 кэВ импульсами длительностью 1 с, направленный вниз вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Взаимодействие электронного луча с атмосферой на высоте около 100 километров генерировало лучи полярного сияния, которые можно было фотографировать на Земле с помощью телевизионных камер.

Когда в околоземном космическом пространстве испускается электронный пучок, возникает проблема зарядки устройства и соответствующего замедления или прекращения излучения пучка. Поэтому в первых экспериментах для компенсации заряда использовался ионный или плазменный источник. Однако быстро было обнаружено, что по крайней мере на высотах 100–120 км пучок за счет возбуждения ППР создает плазму, достаточно плотную для такой компенсации.

Позже были выполнены эксперименты по французско-советской программе “Зарница” и “АРАКС” [34–36], имевшей целью создание искусственного ПС. Инжекторы электронного пучка и цезиевой плазмы выводились метеорологическими ракетами на баллистическую траекторию с апогеем 155 км. На рис. 4 показано околоракетное свечение и лучи искусственного

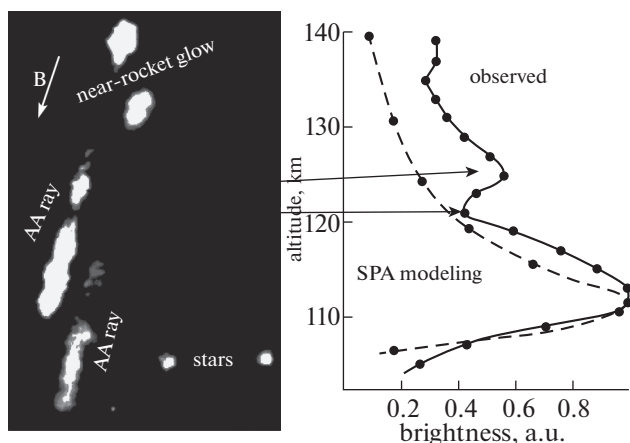


Рис. 4. Пример околоракетного свечения и искусственного сияния лучей в “Зарнице 2”. Справа – высотный профиль крайнего левого луча AA с наложенным профилем Монте-Карло (из [53]).

сияния в эксперименте “Зарница 2” [37]. Там же представлен высотный профиль крайнего левого луча с наложенным профилем, рассчитанным методом Монте-Карло. Ниже 120 км яркость ПС согласуется с расчетами, но выше этого уровня наблюдаемая светимость значительно превышала уровень, определяемый столкновениями пучка с газом. Кроме того, нижний пик несколько шире профиля естественных ПС, что указывает на некоторый дополнительный разброс энергии пучка ($\sim 10\%$).

Аналогичные результаты были получены в эксперименте Polar 5 [38, 39], проведенном в феврале 1976 г. Электронный ускоритель на “дочернем” отделяемом аппарате эмитировал импульсный электронный пучок с максимальным током 0.13 А, энергией ~ 10 кэВ. “Материнская” нагрузка несла фотометр 391.4 нм (длина волны, соответствующая фотону, излучаемому при акте ионизации азота) и диагностические приборы для контроля рассеянных и вторичных электронов, а также волновых эффектов. Полезные нагрузки отделялись медленно, таким образом, их расстояние поперек магнитного поля Земли достигло к концу полета – через 80 минут.

Наблюдаемый уровень освещенности следует нейтральной плотности ниже 130 км, но практически сохраняется постоянным в диапазоне высот от 150 км до апогея 220 км и много больше, чем определяемый столкновениями пучка с нейтралами.

Таким образом, наблюдаемое свечение около ракеты, надтепловые электроны, УКВ-радиоизлучение и тонкая высотная структура ПС-лучей указывают на гораздо более сильное взаимодействие инжектированных электронов с верхними слоями атмосферы, чем обеспечивается элек-

тронными столкновениями. Наблюдения за искусственными авроральными лучами далеко под ракетой показывают, что плотность энергии плазменных волн и сопутствующее возбуждение электронов плазмы увеличиваются в узком слое, называемом слоем сильной ленгмюровской турбулентности [40, 41].

Образование сильной ленгмюровской турбулентности приводит к двухпиковой структуре искусственных авроральных лучей (рис. 4). Некоторые примеры оптических и радиолокационных наблюдений естественных дуг ПС также демонстрируют два пика профилей светимости и ионизации (так называемое “усиленное сияние”). Очевидное сходство между усиленным и искусственным сиянием указывает на общий механизм их генерации.

Интересные результаты по теме пучковой неустойчивости в активных экспериментах представлены в [42]. Эксперимент проводился в 1992 г. на спутнике “Интеркосмос-25” и дочернем спутнике “Магион-3” (эксперимент под названием АРЕХ). Основные результаты – возбуждение волн в ВЧ и ОНЧ-НЧ-диапазонах и генерация потоков быстрых заряженных частиц, которые были зарегистрированы на обоих спутниках. Достигнуто удовлетворительное согласие между расчетными параметрами пучковой плазмы, генерируемой при инъекции “теплого” электронного пучка в холодную ионосферную плазму, и ВЧ-полями, измеренными на субспутнике “Магион-3”.

Последнюю информацию об эксперименте с искусственным сиянием можно найти в [44]. Здесь говорится: “... ракета-носитель ICI-5 длиной 12.1 м была запущена в Нью-Олесунне, Шпицберген, Норвегия, 26 ноября 2019 года”. В сообщении [44] представлено видео светящихся облаков на фоне естественного полярного сияния, которое наблюдалось при запуске ракеты, хотя в сообщении ничего не говорилось об инъекции искусственных электронных пучков в ионосферу. Мы пока не нашли научной информации об этом событии.

По-видимому, первыми работами по лабораторному моделированию эффектов, возникающих в активных геофизических экспериментах с электронными пучками, были [17, 18, 45]. Эти работы были стимулированы началом подготовки активного геофизического эксперимента “Зарница”. Тогда было высказано предположение, что ППР может создаваться в активных экспериментах с инъекцией электронных лучей в ионосферу Земли, и что ППР может быть причиной наиболее интенсивных форм полярных сияний. Эксперименты “Зарница” и “Аракс” подтвердили эти предположения, и в дальнейшем основные исследования ППР развивались в основном в

связи с проблемами активных геофизических экспериментов.

Среди экспериментов, моделирующих условия возбуждения ППР в верхних слоях атмосферы, отметим прежде всего серию исследований, выполненных группами из различных научных организаций в Космическом центре имени Джонсона НАСА, Хьюстон, США [46, 47]. Использовалась испытательная вакуумная камера, представляющая собой цилиндр диаметром 16.8 м и высотой 27.4 м, откачиваемый до остаточного давления 10^{-6} Торр. Камера оснащена средствами для создания постоянного магнитного поля с индукцией до 2 Гс и фоновой плазмы с $n_p \sim 10^6$ см³ и T_e до нескольких электрон-Вольт. На этой установке были проведены эксперименты для определения условий зажигания ППР, распределения энергии пучка в ППД и других свойств и параметров ППР. Лабораторные исследования по моделированию активных геофизических экспериментов с электронными пучками проводились также во Франции, Норвегии и России [48–50]. В работе [50], в частности, был обнаружен “мерцательный” режим ППР: спонтанное погасание и зажигание разряда с частотой порядка 1 с, вызванное “выгоранием” разряда: нарушением баланса заряженных частиц из-за ускоренной диффузии ионов при относительно малой плотности газа. Отметим также интересный эффект, обнаруженный в космическом эксперименте “Грузия-60-Спурт” [51] и промоделированный в [52] – аномалия зарядки эмитирующего электроны аппарата: в определенном диапазоне высот потенциал аппарата поднимался до величины, на 35% превышающей ускоряющее напряжение пучка. Было показано, что этот эффект объясняется конечным временем пролета электронов, возвращающихся на аппарат, при плотности газа, недостаточной для зажигания ППР.

Подробный обзор исследований ППР применительно к естественным и искусственным полярным сияниям можно найти в [53], поэтому мы не продолжаем здесь эту тему.

5. ПРИМЕНЕНИЯ В ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Впервые пучковая плазма в реакторах плазменной обработки для технологий микроэлектроники была применена в [54] и начала активно применяться в последних 90-х годах (см., например, [55, 56]). Она нашла самое разнообразное применение в работах группы S.G. Walton из Naval Research Lab, США (см. [57–59] и цитированные там статьи).

Здесь используется пучок малой плотности ($1-10$ мА/см²), поэтому за счет столкновительной ионизации электронами пучка с молекулами газа

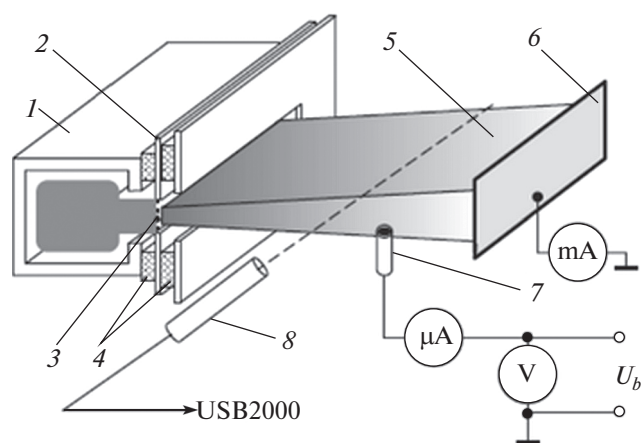


Рис. 5. Пучково-плазменный реактор с плазменным катодом [60]. 1 – полый ленточный катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – изолирующие пластины; 5 – электронный пучок; 6 – коллектор; 7 – зонд; 8 – спектрометр.

образуется “спокойная” плазма. В этой системе нет внутренних механизмов ускорения ионов или плазмы. Низкое значение T_e (~ 1 эВ) приводит к образованию потока ионов с низкой кинетической энергией (< 5 эВ) на прилегающие поверхности. Кинетическая энергия ионов может быть увеличена с помощью смещения потенциала подложки, при этом распределение ионов по энергиям оказывается относительно узким. Изменение тока электронного пучка обеспечивает простой способ регулирования плотности плазмы. Изменения плотности нейтрального газа или состава газа обеспечивают дополнительный контроль над интенсивностью потока ионов и его химическим составом. Однако для получения достаточной ионизации необходимо относительно высокое давление 1–100 мПа, таким образом, на поток ионов влияют столкновения, и направленность потока достаточно мала.

Подобные установки описаны в [60–64]. На рис. 5 представлена общая схема установок [57–64]. Их электрические параметры одинаковы: $U_b = 1–3$ кВ, $I_b = 100–500$ мА (плотность тока 1–5 мА/см²). Так же близки параметры плазмы: $n_e \sim 10^{16}$ м⁻³, $T_e = 1–2.5$ эВ. Однако вторая установка работает при значительно более высоком давлении 1–10 Па, поэтому эта плазма является сильно столкновительной. Установки этого типа используются для модификации поверхностей керамики и стекла, спекания композитов и подобных задач, поэтому не являются установками для нанoeлектроники. Описание технологических применений установок типа описанной в [60] можно найти в [61–64] и других работах Томского коллектива, руководимого Е.М. Оксом.

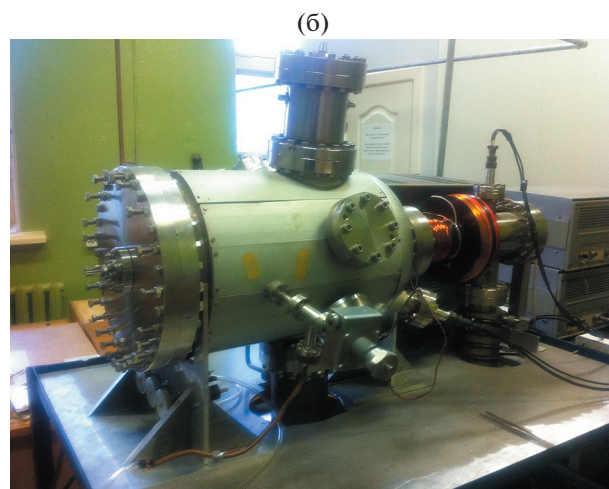
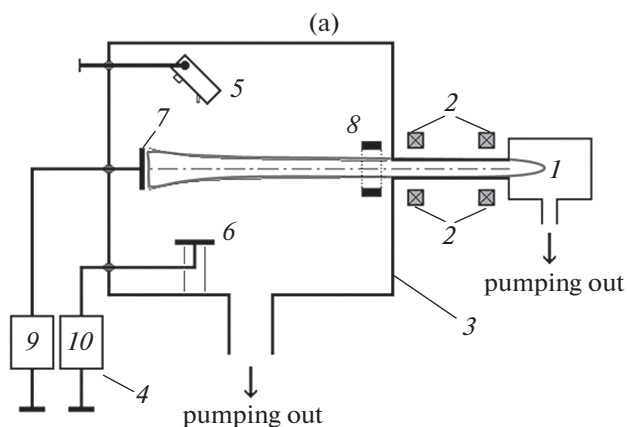


Рис. 6. Схема (а) и фото (б) ППР-реактора. 1 – электронный инжектор; 2 – фокусирующие катушки; 3 – вакуумная камера; 4 – блоки питания для управления потенциалами коллектора и подложки; 5 – анализатор энергии ионов; 6 – держатель подложки; 7 – коллектор разряда; 8 – модулирующее кольцо, 9 и 10 – источники питания.

В России исследования по применению ППР в технологиях плазменной обработки для микро- и нанoeлектроники начинаются в конце 90-х гг. Тогда мы начали исследование свойств ионной компоненты в ППР. Схема экспериментальной установки и ее вид представлены на рис. 6.

Мы обнаружили, что ППР при низком давлении газа может служить источником ионов в диапазоне 10–100 эВ [65]. Эти ионы распространяются от ядра разряда к его периферии перпендикулярно оси разряда. Их энергия существенно превышает тепловую энергию электронов и может превышать энергию, приобретаемую ионами в электростатическом поле между столбом разрядной плазмы и стенкой камеры.

Обычный способ управления функцией распределения ионов, действующих на проводящую структуру на изолирующей подложке – измене-

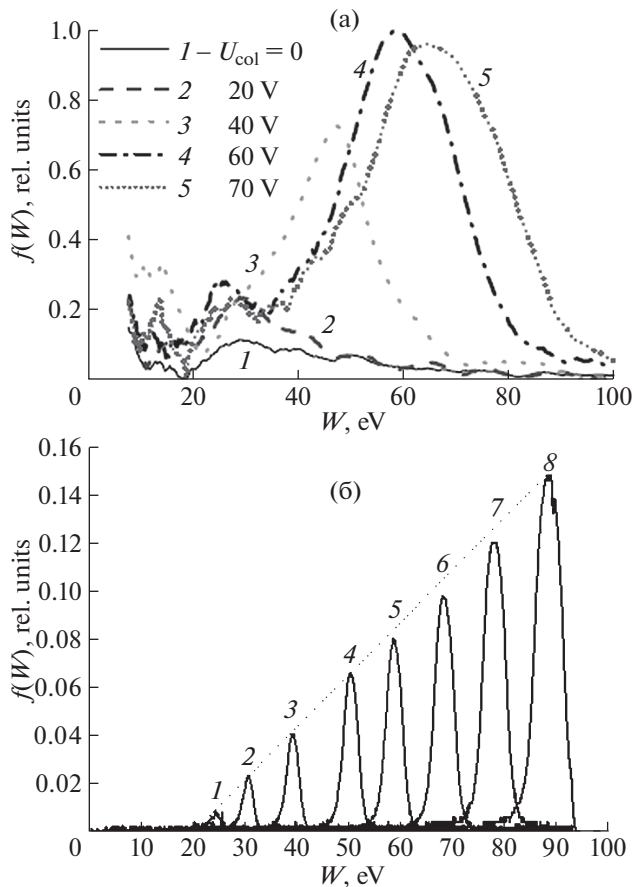


Рис. 7. Распределение энергии ионов, действующих на заземленный электрод у боковой стенки плазменной камеры при различных напряжениях коллектора разряда: (а) — $U_b = 2$ кВ; $I_b = 350$ мА; $H_0 = 2$ мТл; б — то же при разряде при $I_b = 150$ мА.

ние высокочастотного синусоидального напряжения смещения на электроде подложки. Этот способ приводит к типично широкой, часто бимодальной форме функции распределения ионов по энергиям (ФРИ).

Для плазменного реактора на основе ППР (ППРР) были предложены два метода управления функцией распределения ионов [66–68]. В первом случае на подложкодержатель подавалось периодическое импульсное напряжение; во втором случае на коллектор пучка подавалось импульсное напряжение, модулирующее потенциал плазмы. Мы проверили эти методы экспериментально и с помощью компьютерного моделирования, чтобы исследовать пространственное распределение плотности плазмы ППД и энергии потока ионов к держателю подложки реактора плазменной обработки. Сравнение показало, что второй метод обеспечивает более эффективный контроль функции распределения ионов, действующих на обработанную поверхность. Кроме того,

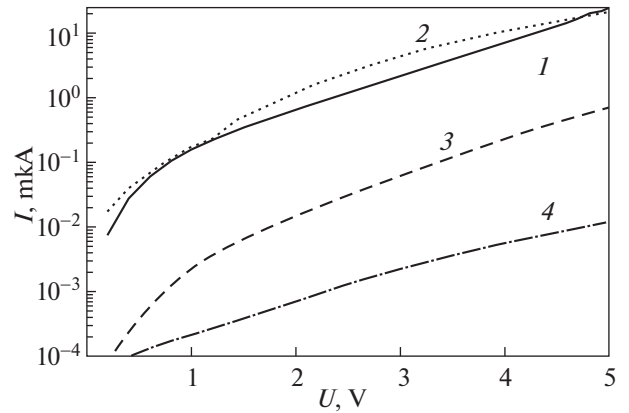


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики образцов пленок DLC, осажденных при различных импульсных напряжениях на модулирующем электроде.

он позволяет одновременно обрабатывать образцы на нескольких подложках при разной энергии действующих на них ионов, что делает этот метод эффективным в научных исследованиях. Вид ФРИ в ППР-реакторе при различных токах пучка показан на рис. 7.

Таким образом, был создан новый плазмохимический реактор для обработки материалов, используемых в электронике (рис. 6б) [69].

Изменяя внешние параметры ППР в камере взаимодействия и используя управление электронными пучками по скорости, можно изменять энергию ионов, действующих на поверхность образца, расположенного у боковой стенки камеры, в диапазоне 10–70 эВ (рис. 7). Этот диапазон энергии ионов характерен для плазмохимических реакторов для обработки поверхности материалов для полупроводниковой электроники и фотоники.

5.1. Применение для травления поверхности микроструктур

Первым применением реактора с ППР была технология мягкого травления барьерных слоев AlGaAs в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs, используемых для создания полевых СВЧ-транзисторов [66, 67]. Анализ протравленных образцов проводился с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ — см. рис. 8) и путем измерения концентрации и подвижности двумерного электронного газа, чувствительного к радиационным дефектам.

Скорость травления GaAs составила 3 нм/мин при средней энергии ионов 60 эВ. Поскольку низкоэнергетическое травление требуется в основном для подготовки канавок затвора полевых транзисторов, и глубина травления не должна превышать 10–20 нм, полученная скорость впол-

не достаточна для промышленного применения метода.

Нами был предложен и испытан реактор на ППР для изготовления слоев одноатомного графита (графена) [70]. Тонкие кристаллы графита толщиной от десяти до сотен атомных слоев с поперечными размерами около 0.5 мм, являющиеся заготовками для последующего травления, получали расщеплением монокристаллов природного графита с помощью липкой ленты, которую затем растворяли в ацетоне. Такой метод позволил получить более тонкие исходные кристаллы графита. Полученные тонкие чешуйки кристаллов графита переносили на подложку из поликора и подвергали ионному травлению.

Индиевые электроды прикреплялись к границам образцов, и кристалл утонялся плазменным травлением в реакторе БПД в атмосфере аргона. Толщина пленки измерялась *in situ* по сопротивлению при плазменном травлении. Поведение сопротивления во времени позволило оценить скорость травления и определить его конечный момент времени: сопротивление квадрата однородного монослоя оценивается как $\sim 2-3$ кОм в зависимости от формы образца. Энергия ионов аргона составляла 50 эВ на начальной стадии травления и 20 эВ на последней стадии, что минимизировало вероятность внесения радиационных дефектов.

Полученные графитовые пленки были охарактеризованы методом рамановской спектроскопии. Так впервые были изготовлены образцы структурно совершенного двухслойного графена с характерными размерами более 100×100 мкм² и несколько образцов многослойного графена (FLG) с характерными размерами более 500×500 мкм².

Таким образом, была продемонстрирована новая методика получения атомно-тонких пленок из природных слоистых материалов с относительно большими латеральными размерами.

5.2. Осаждение углеродных пленок

Мы применили наш реактор для осаждения углеродных пленок методом PECVD [71]. Для этого были модифицированы его схема и режимы. Коллектор разряда был изготовлен из графита и питался напряжением катода. Потенциал плазмы контролировался с помощью дополнительного электрода, представлявшего собой короткую трубку, установленную у входа в камеру соосно электронному пучку. Таким образом, атомы и ионы углерода были получены путем распыления материала коллектора, а энергия ионов С и Ag контролировалась путем изменения модулирующего напряжения электрода. Этот метод отличается от обычных схем PECVD-синтеза

DLC-пленок путем крекинга углеводородных газов в газовом разряде, обеспечивая более простое управление энергией ионного потока. Образцы наноразмерных пленок DLC, полученных таким образом, имели разные электрофизические свойства в зависимости от энергии ионов, действующих на осаждаемую пленку. Пленки с максимальным сопротивлением и напряжением пробоя были получены при средней энергии ионов 100 эВ (см. рис. 8).

Методом спектроскопии релаксации заряда глубоких уровней (DLTS) выявлено влияние адсорбированных водяного пара и спирта на электрические свойства пленок, что указывает на возможность использования полученных пленок в качестве активного адсорбирующего материала для химических сенсоров [71].

5.3. Создание микроструктур

В настоящее время растет интерес к разработке нанoeлектронных устройств с микроструктурами типа “микропровод на изоляторе”. Например, формирование графена в виде нанополоски (nanoribbon) может открыть запрещенную зону, которую можно регулировать, изменяя ширину полоски.

Успешное применение технологии получения бездефектных наноразмерных пленок графена с контролем их толщины *in situ* стимулировало предложение получить таким образом двумерные структуры, перспективные для использования в нанoeлектронике и спинтронике. Таким образом, были начаты работы по получению нанополосок топологического изолятора InSb₃ путем травления нетронутых монокристаллов этого материала, аналогично тому, как были получены образцы двухслойного графена. Эти эксперименты дали смешанный результат: желаемый эффект травления наблюдался для ионов с энергией ≥ 70 эВ, действующих на исходные полоски, но полученные структуры оказались сильно неоднородными по толщине. (Из-за этого отрицательного результата информация об этих экспериментах не публиковалась). Возникло естественное предположение, что неравномерность вызвана неоднородностью ионного потока вследствие зарядки диэлектрика, и можно было бы исключить или ослабить отрицательное влияние зарядки на диэлектрике с помощью импульсной модуляции потенциала проводника. Таким образом, мы приступили к компьютерному моделированию процесса плазменного травления таких микроструктур. Моделирование производилось с использованием кода KAPAT [72, 73].

Исследовалось действие ионных потоков из плазмы на поверхность микропровода, который представляет собой плоский проводник, лежа-

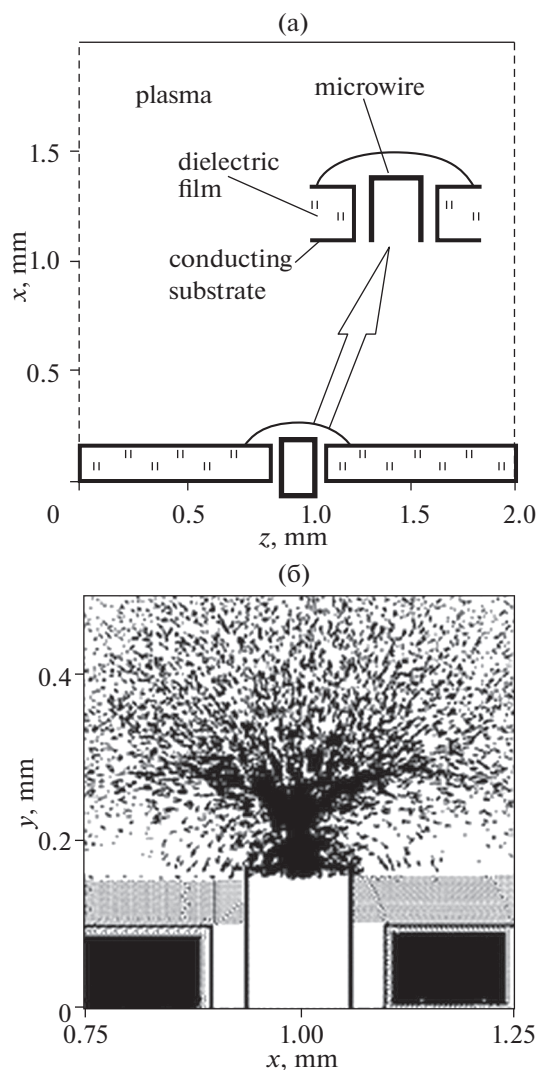


Рис. 9. Геометрия моделируемой системы (а) и распределение ионов аргона в плоскости (X, Y) (б) при постоянном потенциале электрода 70 В.

ший на изоляторе, с шириной, меньшей, чем длина Дебая плазмы. Целью этой работы было исследование эффектов зарядки поверхности диэлектрика в этой конфигурации. Основным качественным эффектом зарядки был показан в [74]: формирование электростатической линзы, приводящей к значительной неоднородности профиля ионного пучка, действующего на микропроводу (см. рис. 9).

Затем была построена модель, позволяющая проводить компьютерное моделирование пристеночной области плоского плазменного слоя в условиях, когда стационарное состояние плазмы поддерживается за счет образования заряженных частиц в области, удаленной от стенки [75]. Расчеты выявили изменение распределения электронов по энергии во времени и в пространстве по

ширине листа (охлаждение электронного компонента) из-за поглощения быстрых электронов на стенках, ограничивающих объем плазмы. Показано, что профиль плотности плазмы по ширине слоя имеет резкое уменьшение на границе области регулирования плазмы. Напомним, что стандартная концепция распределения потенциала и плотности плазмы в оболочке и в предварительной оболочке основана на предположении о стабильном распределении энергии электронов в предслое [76]. Таким образом, было показано, что эта концепция дает неточные результаты для пристеночного слоя, когда источник ионизации удален от стенки.

Наконец, была разработана модель, позволяющая исследовать динамику плазмы, прилегающей к микропроводу, либо с постоянным потенциалом, приложенным к микропроводу, либо под действием периодических импульсов [77]. Было обнаружено, что более сложные формы импульсов, чем прямоугольные, могут обеспечить гораздо более однородное распределение скорости травления (на уровне 10%) по поверхности микропровода. Наибольший интерес в этом плане представляет использование в качестве управляющего напряжения квазিশумового сигнала. Изучение таких режимов проводится в настоящее время методами компьютерных, физических и технологических экспериментов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плазменные процессы активно развиваются для приложений в нанoeлектронике. В исследованиях участвуют многие исследовательские группы, разработано и имеется на рынке специальное промышленное оборудование для нанoeлектронных технологий. Очевидно, что все новые проблемы, возникающие при продвижении нанoeлектроники к все большим скоростям вычислительных процессов и к все меньшим габаритам электронных устройств, могут быть решены как за счет совершенствования известных процессов и схем, так и за счет применения качественно новых подходов. При этом используются новые источники электронных, ионных и нейтральных пучков как для создания плазмы с определенными свойствами, так и для травления структур при отсутствии или уменьшении поверхностной зарядки и структурных повреждений, вызванных УФ-излучением и излучением частиц. Новые материалы, в частности, материалы групп АЗВ5 и А2В6, углеродные нанотрубки, графен, органические полупроводники и биосупермолекулы, активно изучаются и используются в нанoeлектронике. Это обстоятельство привело к широкому применению атомно-слоевых процессов с предельно низкой концентрацией дефектов и точным контролем реагирующих ком-

понентов и их энергий. При этом многие проблемы обработки материалов АЗВ5 и А2В6 решаются использованием чисто химических процессов, без применения плазмы, однако эти процессы неприменимы при обработке углеродных материалов. Мы считаем, что процессы с использованием импульсных электронных пучков для создания плазмы являются перспективными инструментами для бездефектного травления и осаждения атомно-слоистых пленок.

Автор выражает глубокую признательность своим коллегам Н.В. Исаеву, Д.В. Колодко, В.А. Лузанову, Е.Н. Миргородской, И.А. Сорокину, В.А. Тараканову, М.П. Темиряевой за участие в исследованиях, послуживших основанием для настоящего обзора. Автор благодарен также рецензенту этой статьи, замечания которого позволили дополнить и уточнить ее содержание.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ, гранты № 18-29-19047, 19-07-00432.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. // Доклады АН СССР. 1949. Т. 69. № 3. С. 555.
2. Bohm D., Gross E.P. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1851.
3. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Николаев Р.М., Корнилов Е.А., Луценко Е.А., Педенко Н.С. // ЖЭТФ. 1960 Т. 11. № 3. С. 493.
4. Файнберг Я.Б. // Атомная энергия. 1961. Т. 11. № 4. С. 313.
5. Briggs R. Electron stream interaction with plasmas. Cambridge, MIT Press, 1964 (Бриггс Р. Двухпучковая неустойчивость. В кн.: "Достижения физики плазмы", пер. с англ. под ред. М.С. Рабиновича. М.: Мир, 1974, с. 132).
6. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, Т. 1, 1974
7. Бернашевский Г.А., Богданов Е.В., Кислов В.Я., Чернов З.С. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. М.: Сов. радио, 1965.
8. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
9. Лавровский В.А., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. // ЖЭТФ. 1973 Т. 65 (6). С. 2236.
10. Кочмарев Л.Ю., Чмилъ А.И., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 1995. Т. 51 (3). С. 257
11. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // УФН. 1961 Т. 73. С. 701.
12. Шапиро В.Д. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1515.
13. Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах М.: Радиотехника, 2006.
14. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б. // ЖТФ. 1961 Т. 31 С. 762.
15. Smullin L.D. // Phys. Rev. Letts. 1962. 9 (1). P. 3–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.3>
16. Getty W.D., Smullin L.D. // Journal of Applied Physics. 1964. 34 (12). P. 3421 <https://doi.org/10.1063/1.1729220>
17. Шустин Е.Г., Попович В.П., Харченко И.Ф. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. С. 649.
18. Попович В.П., Новскова Т.А., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. // Радиофизика. 1973. Т. 16(6). С. 1109.
19. Галеев А.А., Мишин Е.В., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. // Доклады АН СССР. 1976. Т. 231 (1). С. 71.
20. Лебедев П.М., Онищенко И.Н., Ткач Ю.В., Шевченко В.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2(3). С. 407.
21. Mishin E., Ruzhin Y. // Adv. Space Res. 1981. V. 1. P. 47. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(81\)90271-4](https://doi.org/10.1016/0273-1177(81)90271-4)
22. Мишин Е.В., Ружин Ю.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. Л.: Гидрометеиздат, 1989.
23. Sotnikov V., Omelchenko Yu., Shapiro V., Shevchenko V., Ashour-Abdalla M., Schriver D. // Phys Fluids. 1992. V. B4. P. 3562. <https://doi.org/10.1063/1.860363>
24. Rowland H.L., Chang C.L., Papadopoulos K. // JGR. 1981. V. 86. P. 9215. <https://doi.org/10.1029/JA086iA11p09215>
25. Тараканов В.П., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33 (2). С. 151 (Tarakanov V.P., Shustin E.G. // Plasma Physics Reports. 2007. V. 33 (2). P. 130). <https://doi.org/10.1134/S1063780X07020067>
26. Исаев Н.В., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33 (1). С. 43 (Isaev N.V., Shustin E.G. // Plasma Phys. Rep. 33 (1), 38 42 (2007)).
27. Клыков И.Л., Тараканов В.П., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38 (3). С. 290 (Klykov I. L., Tarakanov V.P., Shustin E.G. // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38 (3). P. 263). <https://doi.org/10.1134/S1063780X12020067>
28. Кочмарев Л.Ю., Ляхов С.Б., Майоров А.Д., Манагадзе Г.Г., Чмилъ А.И., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 1985. Т. 11 (5). С. 622.
29. Zolotukhin D.B., Lomaev M.I., Oks E.M., Tyunkov A.V., Yushkov Yu.G. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019 V. 28(3). 035018. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab0942>
30. Иванов А.А. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
31. Атаманов В.М., Жужунашвили А.И., Крашенинников С.И., Шапкин В.В. // Физика плазмы. 1979. Т. 5(1). С. 204.
32. Стрелков П.С. УФН. 2019. Т. 189. С. 494. (Strelkov P.S. Physics-Uspexhi 2019 32 (5): 494–517. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.09.038443>
33. Hess W.N. Science. 1969. V. 164. P. 1512. <https://doi.org/10.1126/science.164.3887.1512>
34. Cambou F., Dokukin V., Ivchenko V., Managadze G., Migulin V., Nazarenko O. // Space Res. 1975. V. 15. P. 491.

35. *Cambou F., Lavergnat J., Migulin V., Morozov V., Paton B., Pellat R.* Nature 1978. V. 271. P. 723.
<https://doi.org/10.1038/271723a0>
36. *Cambou F., Dokoukine V., Lavergnat J., Pellat R., Reme H., Saint-Marc A.* // Inn. Geophys. 1980. V. 36. P. 271–278.
37. *Mishin E., Ivchenko V., Milinevsky G.* // Adv. Space Res. 1981 V. 1. P. 163.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(81\)90286-6](https://doi.org/10.1016/0273-1177(81)90286-6)
38. *Maehlum B.N., Måseide K., Aarsnes K., Egeland A., Grandal B., Holtet J. et al.* P. 259–28.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(80\)90017-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(80)90017-3)
39. *Maehlum B.N., Grandal B., Jacobsen T.A., Trøim J.* // J. Planet. Space Sci. 1980. V. 28 (3). P. 279.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(80\)90018-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(80)90018-5)
40. *Мишин Е., Ружин Ю.И., Телегин В.* Взаимодействие электронных пучков с ионосферной плазмой. Ленинград.: Гидрометеиздат, 264 с.
41. *Omelchenko Y., Sotnikov V., Shapiro V., Shevchenko V.* // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. P. 535.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(92\)90172-K](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90172-K)
42. *Баранец Н.В., Соболев Я.П., Чобану М., Войта Я., Шмилаур Я., Клоз З., Роткель Х., Кирага А., Кудела К., Матишин Я., Афонин В.В., Рябов Б.С., Исаев Н.В.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33 (12). С. 1086. (Baranets N.V., Sobolev Y.P., Ciobanu M. et al. Plasma Physics Reports, 2007. 33 (12): 995.)
<https://doi.org/10.1134/S1063780X07120057>
43. <https://www.andoyaspace.no/2019/11/27/the-ici-5-sounding-rocket-launched-074304-ut-nov-26th-from-ny-alesund-svalbard-into-a-beautiful-red-aurooral-arc>.
44. <https://www.youtube.com/watch?v=SQ3sMTtYP6Y>
45. *Королев Ю.С., Новскова Т.А., Попович В.П., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г.* // Косм. исслед. 1975. Т. 13(5). С. 730. (*Korolyev Y.S., Novskova T.A., Popovich V.P., Kharchenko I.F., Shustin E.G.* // Space Res. 1975. V. 13 (5). P. 730.)
46. *Bernstein W., Leinbach H., Kellogg P., Monson T.* // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. P. 127.
<https://doi.org/10.1029/GL005i002p00127>
47. *Bernstein W., Leinbach H., Kellogg P., Monson S.J.* // J. Geophys. Res. 1979. V. 84 P. 7271.
<https://doi.org/10.1029/JA084iA12p07271>
48. Artificial Particle Beams in Space Plasma Studies, NATO Advanced Study Institutes Ser. B. V. 79 / Ed. Grandal B. NY.: Plenum Press, 1982.
49. Active experiments in space. Paris: European Space Agency, 1983. V. SP-195.
50. *Lyachov S.B., Mayorov A.D., Managadze G.G., Povayev O.A., Chmil A.I., Kochmarev L.Y., Shustin E.G., Friedrich M., Riedler W., Laliashvili A.N., Kiraga A., Klos Z., Kravchik Z.* // Planet. Space Sci. 1982 V. 30 (4). P. 347–357
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(82\)90040-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(82)90040-X)
51. *Managadze G.G., Balebanov V.M., Burchudladze A.A., Gagaa T.I., Leonov N.A., Lyachov S.B., Martinson A.A., Mayorov A.D., Riedler W.K., Friedrich M.F., Torkar K.M., Laliashvili A.N., Klos Z., Zbyszynski Z.* // Planetary and Space Science. 1988. V. 36 (4). P. 399–410.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(88\)90128-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(88)90128-6)
52. *Бессарабский А.Ю., Шустин Е.Г.* // Космические исследования. 1988. Т. 26 (11). С. 953.
53. *Mishin E.V.* // Front. Astron. Space Sci. 201905
<https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00014>
54. *Ishikava J., Takagi T.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54 (6). P. 29.
55. *Schatz K.D., Ruzic D.N.* // Plasma Sources Sci Technol. 1993. V. 2. P. 100–104.
56. *Fernsler R.F., Manheimer W.M., Meger R.A., Mathew J., Murphy D.P., Pechacek R.E., Gregor J.A.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2137.
<https://doi.org/10.1063/1.872886>
57. *Leonhardt D., Walton S.G., Fernsler R.F.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. 057103.
<https://doi.org/10.1063/1.2712424>
58. *Walton S.G., Boris D.R., Hern'andez S.C., Lock E.H., Petrova Tz.B., Petrov G.M., Fernsler R.F.* // ECS. Journal of Solid State Science and Technology 2015. V. 4(6). P. 5033.
<https://doi.org/10.1149/2.0071506jss>
59. *Boris D.R., Wheeler V.D., Nepal N., Qadri S.B., Walton S.G., Eddy C.R.* // Journal of Vacuum Science & Technology A: 2020. V. 38. 040801.
<https://doi.org/10.1116/6.0000145>
60. *Климов А.С., Ломаев М.И., Окс Е.М., Андрейчик А.П.* // ЖТФ. 2017. Т. 87 (2) С. 192.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2017.02.44124.1825>
61. *Klimov A., Zenin A.* // MATEC Web of Conf. 2018. V. 143. 03008.
<https://doi.org/10.1051/mateconf/201814303008>
62. *Kazakov A.V., Medovnik A.V., Oks E.M., Panchenko N.A.* // Journal of Physics: Conf. Ser. 2020. V. 1611 (10). 012014.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1611/1/012014>
63. *Zolotukhin D.B., Klimov A.S., Oks E.M., Tyunkov A.V., Yushkov Yu.G., Zenin A.A.* // Vacuum. 2021. V. 184. 109944.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109944>
64. *Klimov A.S., Bakeev I.Yu., Oks E.M., Zenin A.A.* Ceramics International. 2020. V. 46 (14). P. 22276–22281.
<https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.05.306>
65. *Исаев Н.В., Чмиль А.И., Шустин Е.Г.* Физика плазмы. 2004. Т. 30 (3) С. 292. (*N.V. Isaev, A.I. Chmil', and E.G. Shustin* // Plasma Physics Reports. 2004. 30 (3). P. 263–268.
<https://doi.org/1063-780X/04/3003-0263>
66. *Shustin E.G.* Journal of Physics: Conf. Ser. 2019. V. 1393. 012058.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012058>
67. *Isaev N.V., Temiryazeva M.P., Fedorov Y.V., Shustin E.G.* // Vacuum 2009. V. 83. P. 1350–1354.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.03.033>
68. *Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V., Shustin E.G.* // Vacuum. 2011. V. 85. P. 711.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2010.11.004>
69. *Исаев Н.В., Клыков И.Л., Песков В.В., Шустин Е.Г., Визгалов И.В., Курнаев В.А.* // ПТЭ. 2014. № 1. С. 124. DOI: 10.7868/S0032816214010145 (*Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V., Shustin E.G., Vizgalov I.V., Kurnaev V.A.* // Instruments a. Experimental Techniques 2014. V. 57 (1) P. 82.)

70. *Латышев Ю.И., Орлов А.П., Песков В.В., Шустин Е.Г., Шекин А.А., Быков В.А.* // Доклады академии наук. 2012. Т. 442 (2). С. 181. (*Latyshev Yu.I., Orlov A.P., Peskov V.V., Shustin E.G., Schekin A.A., Bykov V.A.* Doklady Physics. 2012. V. 57. P. 1–3.) <https://doi.org/10.1134/S1028335812010077>
71. *Шустин Е.Г., Исаев Н.В., Клыков И.Л., Песков В.В., Поляков В.И., Руквишников А.И., Темирязева М.П.* // ЖТФ. 2013. Т. 83 (2). С. 97. (*Shustin E.G., Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V., Polyakov V.I., Rukovishnikov A.I., Temiryazeva M.P.* // Technical Physics. 2013. V. 58 (2) P. 245.) <https://doi.org/10.1134/S1063784213020229>
72. *Tarakanov V.P.* User's Manual for Code KARAT, 1992. Berkeley, Research Associates Inc, Springfield, Va.
73. *Тараканов В.П.* Универсальный электромагнитный код KARAT / Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456.
74. *Tarakanov V.P., Shustin E.G.* // Vacuum. 2015. V. 113. P. 59–63. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.014>
75. *Shustin E.G., Tarakanov V.P., Ronald K.* // Vacuum. 2017. V. 135. P. 1–6. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.10.002>
76. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New York.: Wiley, 1994.
77. *Tarakanov V.P., Shustin E.G., Ronald K.* // Vacuum. 2019. V. 165. P. 262. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.04.021>