

## КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

УДК 537.525.99

# СВЧ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ПОЛЕМ СТОЯЧЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДИПОЛЬНОЙ МОДЫ

© 2023 г. В. И. Жуков<sup>а,\*</sup>, Д. М. Карфидов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: zhukov.vsevolod@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 15.07.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

Исследовано поддержание СВЧ газового разряда стоячей поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) дипольной моды. Стоячая волна формировалась между двумя плоскими зеркалами, образующими структуру типа открытого резонатора на поверхностной волне. Измеренная добротность открытого резонатора составляет несколько десятков. Определена структура электрического поля свободного разряда и разряда, поддерживаемого полем стоячей поверхностной волны. Показано, что в этой системе возбуждение резонанса происходит на чисто поверхностной волне. При возрастании энергии поля между зеркалами на 8–10 дБ, концентрация электронов возрастает на ~50%. Оценено отношение энергии поля поверхностной волны в плазме и в окружающем разряд пространстве, как в случае свободного разряда, так и при резонансе. Эксперимент и численное моделирование показали, что структура разряда зависит от возбуждаемой моды стоячей ПЭВ.

**Ключевые слова:** поверхностная электромагнитная волна, низкотемпературная плазма, СВЧ-разряд низкого давления, стоячая поверхностная волна, резонанс, дисперсия поверхностной волны

**DOI:** 10.31857/S0367292122600820, **EDN:** NWJVZM

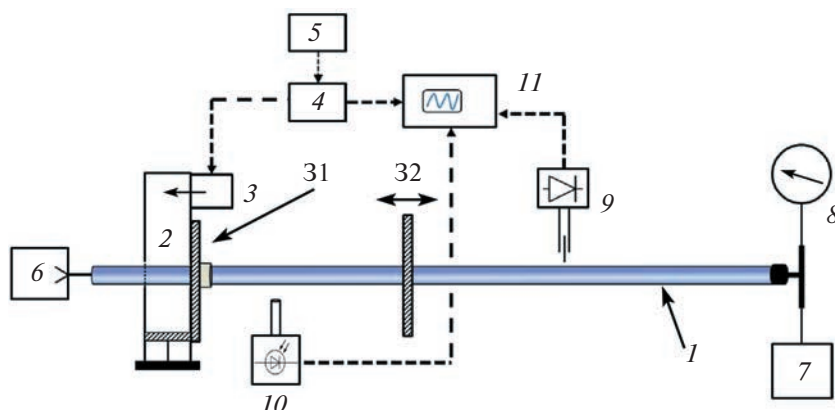
## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуются “медленные” поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) сантиметрового диапазона, фазовая скорость которых меньше скорости света. ПЭВ представляет особый класс электромагнитных волн, распространяющихся по поверхности раздела двух сред, одна из которых является неидеальным проводником, а другая диэлектриком [1–3]. Благодаря конечной проводимости энергия ПЭВ концентрируется вблизи поверхности проводника. Поле ПЭВ экспоненциально затухает при удалении по обе стороны от волноведущей поверхности. Это свойство волны и является отличительным признаком для ее идентификации в качестве поверхностной. Такие волны находят свое применение в замедляющих системах, использующихся в различных радиотехнических устройствах. Фундаментальные свойства поверхностной волны, распространяющейся на металлических структурах, были подробно изучены в ряде экспериментальных работ [4–6]. В [7] показана возможность получить резонанс ПЭВ Зоммерфельда в резонаторе открытого типа.

В настоящее время актуальными являются исследования поверхностных волн СВЧ/ВЧ диапа-

зона, где в качестве направляющих структур используется газоразрядная плазма в диэлектрических трубках [8]. Возбуждение поверхностной волны возможно в “пассивном” режиме, когда ПЭВ распространяется по независимо созданной плазме и не влияет на свойства плазмы, и в самосогласованном режиме, когда плазма создается и поддерживается самой ПЭВ [9, 10]. Разряды на поверхностных волнах используются во многих приложениях [11, 12], среди которых плазменная обработка поверхностей, осаждение тонких алмазных пленок, стерилизация/дезинфекция материалов, удаление двуокиси углерода ( $\text{CO}_2$ ) из смеси газов. Одним из перспективных направлений для применения разрядов на ПЭВ в радио-прозрачных трубках является разработка плазменных антенн [13–16].

В большинстве опубликованных работ исследуются разряды в поле бегущей поверхностной волны со значением КСВН не более нескольких единиц. При этом фундаментальный интерес представляет исследование самосогласованного разряда, поддерживаемого полем стоячей поверхностной волны. Возбуждение стоячей волны позволяет подробно исследовать компоненты электрического поля ПЭВ, находящихся в противо-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – кварцевая трубка; 2 – волноводный аппликатор; 3 – магнетрон; 4 – модулятор; 5 – генератор задержанных импульсов; 6 – форвакуумный насос; 7 – натекатель; 8 – вакуумметр; 9 – СВЧ-зонд; 10 – коллимированный фотодетектор; 11 – осциллограф; 31 – неподвижное зеркало; 32 – подвижное зеркало.

фазе друг относительно друга [17]. В работах [17–19] был исследован разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ. Стоячая ПЭВ реализовывалась либо путем отражения бегущей ПЭВ от металлического отражателя (зеркала) [19], либо при сложении распространяющихся на встречу друг другу поверхностных волн [17]. В этих работах было показано, что в аргоне в широком диапазоне давлений от 0.1 до 20 Торр возбуждение резонанса поверхностной волны приводит к заметной продольной модуляции плотности плазмы. Возбуждение стоячей ПЭВ, поддерживающей плазменный столб, дает возможность создавать структуры с различными профилями плотности как сильно модулированными, так и близкими к однородному.

В настоящей работе исследуется разряд, поддерживаемый как бегущей, так и стоячей поверхностной волной дипольной  $m = 1$  моды [20]. Проведены детальные измерения компонент напряженности электрического поля ПЭВ. Исследование проводилось в воздухе при соотношении характерных частот  $\nu_{en}/\omega \ll 1$  ( $\nu_{en}$  – частота столкновения электронов с нейтральными атомами,  $\omega$  – круговая частота СВЧ-волны). Свободный разряд не ограничивался длиной трубки. Стоячая волна формировалась между двумя плоскими зеркалами, образующими структуру типа открытого резонатора на поверхностной волне. Накопление энергии поверхностной волны в резонаторе приводило к изменению плотности плазмы. Часть энергии поверхностной волны расходуется на создание и поддержание плазмы с концентрацией  $n_e > (1 + \epsilon_d)n_c$ , где  $\epsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость кварца, а  $n_c$  – критическая концентрация плазмы [2], остальная часть энергии локализуется вне плазмы, экспоненциально затухая в радиальном направлении. Соотноше-

ние между энергией ПЭВ, поглощаемой в плазме, и энергией, находящейся вне плазмы определяется плотностью плазмы и величиной скин-эффекта [21].

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Разряд осуществлялся в кварцевой трубке 1 длиной 2 м, с внутренним диаметром 21 мм, внешним – 27 мм. ПЭВ возбуждалась волноводным аппликатором [10] – 2, подключенным к магнетрону 3, мощностью 800 Вт, генерирующему СВЧ-импульсы на частоте 2.45 ГГц. Напряжение на магнетрон поступало с модулятора 4. Режим работы магнетрона регулировался генератором задержанных импульсов – 5. Магнетрон работал в режиме генерации одиночных прямоугольных СВЧ-импульсов длительностью 50 мс. Для откачки воздуха из трубки использовался форвакуумный насос 6. Подача газа регулировалась натекателем 7, давление измерялось цифровым вакуумметром – 8. Эксперименты проводились в воздухе в диапазоне давлений от 0.02 до 3 Торр.

Система генерации стоячей волны состоит из двух плоскопараллельных зеркал, установленных на разрядную трубку: экрана, совмещенного с волноводным аппликатором 31 и подвижного зеркала 32, свободно перемещаемого вдоль трубки. Зеркала представляют собой плоские медные диски диаметром 15 см, с центральным отверстием, диаметр которого равен диаметру трубки. При подаче СВЧ-энергии из аппликатора распространяется столб плазмы, поддерживаемый поверхностной волной. Начальный этап представляет собой процесс распространения разряда по направлению к зеркалу 32, при достижении которо-

го между зеркалами формируется плазменный столб, поддерживаемый стоячей ПЭВ. При удалении зеркала 32 происходит свободное распространение разряда.

Настройка резонатора проводилась путем изменения расстояния  $L$  между зеркалами. При этом находились такие положения  $L$ , при которых между зеркалами укладывалось целое число полуволн ПЭВ. Грубая настройка производилась по “хвосту” разряда, проникающему через подвижное зеркало. При настройке на резонанс хвост разряда вытягивался до некоторой максимальной длины (до 15 см). Более тонкая настройка производилась по измерению компонент электрического поля стоячей ПЭВ.

Измерения компонент напряженности электрического поля проводились с помощью СВЧ-зондов, сконструированных для приема радиальной  $E_r$  и продольной  $E_z$  компонент поля. Сигнал с зондов регистрировался супергетеродинным приемником с квадратичным детектированием.

Относительные значения средней по сечению плотности плазмы в столбе измерялись по интенсивности светового излучения плазмы, при этом считается, что при постоянной температуре электронов  $T_e$  интенсивность света пропорциональна плотности плазмы [22, 23]. Для измерения интегральной светимости плазмы в поперечном сечении использовался коллимированный фотодетектор (спектральный диапазон 700–1100 нм, временное разрешение 7 нс), обеспечивающий пространственное разрешение 0.5 см.

Абсолютные значения средней по сечению концентрации электронов измерялись по методу проходящих СВЧ-волн [24]. С помощью рупорной системы измерялся коэффициент прохождения диагностического излучения [23] в диапазоне частот 5.5–7.5 ГГц. Пространственное разрешение метода ~4 см. Прохождение диагностического СВЧ-излучения (5.5–7.5 ГГц) через разрядную плазму было смоделировано [23, 25] в программе CST Microwave Studio, предназначенной для моделирования электромагнитных полей и основанной на методе конечных элементов. Моделирование автоматически учитывало особенности используемой диагностической рупорной системы (каустика, рефракция и отражение), а также позволяло задавать плазму как с докритической, так и сверхкритической концентрацией. Усредненная по диаметру плазмы концентрация электронов вычислялась путем совмещения экспериментальных данных прохождения диагностического сигнала с численным моделированием. Замена кварцевой трубки металлической трубкой аналогичного диаметра приводила к ослаблению сигнала в приемном рупоре более чем на 20 Дб, что было также подтверждено результатами моде-

лирования. Точность приведенного метода составляет около 50%.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе проведены измерения параметров разряда, таких как профиль плотности плазмы и характеристики электрического поля поверхностной волны для случая свободного разряда и для разряда между зеркалами, поддерживаемого стоячей волной. Рабочее давление в экспериментах составляет 0.1 Торр, что соответствует минимуму электронных потерь в разряде [23]. Свободный разряд при этом давлении достигает максимальной длины 70–75 см. Для определения возбуждаемой на столбе свободного разряда моды ПЭВ было проведено измерение азимутального распределения квадрата радиальной электрической компоненты  $E_r^2(\phi)$ . Результаты измерения представлены на рис. 2.

Азимутальное распределение сильно неоднородно и характеризуется высокой модуляцией поля с отношением  $E_{r\max}^2/E_{r\min}^2 \approx 100$  (рис. 2, кривая 1). Данное распределение свидетельствует о возбуждении квазисимметричной дипольной  $m = 1$  моды поверхностной волны. Условия возбуждения на плазменном столбе различных мод ПЭВ были подробно исследованы в работе [20], где было экспериментально показано, что при  $f \times r > 2$  ГГц  $\times$  см, где  $f$  – частота поля, а  $r$  – радиус трубки, наряду с аксиально-симметричной  $m = 0$  модой может возбуждаться дипольная  $m = 1$  мода. В условиях нашего эксперимента произведение  $f \times r = 2.6$  ГГц  $\times$  см. В качестве иллю-

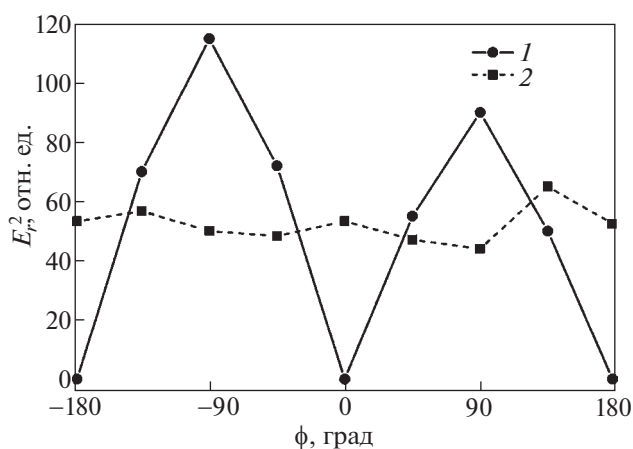
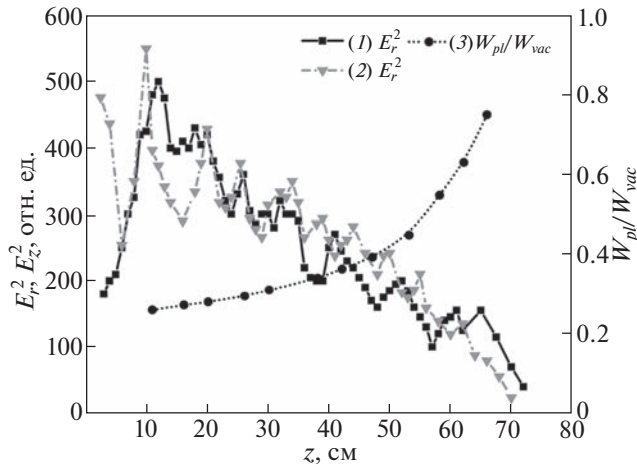
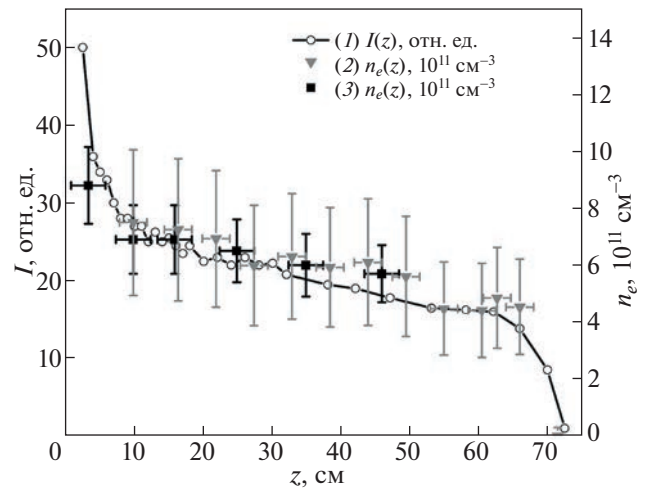


Рис. 2. Азимутальное распределение квадрата радиальной компоненты напряженности электрического поля  $E_r^2(\phi)$  при фиксированном расстоянии между СВЧ-зондом и трубкой  $r = 1$  см: внутренний диаметр трубки 2.1 см — 1, 1.4 см — 2.



**Рис. 3.** Распределения квадрата радиальной  $E_r^2(z)$  — 1 и квадрата продольной  $E_z^2(z)$  — 2 компонент напряженности электрического поля ПЭВ, измеренные вдоль свободного плазменного столба. Расстояние между СВЧ-зондом и трубкой  $r = 1.5$  см. Изменение отношения СВЧ-энергии поля ПЭВ в плазме и вакууме  $W_{pl}/W_{vac}$  вдоль плазменного столба — 3.



**Рис. 4.** Усредненный по сечению трубки продольный профиль плотности плазмы. 1 — Распределение интегральной светимости плазмы  $I(z) \sim n_e(z)$  (сигнал с фотодетектора); 2 — распределение плотности плазмы  $n_e(z)$ , измеренное методом проходящих СВЧ-волн; 3 — распределение плотности плазмы  $n_e(z)$ , определенное по дисперсии ПЭВ на основании измерений длины волны.

страции на рис. 2 (кривая 2) приведено азимутальное распределение величины  $E_r^2(\phi)$  при возбуждении разряда в люминесцентной лампе диаметром 14 мм ( $f \times r = 1.7$  ГГц  $\times$  см), имеющее симметричный характер, соответствующий  $m = 0$  моде.

Аксиальные распределения квадратов продольной  $E_z^2(z)$  и радиальной  $E_r^2(z)$  электрических компонент СВЧ-поля ПЭВ свободного разряда представлены на рис. 3.

СВЧ-поле ПЭВ спадает по длине столба с некоторой модуляцией, связанной с отражением ПЭВ от конца столба. Нерегулярный характер модуляции связан с флуктуациями длины разряда в пределах 2–3 см, что приводит к сбою фазы отраженного сигнала. Особенность распределения поля в зоне вблизи аппликатора ( $z < 12$  см) связана с объемным излучением, которое всегда сопровождает возбуждение поверхностной волны [4]. Для стабилизации разряда и измерения длины волны в импульсном режиме, на расстоянии  $z = 50$  см от аппликатора было установлено металлическое зеркало. Длина волны измерялась как интерферометрическим методом, так и по распределению поля стоячей волны. Измеренная длина ПЭВ в основной части столба составляет  $\approx 11$  см и падает до  $\approx 10$  см в “хвосте” разряда перед зеркалом. На рис. 4 (кривая 1) приведено экспериментальное распределение интегральной интенсивности свечения разряда, пропорциональной плотности плазмы [22, 23], по длине столба. Абсолютные значения средней по сечению плот-

ности плазмы в столбе определялись как методом зондирования плазмы проходящим диагностическим СВЧ-излучением, так и методом расчета по дисперсии ПЭВ [26] на основании измерения длины волны. Дисперсионная зависимость ПЭВ для  $m = 1$  моды с учетом кварцевого стекла представлена на рис. 5, откуда видно, что дисперсионная кривая асимптотически стремится к значению  $\omega/\omega_p = 0.45$ , соответствующему условию распространения поверхностной волны  $n_e > (1 + \epsilon_d)n_c$  [2].

Основная часть свободного разряда характеризуется линейным профилем плотности  $n(z)$  вплоть до хвостовой части разряда, где нарушается условие распространения ПЭВ. При сопоставлении распределений плотности (рис. 4) и поля (рис. 3) для свободного разряда при  $z$  от 15 см до 65 см видно, что падение поля ПЭВ вдоль столба происходит быстрее, чем падение плотности. При падении энергии поля на этом участке в  $\approx 4$  раза, плотность плазмы спадает на  $\approx 50\%$ . Данный факт может быть объяснен особенностями распределения энергии ПЭВ в плазме и вакууме. Соотношение между долями энергии ПЭВ в вакууме  $W_{vac}$  и внутри плазмы  $W_{pl}$  преимущественно определяется глубиной проникновения поля в плазму, зависящей от профиля плотности. Энергия волны, поглощаемая в плазме, идет на ее поддержание и пропорциональна концентрации электронов  $n_e$  при постоянной температуре электронов. Мощность, расходуемая на поддер-

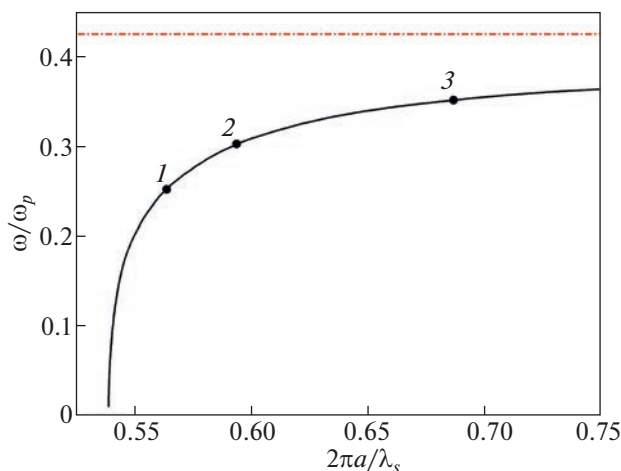


Рис. 5. 1 — Дисперсионная кривая в безразмерных координатах для ПЭВ дипольной моды с учетом толщины стенок трубки; 2 — асимптотическое значение, соответствующее минимальной концентрации электронов  $n_{\min}$  необходимой для распространения поверхностной волны.

жание плазмы, может быть рассчитана как в [23]:

$P_{pl} = \pi r^2 n_e \theta \approx 160$  Вт, где  $\theta$  — энергия, затрачиваемая на создание пары электрон-ион, при мощности источника  $P_0 = 800$  Вт. Уровень потерь, связанный с отражением внутри аппликатора и излучением с конца разряда [27] не превышает 25%. Расходуемая мощность источника  $P_0 = P_{pl} + P_{vac} + P_{loss}$ , где  $P_{pl}$  и  $P_{vac}$  мощность поверхностной волны в плазме и вакууме соответственно. Видно, что большая часть мощности ПЭВ содержится вне плазмы. Расчет соотношения  $W_{pl}/W_{vac}$  проведен на основе экспериментальных распределений  $n(z)$  (рис. 4) и  $E_r^2(z)$  (рис. 3), характеризующих энергию поля ПЭВ внутри и вне плазмы, соответственно. Рассчитанное пространственное распределение СВЧ-энергии в плазме и вакууме  $W_{pl}/W_{vac}$  вдоль плазменного столба представлено на рис. 3 (кривая 3). В хвостовой части разряда, где концентрация электронов близка к  $n_{\min} = (1 + \epsilon_d)n_c$ , соотношение  $W_{pl}/W_{vac}$  стремится к единице, а эффективность преобразования энергии ПЭВ в плазму максимальна [21]. В начальной части разряда, где плотность плазмы выше на 50% соотношение  $W_{pl}/W_{vac} \approx 0.25$ , т.е. преобладающая часть энергии ПЭВ сосредоточена вне плазмы. В настоящем эксперименте данная закономерность выполняется до участка  $z = 12$  см на котором линейный профиль плотности сменяется квадратичным. В отличие от линейного профиля плотности, где разряд самосогласованно поддерживается поверхностной волной, квадратичная часть может быть связана с выносом плазмы из аппликатора

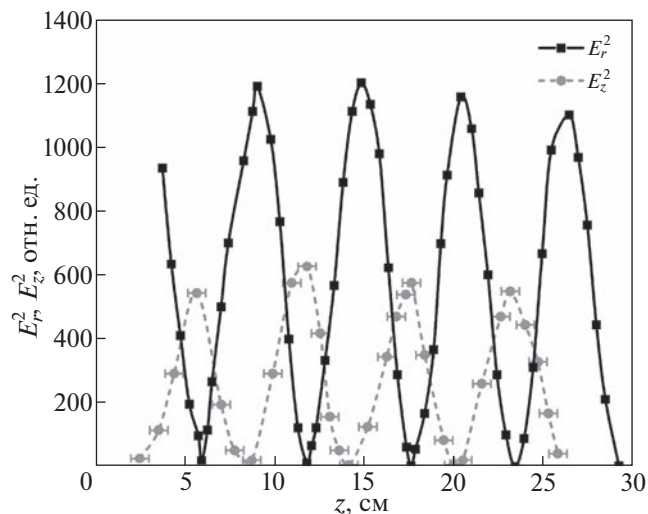
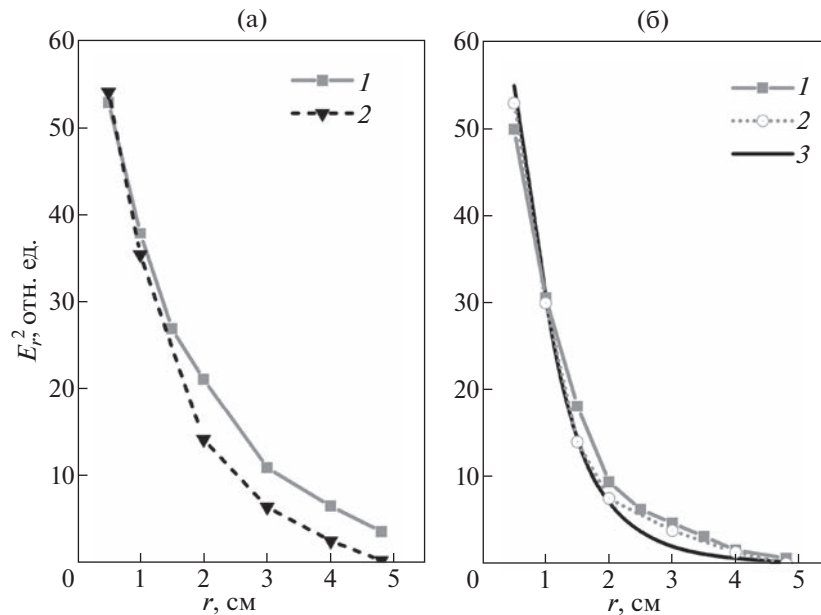


Рис. 6. Экспериментальные распределения квадратов радиальной  $E_r^2(z)$  и продольной  $E_z^2(z)$  компонент напряженности электрического поля ПЭВ вдоль плазменного столба, ограниченного зеркалами. Расстояние между СВЧ-зондом и трубкой  $r = 1.5$  см.

под действием пондеромоторной силы и диффузии [28] с последующим формированием поверхностной волны. При этом плотность внутри аппликатора достигает  $\approx 20n_c$ . Вследствие этого увеличение плотности плазмы вблизи аппликатора не сопровождается значительным увеличением поля, как в случае поддержания разряда только поверхностной волной.

Резонанс поверхностной волны возбуждался между двумя зеркалами, разнесенными на  $L = 5/2\lambda_s = 29$  см. Зависимости величин полей  $E_z(z)$  и  $E_r(z)$ , измеренные между зеркалами приведены на рис. 6. Данные распределения измерены с помощью  $E_z(z)$  и  $E_r(z)$  зондов, имеющих разную чувствительность. Для определения отношения амплитуд была проведена калибровка относительной чувствительности зондов по полю. Возбуждение резонанса позволяет увидеть особенность поверхностной волны, обусловленную наличием продольной компоненты  $E_z$  [17], которая распространяется в противофазе с радиальной компонентой. В отличие от случая свободного разряда, распределение поля ПЭВ имеет синусоидальный характер с постоянной амплитудой. Измеренное значение КСВН составляет  $\approx 25$ . Средняя длина волны ПЭВ в резонаторе равна  $\approx 11.6$  см. При резонансе происходит накопление энергии между зеркалами, уровень которой превышает уровень энергии в свободном разряде в 6 раз. Изменение расстояния между зеркалами приводит к расстройке резонанса и, соответственно, уменьшению уровня поля и запасенной энергии, а также к укорочению длины волны



**Рис. 7.** Радиальные распределения компонент электрического поля ПЭВ. а) Распределение квадрата радиальной компоненты  $E_r^2(r)$  в резонаторе – 1 и в случае свободного разряда (2). б) Распределение квадрата продольной компоненты  $E_z^2(r)$  в резонаторе (1), в случае свободного разряда (2) и теоретическое распределение (3).

вплоть до значений близких к свободному разряду при  $L = \lambda_s(2n + 1)/2$ , где  $n$  – целое число.

Измеренные на разных расстояниях (от 0.5 см до 6 см) от разрядной трубки распределения полей  $E_r(z)$  и  $E_z(z)$  имеют вид, идентичный распределению на рис. 6, что свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе объемного излучения. Радиальные распределения компонент квадрата электрического поля в резонаторе и свободном разряде представлены на рис. 7. Измеренные в свободном разряде и в резонаторе распределения продольной компоненты  $E_z(r)$  (рис. 4б, кривые 1 и 2) хорошо согласуются с теоретическим распределением [26]  $E_z^2(r) = A \left[ K_1 \left( r \sqrt{\beta^2 - k_0^2} \right) \right]^2$ , где  $A$  – константа,  $\beta = 2\pi/\lambda_s$ , а  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  (кривая 3) для дипольной моды. Некоторое отклонение распределения в резонаторе вызвано возмущением СВЧ-зондом поля в резонаторе. Азимутальное распределение  $E_r(\varphi)$  идентично распределению  $E_z(\varphi)$  для свободного разряда, что подтверждает сохранение дипольной моды и в случае стоячей волны.

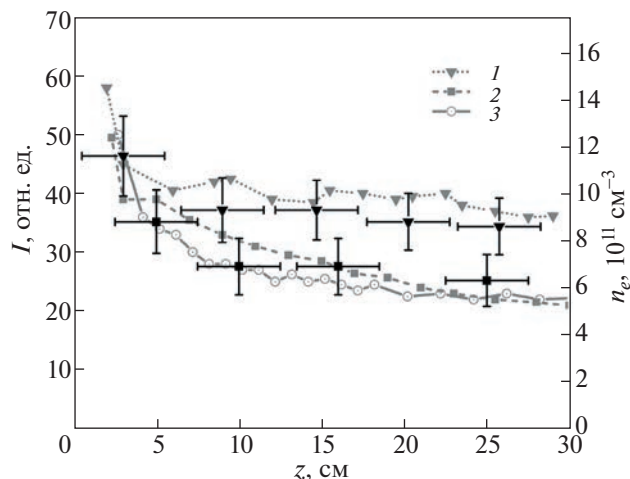
Высокое значение КСВН при резонансе поверхностной волны и накопление энергии между зеркалами позволяет рассматривать эту систему как открытый резонатор ПЭВ с некоторой добротностью. Так как в работе в качестве источника СВЧ-энергии использовался магнетрон, работающий на фиксированной частоте 2.45 ГГц, оцен-

ка добротности, полученная посредством перестройки собственной частоты резонатора при изменении его длины, составило величину  $Q \approx 20$ . В случае слабостолкновительной плазмы величина добротности ограничивается затуханием на электрон-нейтральных столкновениях, а предельная добротность резонатора ПЭВ может быть оценена, как  $Q_{\max} \approx \omega/v_{en} \approx 30$  [29]. Для открытого резонатора на объемной волне [30] значению КСВН = 25 соответствует добротность  $Q = 2\pi L/\lambda(1 - R) \approx 65$ , здесь  $R$  – коэффициент отражения.

Рост энергии поля поверхностной волны в резонаторе приводит к увеличению концентрации электронов в плазменном столбе. Продольные профили плотности плазмы, измеренные в границах резонатора, представлены на рис. 8.

Несмотря на высокое значение КСВН, значительной модуляции плотности плазмы вдоль столба не зарегистрировано. При уменьшении давления до 0.02 Торр или при увеличении до 3 Торр модуляция плотности плазмы также не наблюдалась. При этом при отклонении давления от оптимального значения  $p = 0.1$  Торр происходило ухудшение резонансных свойств. При  $p > 1$  Торр отношение  $v_{en}/\omega \rightarrow 1$  и разряд не выходит из аппликатора.

Распределение плотности плазмы в ненастроенном резонаторе близко к распределению в свободном разряде. При настройке на резонанс

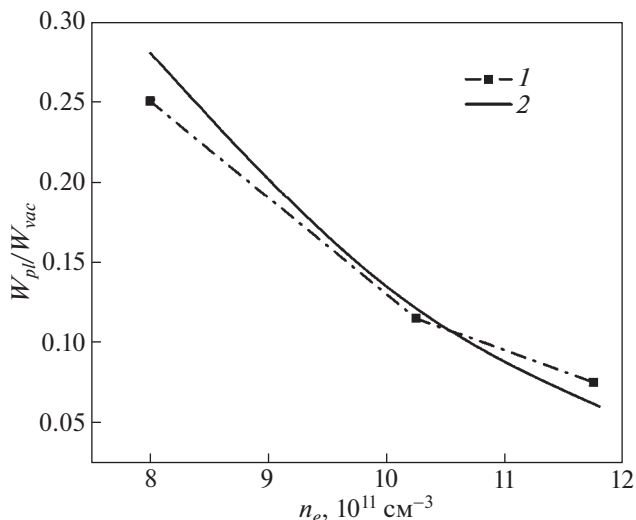


**Рис. 8.** Усредненный по сечению трубки продольный профиль плотности плазмы в границах резонатора: 1 — при настройке на резонанс; 2 — при расстройке системы; 3 — приведенный для сравнения профиль плотности свободного разряда из рис. 4. Сплошные линии — распределения интегральной светимости плазмы  $I(z) \sim n_e(z)$  (сигнал с фотодетектора); точки — расчет по дисперсии ПЭВ, на основании измерений длины волны.

плотность возрастает на 40–50% при увеличении энергии поля в 6 раз. При этом следует отметить, что рост плотности плазмы обусловлен ростом поля внутри плазмы. Как отмечалось ранее при описании свободного разряда, с ростом плотности плазмы происходит перераспределение энергии поля, вызванное уменьшением скин-глубины. На рис. 9 (кривая 1) показано изменение отношения  $W_{pl}/W_{vac}$  при резонансе. Построенная на основе экспериментальных данных  $n_e$  и  $E$  зависимость отношения  $W_{pl}/W_{vac}$  демонстрирует его изменение с  $W_{pl}/W_{vac} = 0.25$  для свободного разряда до  $W_{pl}/W_{vac} = 0.07$  при резонансе.

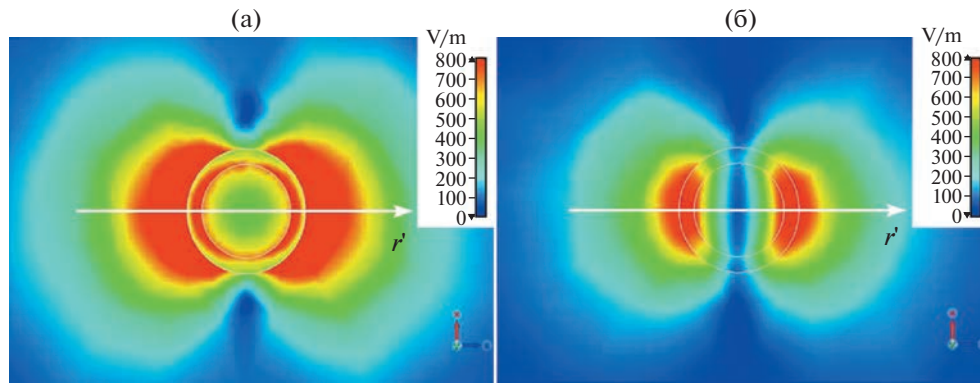
#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ СТОЯЧЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

Для исследования характеристик электромагнитного поля стоячей поверхностной волны в программе CST Microwave Studio была создана численная модель аппликатора ПЭВ, аналогичная используемому в эксперименте. В численной модели не рассматривались процессы образования плазмы. Использовалась модель Друде холодной плазмы с заранее заданными параметрами  $n_e$  и  $\nu_{ne}$ , которые не изменялись в процессе симуляции. В программе была воссоздана модель возбуждения стоячей ПЭВ аналогичная экспериментальной, полностью воспроизводящая параметры установки: размеры аппликатора, рабочая



**Рис. 9.** Зависимость отношения энергии поверхностной волны внутри и вне плазмы  $W_{pl}/W_{vac}$  от величины средней по сечению плотности плазмы. Точки 1 соответствуют экспериментальным результатам; сплошной линией — 2 обозначен результат численного моделирования.

частота, радиус трубки, расстояние между зеркалами. Плотность плазмы задавалась исходя из данных, полученных в эксперименте. Результаты симуляции проиллюстрированы рис. 10а, б, где изображены распределения электрического поля в сечениях, соответствующих максимуму  $E_r$  (а) и  $E_z$  (б). Видно, что распределения имеют вид, характерный для дипольной моды ПЭВ. Полученные в результате симуляции распределения продольной и радиальной компонент электрического СВЧ-поля ПЭВ вдоль столба представлены на рис. 11 совместно с экспериментальными результатами рис. 6. Приведенные экспериментальные и расчетные распределения достаточно хорошо согласуются и имеют близкие значения длины волны и КСВН. Расчетные распределения электрического поля по радиусу  $r'$  (направление  $r'$  указано на рис. 10), соответствующие максимуму  $E_z$  и  $E_r$ , приведены на рис. 12, который демонстрирует характер распределения поля поверхностной волны в плазме и вне плазмы. Спад поля вне плазмы в радиальном направлении близок к экспериментальному распределению (рис. 7). Численная модель позволяет произвести количественное сравнение компонент  $E_r$  и  $E_z$ , что затруднительно в эксперименте. Так, из приведенных результатов моделирования видно, что вне плазмы отношение величин полей  $E_r/E_z \approx 2$ , внутри плазмы (рис. 12)  $E_r/E_z = 1.26$ . Моделирование позволяет на основании измеренных концентраций электронов оценить перераспределение энергии  $W_{pl}/W_{vac}$  при установлении резонанса (рис. 9, кри-



**Рис. 10.** Распределения интенсивности электромагнитного поля стоячей ПЭВ в поперечных сечениях разряда (результат моделирования в CST Microwave Studio), соответствующих; а) — максимуму  $E_r$ ; б) — максимуму  $E_z$ .

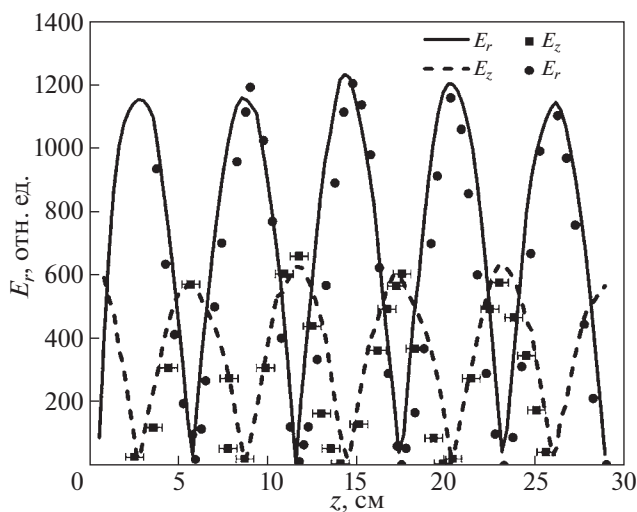
вая 2). Продольное распределение интегрированного по сечению плазменного столба электрического поля ПЭВ представлено на рис. 13 (кривая 1). Как видно из рисунка, проникающее внутрь плазмы суммарное поле поверхностной волны не претерпевает значительных изменений по длине столба. Данный результат свидетельствует о примерно равном вкладе электрических компонент  $E_r$  и  $E_z$  ПЭВ в поддержание разряда, что объясняет отсутствие модуляции плотности плазмы в эксперименте. Следует также учитывать, что диффузионное расплывание приводит к сглаживанию профиля плотности плазмы.

Следует отметить, что в аналогичных экспериментах [17–19] по поддержанию плазменного

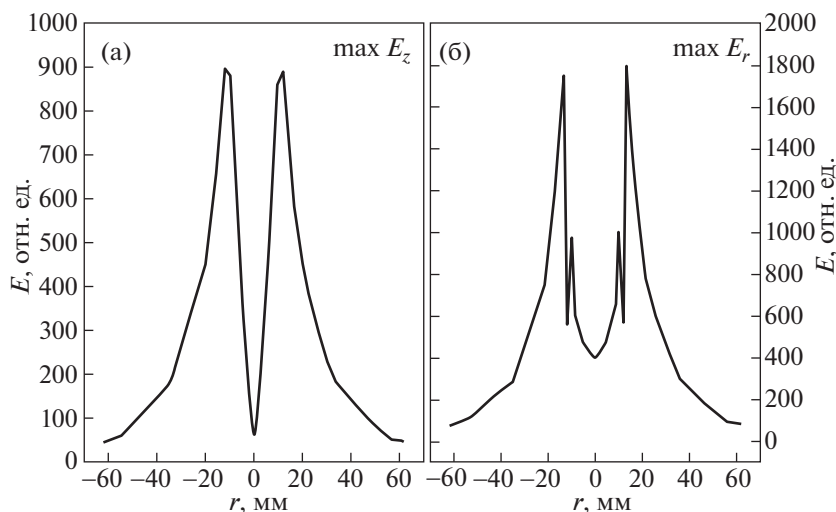
столба стоячей поверхностной волной, в широком диапазоне давлений, наблюдалась заметная модуляция плотности плазмы вдоль столба с отношением  $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}}$  достигающим двух. Этот феномен авторы объясняют наличием характерной для поверхностной волны продольной компоненты  $E_z$ , сдвинутой по фазе на  $90^\circ$  относительно  $E_r$ , и являющейся основным вкладчиком энергии в поддержание разряда. Наличие выраженной модуляции плотности плазмы в этих экспериментах связано с возбуждением  $m = 0$  моды, структура поля которой отличается от структуры  $m = 1$  моды. Полученные нами в результате моделирования распределения суммарного электрического поля стоячей ПЭВ  $m = 0$  моды приведены на рис. 13 совместно с распределением поля для  $m = 1$  моды. Кривая 2 построена в условиях эксперимента [19]. Аналогичный характер поля  $m = 0$  моды сохраняется и в произвольных условиях. Построенное в качестве примера распределение (кривая 3) соответствует следующим параметрам:  $n_e = 2.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $r = 0.5 \text{ см}$ ,  $f = 2.45 \text{ ГГц}$ . Результаты моделирования подтверждают определяющий вклад компоненты  $E_z$  в поддержание разряда в случае аксиально-симметричной моды ПЭВ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что стоячая СВЧ-поверхностная волна дипольной моды возбуждается на плазменном столбе между двумя металлическими зеркалами. Отличительная особенность данного эксперимента заключается в самосогласованном режиме: возбуждается стоячая поверхностная волна, которая сама создает и поддерживает плазму. При выполнении условия резонанса происходит рост плотности плазмы на 50%, тогда как энергия поля ПЭВ возрастает в 6 раз по сравнению со свободным разрядом. Та-



**Рис. 11.** Распределения радиальной  $E_r$  и продольной  $E_z$  компонент напряженности электрического поля вдоль плазменного столба. Сплошные кривые — результат моделирования. Точки — экспериментальные данные (рис. 6), нормированные на результат моделирования.



**Рис. 12.** Радиальные распределения напряженности электрического поля ПЭВ, полученные в результате моделирования в программе CST Microwave Studio, где а) соответствует максимуму  $E_z$ , а б) — максимуму  $E_r$ .

кой незначительный рост плотности связан с уменьшением доли энергии поверхностной волны, проникающей в плазму. Отношение энергии поля ПЭВ внутри и вне плазменного столба  $W_{pl}/W_{vac}$  изменяется с 0.25 в свободном разряде до 0.07 при резонансе. Высокое значение КСВН поверхностной волны и накопление энергии между зеркалами позволяет рассматривать эту систему как открытый резонатор ПЭВ на плазменном столбе с добротностью, лежащей в пределах  $Q =$

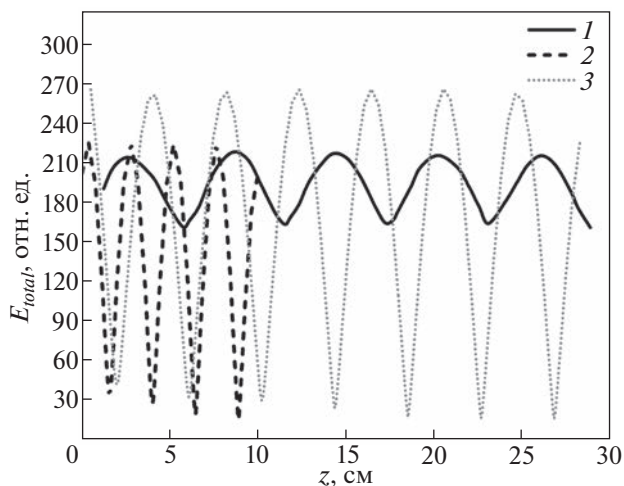
$= 15\text{--}20$ . Поле поверхностной волны сильно привязано к плазменному столбу, экспоненциально затухая в поперечном направлении, что позволяет использовать зеркала с размерами, не превышающими  $\lambda/2$ . Средний уровень поля стоячей волны в резонаторе постоянен по его длине, в то время как средний уровень поля в свободном разряде затухает на этой длине в два раза. В связи со значительным ростом поля поверхностной волны при резонансе, влияние объемного излучения вблизи аппликатора пренебрежимо мало.

Как известно, поверхностная волна характеризуется наличием компонент поля  $E_r$  и  $E_z$ , сдвинутыми по фазе на  $90^\circ$  по отношению к оси трубки [17]. В результате численного моделирования показано, что при возбуждении стоячей ПЭВ  $m = 1$  моды радиальная и продольная компоненты электрического поля ПЭВ  $E_r$  и  $E_z$  вносят примерно равный вклад в поддержание разряда, и вследствие этого в эксперименте не было зарегистрировано заметной модуляции плотности плазмы. При возбуждении стоячей волны  $m = 0$  моды вклад продольной электрической компоненты  $E_z$  в плазму значительно превышает вклад радиальной компоненты  $E_r$  ПЭВ, что приводит к модуляции плотности плазмы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90162.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sommerfeld A. // Ann. der Physik und Chem. 1899. V. 67. № 2. P. 233.
2. Trivelpiece A.W. // The DP degree Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1958.



**Рис. 13.** Продольное распределение электрического поля поверхностной волны, интегрированного по сечению плазменного столба. Распределения построены по расчету численной модели. Кривая 1 соответствует  $m = 1$  моде в условиях нашего эксперимента; 2 —  $m = 0$  моде в условиях эксперимента [19]; 3 —  $m = 0$  моде, возбужденной в произвольных условиях.

3. *Trivelpiece A.W., Gould R.W.* // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. № 11. P. 1784.  
<https://doi.org/10.1063/1.1735056>
4. *Сергейчев К.Ф., Карфидов Д.М., Андреев С.Е., Сизов Ю.Е., Жуков В.И.* // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 4. С. 314–322.
5. *Oruganti S.K., Liu F.F., Paul D., Liu J., Malik J., Feng K., Kim H., Liang Y.M., Thundat T., Bien F.* // Scientific Reports. 2020. V. 10. № 1. P. 925.  
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-57554-1>
6. *Sergeichev K.F., Karfidov D.M., Zhukov V.I.* // Phys. of Wave Phenom. 2019. V. 27. № 1. P. 37–41.  
<https://doi.org/10.3103/S1541308X19010072>
7. *Гусейн-заде Н.Г., Жуков В.И., Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф.* // Инженерная физика. 2017. № 12. С. 56.
8. *Moisan M., Nowakowska H.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. № 7. 073001.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac528>
9. *Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A.W.* // Plasma Phys. 1982. V. 24. № 11. P. 1331.
10. *Moisan M., Zakrzewski Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 1025.
11. *Borges C.F.M., Airoidi V.T., Corat E.J., Moisan M., Schelz S., Guay D.* // Journal of Applied Physics. 1996. V. 80. № 10. P. 6013.  
<https://doi.org/10.1063/1.363600>
12. *Girka V., Girka I., Thumm M.* // Surface Flute Waves in Plasmas, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics 79. 2014. P. 129.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-02027-36>
13. *Abbasi M.M., Shahrooz A.* // Microwave and Optical Technology Letters. 2016. V. 59. № 4. P. 806.  
<https://doi.org/10.1002/mop.30395>
14. *Zhao J., Sun Z., Ren Yu., Song Lu, Wang S., Liu W., Yu Z., Wei Yu.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. V. 52. № 29. P. 295202.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab1b0a>
15. *Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 423.  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X06050047>
16. *Богачев Н.Н., Гусейн-заде Н.Г., Нефедов В.И.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 4. С. 365.
17. *Rogers J., Asmussen J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1982. V. PS–10. № 1. P. 11.  
[https://doi.org/0093-3813/82/0300-0011\\$00.75](https://doi.org/0093-3813/82/0300-0011$00.75)
18. *Wolinska-Szatowska J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. № 6. P. 937.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/21/6/012>
19. *Rakem Z., Leprince P., Marec J.* // Rev. Phys. Appl. (Paris). 1990. V. 25. № 1. P. 125.  
<https://doi.org/10.1051/rphysap:01990002501012500>
20. *Margot-Chaker J., Moisan M., Chaker M., Glaude V.M.M., Lauque P., Paraszcak J., and Sauve G.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 66. № 9. P. 4134.  
<https://doi.org/10.1063/1.343998>
21. *Солнцев Г.С., Булкин П.С., Мокеев М.В., Цветкова Л.И.* // Вестник Московского университета. 1997. Серия 3. № 6. С. 36.
22. *Moisan M., Beaudry C., Leprince P.* // Physics Letters A. 1974. V. 50. № 2. P. 125.  
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(74\)90903-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(74)90903-7)
23. *Жуков В.И., Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 8. С. 1.  
<https://doi.org/10.31857/S0367292120080120>
24. *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
25. *Chen Z.S., Ma L.F., Wang J.C.* // Int. J. Antennas Propag. 2015. 736090 (2015).  
<https://doi.org/10.1155/2015/736090>
26. *Zhelyazkov I., Atanassov V.* // Physics Reports. 1995. V. 255. № 2–3. P. 79.  
[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00092-H](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00092-H)
27. *Nowakowska H., Lackowski M., Moisan M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48. № 6. P. 2106.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2020.2995475>
28. *Vikharev A., Böhle A., Ivanov O., Kolisko A., Kortshagen U., and Schlüter H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 369.
29. *Ida Y., Hayashi K.* // Journal of Applied Physics. 1971. V. 42. № 6. P. 2423.
30. *Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В.* Электромагнитные волны и поля. М.: Советское радио, 1971. С. 554.