

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЧ-РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ В КВАРЦЕВОЙ ТРУБКЕ В ВОЗДУХЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2020 г. В. И. Жуков^а *, Д. М. Карфидов^а, К. Ф. Сергейчев^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 18.12.2019 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

Исследовано распространение ионизационного фронта газового разряда, поддерживаемого СВЧ поверхностной волной в кварцевой трубке, в воздухе низкого давления. В широком диапазоне давлений измерены характерные скорости распространения фронта разряда и параметры стационарного плазменного столба. Полученные экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с моделью распространения разряда, основанной на концепции нелокального нагрева электронов в области плазменного резонанса. Изучены электродинамические характеристики разряда; проведены измерения средней по сечению плазменного столба концентрации электронов. На основании экспериментальных измерений частоты ионизации и потерь электронов проведена оценка распределения электрического поля в области ионизационного фронта.

Ключевые слова: СВЧ-разряд низкого давления, кварцевая трубка, поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ), ионизационный фронт, распространение разряда, плазменный резонанс

DOI: 10.31857/S0367292120080120

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые исследования, посвященные распространению поверхностных волн по плазме, были проведены Трайвелписом и Гоулдом [1, 2] в 1950-х гг. Данная тематика получила бурное развитие после разработки различных способов возбуждения [3] разрядов на поверхностных электромагнитных волнах (ПЭВ) в радиопрозрачных трубках. Характерной особенностью таких разрядов является то, что электромагнитная энергия из аппликатора с высокой эффективностью трансформируется в поверхностную волну, которая самосогласованным образом поддерживает распространяющийся разряд. Такой тип разрядов находит свое применение в разных прикладных областях, таких как плазменная обработка, плазмохимия, плазменные антенны [4]. Наряду с разрядами на поверхностных волнах в диэлектрических трубках с 2000-х гг. развивается новое направление исследования СВЧ-разряда, создаваемого на внешних поверхностях диэлектрических тел поверхностной волной [5, 6]. Как и разряд в диэлектрических трубках [4], такой разряд позволяет создавать плазму большого объема с высокой концентрацией электронов, существенно превышающей критическую. Данные типы разрядов представляют собой самосогласован-

ную систему в виде плазменного волновода, по которому распространяется ПЭВ, которая его же и создает, то есть для существования поверхностной волны необходима плазменная среда, создаваемая самой поверхностной волной [7, 8]. Скорость распространения разрядов на ПЭВ может существенно превышать скорость звука в используемом газе, что позволяет их использовать для создания плазмы в сверхзвуковом потоке воздуха.

Характерной особенностью разрядов, создаваемых поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ) в радиопрозрачных трубках, наполненных газом, является то, что ионизационный фронт распространяется от источника СВЧ-излучения [1], в то время как объемные разряды в неограниченном пространстве распространяются от места пробоя навстречу источнику. Объемные волны распространяются только в плазме с концентрацией n_e меньше критической $n_c = \omega^2(m_e/4\pi e^2)$ (m_e – масса электрона, ω – угловая частота СВЧ-излучения), тогда как ПЭВ распространяются по ограниченной стенками трубки плазме, концентрация которой может многократно превышать пороговое значение концентрации $n_e = 2n_c$ для возбуждения ПЭВ [1, 2].

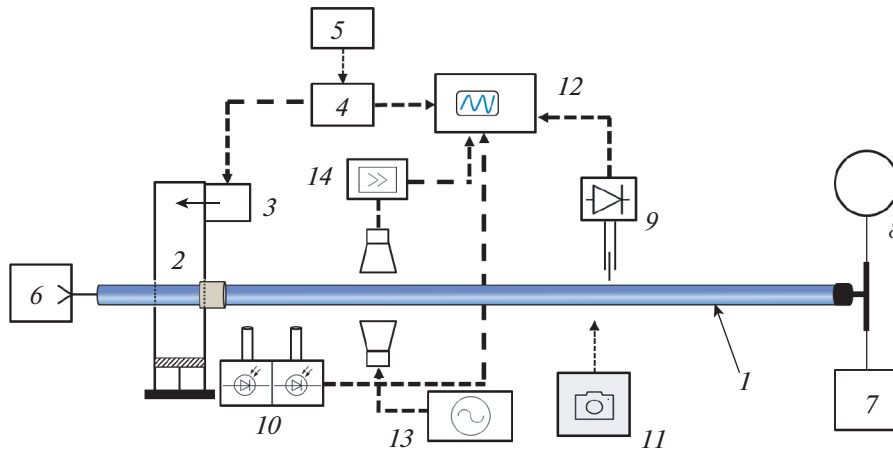


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – кварцевая трубка, 2 – волноводный аппликатор с подстроечным поршнем, 3 – магнетрон, 4 – модулятор, 5 – генератор задержанных импульсов, 6 – форвакуумный насос, 7 – натекаатель, 8 – вакуумметр, 9 – СВЧ-антенна, 10 – коллимированные фотодетекторы, 11 – скоростная фотокамера, 12 – осциллограф, 13 – рупорная антенна, подключенная к генератору диагностического излучения, 14 – рупорная антенна, подключенная к супергетеродинному приемнику.

СВЧ-разряд на поверхностной волне в газоразрядной трубке можно представить как распространяющийся по газу фронт ионизации, за которым остается плазменный столб, поддерживаемый поверхностной волной. Энергия к фронту подводится по плазменному столбу. Скорость фронта уменьшается с расстоянием при распространении от источника излучения из-за потерь СВЧ-мощности на поддержание концентрации электронов в плазменном столбе и стремится к нулю при приближении к порогу поддержания разряда на фронте, в результате установления баланса ионизации и потерь [9]. В большей части работ, посвященных газовому разряду, поддерживаемому ПЭВ, исследуются установившиеся разряды [4, 10–12]. Однако, проведено относительно мало работ по исследованию динамики таких разрядов [13–16] и механизмов их распространения. Например, в работах [13, 14] рассматриваются различные модели распространения разряда, связанные с диффузией [17], волной пробоя, пондеромоторной силой. В данной работе механизм распространения разряда объясняется поглощением ПЭВ в области плазменного резонанса [18] на фронте с сильно неоднородным профилем плотности плазмы [19, 20].

В настоящем исследовании изучается процесс распространения ионизационного фронта СВЧ-разряда, поддерживаемого ПЭВ, в кварцевой трубке наполненной воздухом. Исследование проводилось в диапазоне давлений p от 0.02 до 2 Торр, в котором частота столкновений электронов с нейтралами $\nu_m = 5 \times 10^9 p \text{ c}^{-1}$ [9] меньше чем угловая частота поля $\nu_m < \omega$.

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 прямоугольные импульсы на частоте 2.45 ГГц. Аппликатор представлял собой секцию прямоугольного волновода 90×45 мм, через отверстия в широкой стенке которого пропусклась разрядная трубка. С помощью подстроечного поршня обеспечивалось практически полное поглощение [10] подводимой к разрядной трубке мощности. Трубка не соприкасалась со стенками волновода – в зазор между ними была помещена фторопластовая втулка. Напряжение на магнетрон поступало с модулятора 4. Режим работы магнетрона регулировался генератором запускающих импульсов 5. Магнетрон работал в режиме одиночных прямоугольных импульсов длительностью 40 мс. Для откачки воздуха из трубки использовался форвакуумный насос 6. Подача газа регулировалась натекаателем 7, давление измерялось цифровым вакуумметром 8.

Относительные измерения радиальной компоненты электрического поля ПЭВ $E_r^2(z, t)$ проводились СВЧ четвертьволновой дипольной антенной 9, перемещаемой вдоль оси трубки.

Скорость распространения фронта определялась по задержке сигнала между двумя коллимированными фотодетекторами 10 (спектральный диапазон 700–1100 нм, временное разрешение

7 нс), обеспечивающими пространственное разрешение 0.5 см. Фотодетекторы были расположены на фиксированном расстоянии 5 см друг от друга и могли перемещаться вдоль кварцевой трубки. Кроме того, для регистрации разряда использовалась скоростная фотокамера *И* со скоростью съемки 960 кадров/с. Фотодетекторы также использовались для измерений распределения интегральной интенсивности свечения в поперечном сечении трубки по длине разряда z . Сигналы с фотодиодов и СВЧ-антенны регистрировались осциллографом – *И2*.

В разрядах данного типа введение в плазму зондов кардинальным образом искажает параметры разряда, что делает невозможным их использование. Поэтому абсолютные значения средней по сечению концентрации электронов измерялись только бесконтактными методами.

Абсолютные значения средней по сечению концентрации электронов измерялись по методу проходящих СВЧ-волн [18, 21]. Измерительная система состояла из двух рупорных антенн, расположенных по обе стороны трубки. Передающий рупор *И3* был подключен к генератору диагностического излучения, работающему в диапазоне частот 5.5–7.5 ГГц. Принимаемый рупором *И4* прошедший сигнал детектировался супергетеродинным приемником и регистрировался осциллографом. Усредненное по диаметру плазмы и по площади фокального пятна значение концентрации вычислялось из результатов измерения коэффициента прохождения. Пространственное разрешение метода ~4 см. Прохождение диагностического СВЧ-излучения (5.5–7.5 ГГц) через разрядную плазму было смоделировано [22, 23] в программе Ansys HFSS, 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. 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 моделирования.

В качестве инициатора разряда, в часть трубки, находящейся в волноводе, был помещен четвертьволновой электрод.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Скорость распространения разряда определяется частотой ионизации и может быть выражена, как [24]

$$v_f = \tilde{v}_i \Delta_f, \quad (1)$$

где Δ_f – характерный размер фронта, $\tilde{v}_i = v_i - v_{loss}$ – постоянная лавины, а v_i и v_{loss} – частота ионизации и частота электронных потерь, соответственно. Характерный размер фронта определяется следующим выражением: $\Delta_f = n^{-1}(z_0) \int_{\Delta} n(z) dz$, где $n(z_0)$ – плотность плазмы перед фронтом. Скорость фронта падает вдоль трубки вплоть до перехода разряда в стационарный режим. При этом для существования разряда должно выполняться условие [9] $\tilde{v}_i \geq 0$. На рис. 2 приведены экспериментальные распределения скорости фронта вдоль трубки. Измеренные при разном давлении распределения имеют схожий характер – скорость максимальна у аппликатора и спадает вдоль трубки по закону, близкому к экспоненциальному. На рис. 3 построена зависимость скорости фронта от давления при фиксированном расстоянии $z = 5$ см от аппликатора. Максимальная скорость разряда достигается при давлении 0.1–0.15 Торр, соответствующем минимуму электронных потерь. Теоретическая и экспериментальная зависимости частоты потерь электронов от давления представлены на рис. 4. Частота потерь в воздухе v_{loss} складывается преимущественно из частоты диффузионных потерь v_d и частоты прилипания v_a электронов к молекулам. Экспериментальная зависимость получена путем измере-

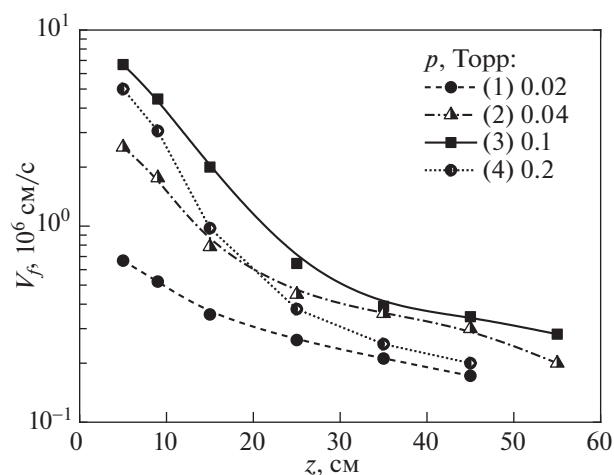


Рис. 2. Экспериментальные распределения скорости ионизационного фронта вдоль трубки V_f при различных значениях давлений: 1 – 0.02, 2 – 0.04, 3 – 0.1, 4 – 0.2 Торр.

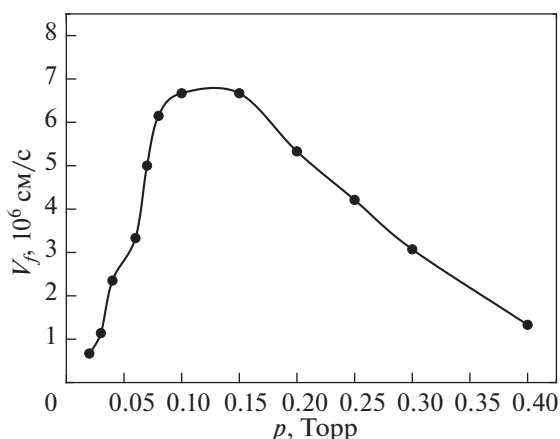


Рис. 3. Экспериментальная зависимость скорости фронта V_f от давления p , измеренная в фиксированной точке $z = 5$ см от аппликатора.

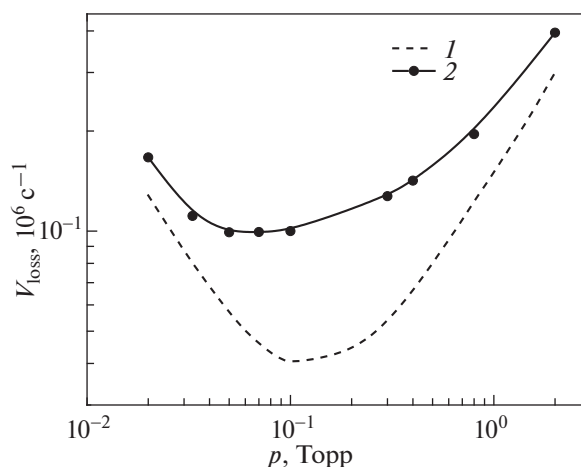


Рис. 4. Зависимости частоты электронных потерь v_{loss} от давления p . 1 – расчетная зависимость; 2 – измеренная по времени распада плазмы.

ния времени распада плазмы $v_{loss} = \tau^{-1}$, т.е. по изменению концентрации плазмы в e раз, причем длительность распада постоянна по длине столба. Расчетная зависимость построена с использованием следующего выражения для электронных потерь в воздухе [25, 26]: $v_{loss} = v_d + v_a = \frac{v_s}{3\Lambda^2 N_m \sigma_{im}} + 4 \times 10^{-12} N_m$; здесь v_s – скорость ионного звука, Λ – характерная диффузионная длина, σ_{im} – сечение перезарядки ионов, $N_m \sim p$ – концентрация молекул. Следует отметить, что измеренные потери превышают потери, оцененные по литературным данным. На рис. 5 приведена измеренная зависимость длины установившегося разряда от давления. Аналогично ведет себя зависимость скорости фронта от давления: максимум длины разряда, как и максимум скорости его распространения, соответствует минимуму электронных потерь.

На рис. 6 построены экспериментальные распределения скорости фронта $V_f(z)$ и постоянной лавины $v_i(z) - v_{loss}$ по длине трубки при давлении 0.1 и 0.3 Торр. Постоянная лавины измерялась по времени нарастания τ плотности плазмы в e раз с помощью экспоненциальной аппроксимации $n_e \sim \exp[(v_i - v_{loss})\tau]$. Распределение $v_i(z) - v_{loss}$ на рис. 6 (кривая 3) получено с помощью метода проходящих волн. Для минимизации влияния металлического аппликатора, данное измерение проводилось, начиная с $z = 15$ см от стенки волновода. Измеренная по световому сигналу фотодетектора кривая 2 в пределах указанных ошибок измерений совпадает с кривой 3, что позволяет использовать сигнал фотодетектора для относительных измерений плотности плазмы. Из соотношения (1) по измеренным распределениям

скорости фронта (кривые 1 и 4) и постоянной лавины (кривые 2, 3 и 5) можно оценить характерный размер фронта и его изменение вдоль столба. Из приведенных распределений видно, что размер фронта как при давлении 0.1 Торр, так и при 0.3 Торр составляет $\Delta_f \approx 2$ см, что близко к диаметру разрядной трубки. Размер фронта практически не изменяется с расстоянием z до аппликатора. Аналогичные измерения, проведенные при давлениях 0.05, 0.4 и 0.8 Торр также показали отсутствие зависимости размера фронта от давления (вставка на рис. 6). На рис. 7 приведена фотография распространяющегося разряда при $p = 0.1$ Торр на заключительной стадии распространения ($z = 50$ см). Данный снимок качественно иллюстрирует геометрию фронта.

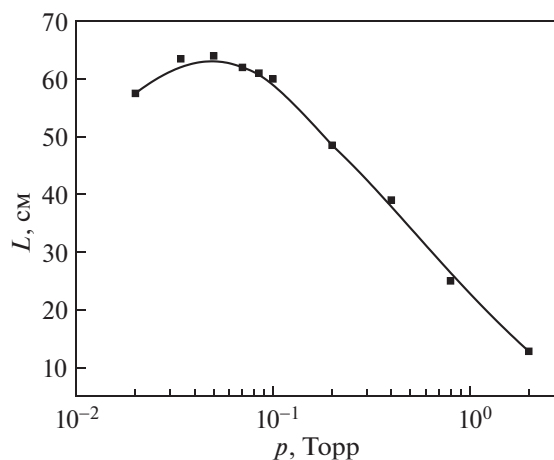


Рис. 5. Экспериментальная зависимость длины стационарного плазменного столба L от давления p .

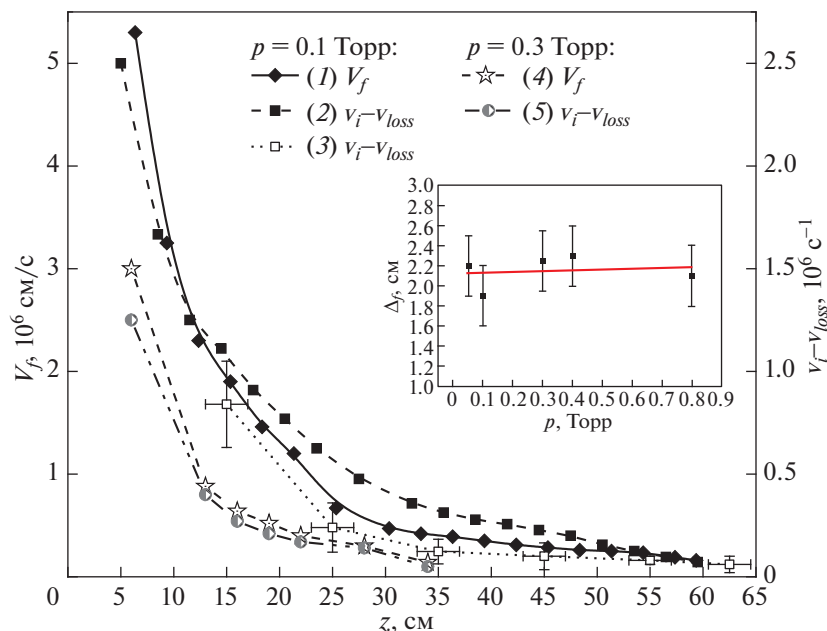


Рис. 6. Распределения постоянной лавины $v_f(z) - v_{loss}$ и скорости ионизационного фронта $V_f(z)$ вдоль разрядной трубки. 1 – Измеренное распределение $V_f(z)$ ($p = 0.1$ Торр); 2 – распределение $v_f(z) - v_{loss}$, полученное по нарастанию светового сигнала фотодетектора ($p = 0.1$ Торр); 3 – распределение $v_f(z) - v_{loss}$, измеренное по нарастанию концентрации электронов с помощью метода проходящих волн ($p = 0.1$ Торр); 4 – экспериментальное распределение $V_f(z)$ ($p = 0.3$ Торр); 5 – распределение $v_f(z) - v_{loss}$, полученное по нарастанию светового сигнала фотодетектора ($p = 0.3$ Торр). На вставке приведена зависимость характерного размера фронта Δ_f от давления в трубке p .

На рис. 8 (кривая 2) представлено распределение средней концентрации вдоль плазменного столба в установившемся режиме, полученное методом проходящих волн. Погрешность измерения плотности определялась тем фактом, что при моделировании в программе Ansys HFSS столб плазмы считался однородным по сечению трубки, в то время как реальное распределение электронной концентрации слабо неоднородно с максимумом вблизи стенок трубки. Дополнительная погрешность связана с ограниченной точностью юстировки рупорной системы, а также с незначительными паразитными отражениями от окружающих объектов. Погрешность по оси z определяется размером каустики. На том же рисунке (кри-

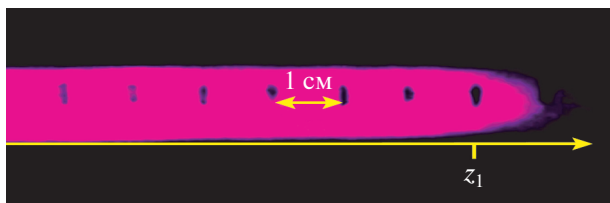


Рис. 7. Фото распространяющегося разряда ($p = 0.1$ Торр). Расстояние между метками 1 см; расстояние от фронта разряда до аппликатора $z_1 \approx 50$ см.

вая 1) приведено продольное распределение интегральной светимости плазмы $I(z)$, которое, как было показано ранее, характеризует плотность плазмы. Следует отметить, что значение плотности плазмы на конце столба $n \approx 4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ удовлетворяет условию существования ПЭВ [1]: $n_{\min} = (1 + \epsilon_d)n_c = 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, где ϵ_d – диэлектрическая проницаемость кварца, а n_c – критическая концентрация плазмы. Распределение концентрации по длине разряда имеет неоднородный характер и может быть разделено на три различные области. Вблизи аппликатора (область I, где плотность оценивалась только по световому сигналу) плотность плазмы снижается по длине по закону, близкому к квадратичному. Область II характеризуется линейным спадом концентрации плазмы вдоль разряда. В области III на конце столба наблюдается резкий спад концентрации и нарушение условия распространения ПЭВ.

Кривая 1 на рис. 9 демонстрирует распределение квадрата радиальной компоненты поля ПЭВ $E_r^2(z)$ вдоль оси z установившегося разряда. Вследствие частичного отражения ПЭВ от конца столба, образуется распределение поля типа стоячей волны, которое позволяет оценить длину волны ПЭВ. Оценка отраженной мощности ПЭВ от

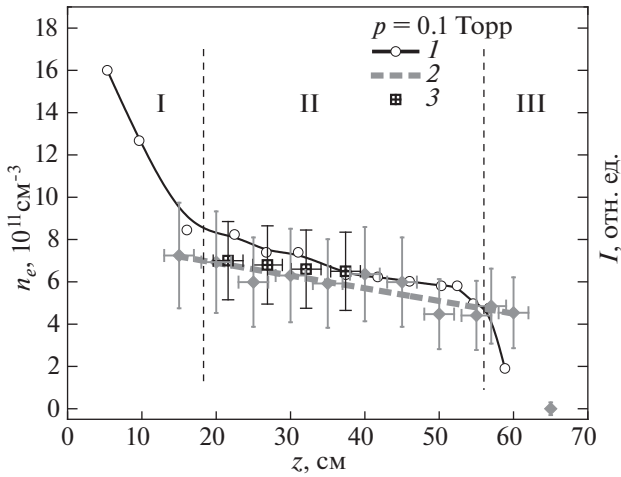


Рис. 8. Распределения средней по сечению плотности плазмы $n_e(z)$ вдоль разрядного столба. 1 – Распределение интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$ (сигнал с фотодетектора); 2 – распределение плотности плазмы $n_e(z)$, измеренное методом проходящих волн; 3 – значения концентрации электронов, вычисленные по дисперсионному соотношению.

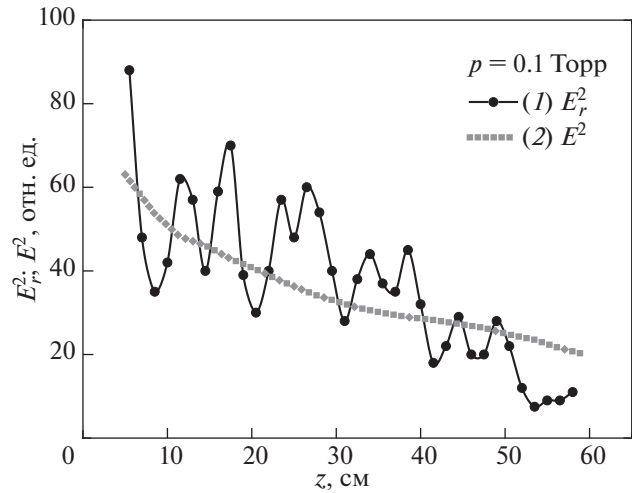


Рис. 9. 1 – Измеренное продольное распределение квадрата радиальной компоненты электрического поля $E_r^2(z)$; 2 – рассчитанное по степенной аппроксимации распределение поля $E^2(z)$.

конца плазменного столба, полученная из данного распределения, соответствует $\approx 15\%$. Установка металлического диска (экрана) на расстоянии $z = 45$ см от аппликатора позволила повысить точность измерений длины волны благодаря увеличению коэффициента отражения до $\approx 60\%$ (КСВН ~ 4). Измеренная на участке $z = (15, 40)$ см длина волны ПЭВ слабо изменяется и может быть оценена, как $\lambda_s \approx 10.5 \pm 0.3$ см. Следует отметить, что даже достаточно большое значение КСВН ~ 4

не приводит к заметной модуляции плотности плазмы.

На рис. 10 приведена осциллограмма сигналов интенсивности света $I(t)$ и напряженности поля $E_r^2(t)$ в фиксированной точке $z = 20$ см от аппликатора. Регистрация электрического поля до появления плазменного сигнала на фотодетекторе ($t \approx 20$ мкс) обусловлена излучением плазменного столба, выступающего в роли антенны нарастающей длины с периодически изменяющимся сопротивлением [27], что приводит к сложному ха-

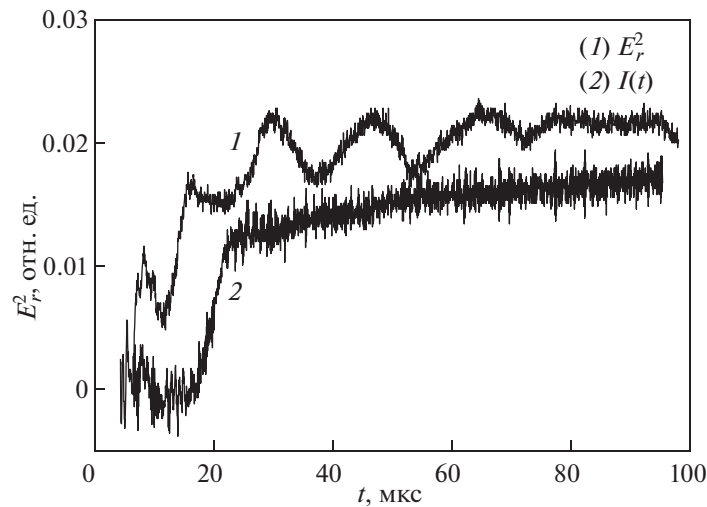


Рис. 10. 1 – Осциллограмма сигнала СВЧ-зонда $\sim E_r^2(t)$; 2 – осциллограмма сигнала фотодетектора $I(t)$; $p = 0.1$ Торр. СВЧ-зонд и фотодетектор находятся в координате $z = 20$ см.

рактору сигнала зонда. После прохождения столбом точки z зонд регистрирует появление радиальной компоненты поля ПЭВ. Часть мощности ПЭВ, распространяющейся по плазменному столбу, отражается от движущегося фронта назад в сторону источника, образуя стоячую волну. Изменение временного периода модуляции поля связано с падением скорости фронта при удалении от источника. Используя измеренные значения длины ПЭВ в стационарном режиме и период модуляции, можно получить оценку скорости движения ионизационного фронта.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как было отмечено ранее, разряд на поверхностной волне может быть представлен состоящим из двух частей: распространяющегося фронта ионизации и остающегося за ним стационарного столба.

Согласно [28], один из основных механизмов поддержания разряда связан с нелокальным нагревом электронов вследствие поглощения энергии ПЭВ в области плазменного резонанса вблизи стенок разрядной трубки. Радиальное распределение плотности стабилизированной части разряда сильно неоднородно у стенки трубки и слабо спадает к ее центру [20, 29]. Неоднородный характер продольного распределения плотности плазмы объясняется разными режимами поддержания разряда, связанными с глубиной проникновения λ_{sk} поля в плазму, меняющейся в пределах от $0.4R$ до $0.9R$. В условиях нашего эксперимента ($v_m/\omega \ll 1$) механизм поддержания разряда можно связать с поглощением энергии поверхностной волны в области плазменного резонанса [28]. В области I при условии достаточно малого λ_{sk} и при выполнении условия $\pi L_n^{(r)}/\lambda_{sk} \gg v_m/2\omega$, где $L_n^{(r)}$ – характерный размер радиальной неоднородности в области плазменного резонанса. Декремент пространственного затухания α_1 и распределение средней плотности плазмы могут быть записаны как:

$$\alpha_1(z) = \frac{\omega^3}{c^2 \omega_p(z)} \pi L_n^{(r)}, \quad (2)$$

$$\bar{n}_1(z) = \bar{n}_{12} \left[1 - \sqrt{\frac{n_c}{\bar{n}_{12}}} \frac{2\pi\omega^2}{3c^2} L_n^{(r)} (z - z_1) \right]^2,$$

где \bar{n}_{12} – плотность плазмы на границе областей I и II.

В области II линейного профиля плотности глубина λ_{sk} увеличивается, и при выполнении условия $\pi L_n^{(r)}/d > v_m/2\omega$ декремент простран-

ственного затухания и профиль плотности определяются выражениями:

$$\alpha_2(z) = \frac{\omega^3}{c^3} \lambda_{sk}^2(z) \frac{\pi L_n^{(r)}}{R}, \quad (3)$$

$$\bar{n}_2(z) = \bar{n}_{23} \left[1 - \frac{n_c}{\bar{n}_{23}} \frac{\pi L_n^{(r)} \omega}{cR} (z - z_2) \right],$$

где \bar{n}_{23} – плотность плазмы на границе областей II и III.

С учетом указанных условий, в (2) и (3) можно считать $L_n^{(r)} \sim 0.1R$. Тогда длина затухания ПЭВ в e раз составляет приблизительно 30–60 см, что согласуется с экспериментальным распределением квадрата поля $E_r^2(z)$ ПЭВ вдоль стационарной части разряда, приведенным на рис. 9 (кривая I). Следует отметить, что аналогичный результат для продольного профиля плотности плазмы получен в численном эксперименте [5].

Средняя по сечению концентрация плазмы может быть получена из дисперсионного соотношения для ПЭВ [1] на основании измерений длины волны ПЭВ. Возбуждение разных мод ПЭВ зависит от соотношения частоты излучения f и радиуса трубки R . В [30] было экспериментально показано, что при $fR > 2$ ГГц \times см наряду с аксиально-симметричной $m = 0$ модой возбуждается дипольная $m = 1$ мода. В отличие от азимутально-симметричной ПЭВ, соответствующей ТМ-волне, дипольная мода является гибридной волной, где отличны от нуля все шесть компонент поля $E_r, E_z, E_\phi, B_r, B_z$ и B_ϕ . В условиях нашего эксперимента произведение $fR \approx 2.5$ ГГц \times см, что указывает на доминирующий вклад $m = 1$ моды [30, 31]. Измеренная на линейном участке разряда $z = (15, 40)$ см длина волны $\lambda_s \approx 10.5$ см. По дисперсионному соотношению для ПЭВ $m = 1$ моды [32] получена оценка средней по сечению концентрации плазмы: $\bar{n}_e \approx 9n_c = 7 \times 10^{11}$ см $^{-3}$, удовлетворительно согласующаяся с результатами измерений методом проходящих волн. Значения концентрации на участке $z = (25, 45)$, вычисленные по дисперсии приведены на рис. 8. Точность измерения плотности плазмы данным методом определяется точностью измерения длины волны ПЭВ. Погрешность по продольной координате определялась расстоянием между соседними максимумами и минимумами стоячей волны.

Как известно, для частоты ионизации в воздухе справедлива степенная аппроксимация [33]

$$v_i = v_{loss} (E^2/E_b^2)^{2.5}, \quad (4)$$

где величина пробойного поля E_b может быть определена из условия существования разряда с использованием формулы

$$E_b = \left[\frac{4m_e(\omega^2 + v_m^2)Iv_{loss}}{e^2v_m} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь $I = 40\text{--}50$ эВ – суммарная энергия, поглощаемая электроном при ионизации молекулы воздуха. При давлении 0.1 Торр $E_b = 55$ В/см. Аппроксимация (4) позволяет по измеренным значениям v_i и v_{loss} построить распределение электрического поля E^2 вдоль трубки (рис. 9, кривая 2). Как следует из экспериментальных данных (рис. 6), на начальной стадии разряда частота ионизации $v_i \approx 2.5 \times 10^6$ с⁻¹, что позволяет определить поле по (5) как $E = 110$ В/см. Соответственно, требуемая для такой ионизации мощность составляет $P = \pi R^2 E^2 / 19^2 \approx 115$ Вт. Что сравнимо со средней мощностью для поддержания стационарного разряда длиной $l = 60$ см: $\bar{P} = \pi R^2 \bar{n}_e I v_{loss} \approx 133$ Вт. Рассчитанное по (5) и экспериментально измеренное распределение поля совпадают с достаточно хорошей точностью (рис. 9).

Механизм распространения фронта может быть объяснен поглощением энергии ПЭВ и нелокальным нагревом электронов в области плазменного резонанса [19]. Нагрев электронов является нелокальным при выполнении условия $\Delta_f \ll L_e = \lambda_e / \sqrt{\delta}$, где L_e – длина релаксации энергии электронов, λ_e – длина свободного пробега электронов, δ – энергия, теряемая электроном при упругом столкновении с нейтралами. Согласно [19], скорость фронта определяется параметрами стабилизированной части разряда, и соотношение (1) может быть переписано следующим образом:

$$v_f = (v_i - v_{loss})f\alpha^{-1}. \quad (6)$$

Здесь предполагается, что весь поток ПЭВ, не поглотившийся в стабилизированной части разряда, поглощается на фронте, эффективная ширина которого $\Delta_f = f\alpha^{-1}$. Где декремент пространственного затухания ПЭВ $\alpha = \alpha_1$ из (2) для квадратичного профиля плотности плазмы (при малой глубине λ_{sk}) и $\alpha = \alpha_2$ из (3) для линейного профиля плотности (при $\lambda_{sk} \sim R$), $f = 0.2\text{--}0.5$ – геометрический фактор, $L_n^{(r)} \approx R$ в связи с резким изменением распределения плотности плазмы на фронте. Подстановка в выражения для α_1 и α_2 данных измерений распределения плотности плазмы (рис. 8) приводит к величине $\Delta_f \approx 1\text{--}2$ см, слабо зависящей от расстояния до источника, что соответствует прямым измерениям характерного

размера фронта. Подстановка в (6) соотношения (4) приводит к зависимости скорости ионизационного фронта от поля

$$v_f = v_{loss} \left[\frac{E^5}{E_b^5} - 1 \right] \frac{f}{\alpha}. \quad (7)$$

Данная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Как известно [18], усиление поля в плазменном резонансе пропорционально ω/v_m . Поэтому уменьшение скорости фронта (рис. 3) и длины столба (рис. 5) с увеличением давления связано как с увеличением потерь, так и с падением усиления поля. При отношении $\omega/v_m \rightarrow 1$ усиление поля стремится к нулю, поэтому распространение разряда при давлении $p > 3$ Торр ($\omega/v_m \approx 1$) в эксперименте не наблюдалось.

В стабилизированной части концентрация электронов максимальна вблизи стенок трубки. В области фронта разряд оторван от стенки, и концентрация сильно неоднородна как в продольном, так и в поперечном направлении с максимумом на оси трубки (рис. 7) [20]. Такой градиент плотности на фронте приводит к увеличению поглощения мощности поверхностной волны и, как следствие, к усилению продольной и поперечной компоненты электрического поля в плазменном резонансе. Поглощение мощности ПЭВ на фронте подтверждается малым отражением ПЭВ от конца разряда (рис. 9). Усиленное поле вызывает рост ионизации и, как следствие, перемещение фронта разряда.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано распространение фронта самосогласованного разряда ПЭВ в воздухе низкого давления. Экспериментально показано, что скорость распространения фронта определяется произведением его характерного размера и постоянной лавины $v_f = \tilde{v}_i \Delta_f$, причем Δ_f слабо зависит от давления в трубке и расстояния от волноводного аппликатора и приблизительно равен диаметру разрядной трубки. Концентрация плазмы определялась как методом проходящих волн, так и по дисперсионному соотношению для ПЭВ $m = 1$ моды на основании измеренных длин волн. Установлено, что плотность плазмы неоднородно распределена по длине столба и изменяется в пределах от 5 до $20n_c$, где n_c – критическая плотность плазмы. Показано, что измерения пространственно-временной эволюции концентрации плазмы методом зондирования проходящими СВЧ-волнами и регистрации интегральной интенсивности света дают результаты, совпадающие в пределах ошибок измерений.

Полученные экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с моделью распространения разряда, основанной на концепции нелокального нагрева электронов в области плазменного резонанса.

Авторы выражают благодарность Н.Г. Гусейнзаде за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trivelpiece A.W.* // The DP degree Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1958.
2. *Trivelpiece A.W., Gould R.W.* // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 1784.
<https://doi.org/10.1063/1.1735056>
3. *Moisan M., Zakrzewski Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 1025.
4. *Moisan M., Nowakowska H.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. 073001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac528>
5. *Шибков В.М., Еришов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 67.
6. *Shibkov V.M.* // Moscow University Physics Bulletin. 2019. V. 74. № 5. P. 421.
<https://doi.org/10.3103/S002713491905014X>
7. *Шибков В.М., Двинин С.А., Еришов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 77.
8. *Двинин С.А., Шибков В.М., Михеев В.В.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 654.
9. *MacDonald A.D.* Microwave Breakdown in Gases. New York Wiley, 1966.
10. *Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A.W.* // Plasma Phys. 1982. V. 24. P. 1331.
11. *Abbasi M.M., Shahrooz A.* // Microw. Opt. Technol. Lett. 2016. V. 59. P. 806.
<https://doi.org/10.1002/mop.30395>
12. *Moisan M., Zakrzewski Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 1025.
13. *Himmel G., Koleva I., Schlüter H.* // J. Phys. IV France. 1998. V. 8. P. 327.
<https://doi.org/10.1051/jp4:1998728>
14. *Vikharev A., Böhle A., Ivanov O., Kolisko A., Kortshagen U., Schlüter H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 369.
15. *Hamdan A., Valade F., Margot J., Vidal F., Matte J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 26. 015001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/26/1/015001>
16. *Gamero A., Sola A., Cotrino J., Colomer V.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 2199.
<https://doi.org/10.1063/1.342830>
17. *Семенов В.Е.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 613.
18. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1960.
19. *Алиев Ю.М.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2000. № 2. С. 29.
20. *Иванов О.А., Колданов В.А.* // Физика плазмы 2000. Т. 26. С. 961.
<https://doi.org/10.1134/1.1316831>
21. *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
22. *Chen Zong-sheng, Ma Li-fang, Wang Jia-chun* // International Journal of Antennas and Propagation. 2015. V. 2015. 736090.
<https://doi.org/10.1155/2015/736090>
23. *Сергейчев К.Ф., Карфилов Д.М., Андреев С.Е., Сизов Ю.Е., Жуков В.И.* // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 4. С. 314.
24. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
25. *Гуревич А.В., Карфилов Д.М., Лукина Н.А., Сергейчев К.Ф.* // Геомагнетизм и аэрномия. 1980. Т. 20. С. 953.
26. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
27. *Weiner M.M.* Monopole antennas. New York: Marcel Dekker, Inc., 2003.
28. *Aliiev Yu. M., Schlüter H., Shivarova A.* Guided-Wave-Produced Plasmas. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000. P. 190–205.
29. *Makasheva K., Shivarova A.* // Physics of Plasmas. 2001. V. 8. P. 836.
<https://doi.org/10.1063/1.1348037>
30. *Margot-Chaker J., Moisan M., Chaker M., Glaude V.M.M., Lauque P., Paraszczak J., Sauve G.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 66. P. 4134.
<https://doi.org/10.1063/1.343998>
31. *Benova E., Zhelyazkov I., Ghanashev I.J.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 1026.
<https://doi.org/10.1063/1.350439>
32. *Zhelyazkov I., Atanassov V.* // Phys. 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)
33. *Гуревич А.В.* // Геомагнетизм и аэрномия. 1975. Т. 15. С. 633.