



УДК 533.9

© 2010

А. Ф. Алисов, А. М. Артамошкин, С. А. Бердин, В. И. Голота,
член-корреспондент НАН Украины А. М. Егоров,
академик НАН Украины А. Г. Загородний, И. А. Загребельный,
В. И. Засенко, В. И. Карась, И. В. Карась, И. Ф. Потапенко,
А. Н. Старостин

Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы

Результати експериментальних досліджень на унікальному ППГ МХВССФ (пучково-плазмовому генераторі мікрохвильового випромінювання зі стохастичними стрибками фази) подано разом з їх теоретичною інтерпретацією. Було розроблено відповідні програми розрахунків та виконано числове моделювання як процесу іонізації газу нагрітими за допомогою МХВССФ електронами, так і поведінки частинок заповненої плазми у полях МХВССФ. Експериментально та теоретично визначено умови запалювання та підтримання розряду у повітрі за допомогою МХВССФ, що отримане від ППГ, та область тисків, в яких запалювання та підтримання розряду потребує мінімальної потужності.

1. В работах [1–3] теоретически и экспериментально показано, что аномальное поведение коэффициента проникновения СВЧ излучения, условия пробоя им газа, поддержания СВЧ газового разряда и бесстолкновительного нагрева электронов связано с прыжками фазы микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы (МВИССФ).

Напомним, что при этом происходит обмен энергией между СВЧ стохастическими электромагнитными полями и заряженными частицами, несмотря на отсутствие парных соударений или синхронизма в движении частиц и распространении электромагнитных полей. Роль частоты соударений при этом играют случайные скачки фаз стохастических колебаний, а приобретаемая частицей средняя за период колебания энергия пропорциональна частоте скачков фазы.

В работе [4] проведены предварительные исследования пробоя и поддержания разряда в разреженном газе импульсным МВИССФ и особенностей прохождения этого излучения

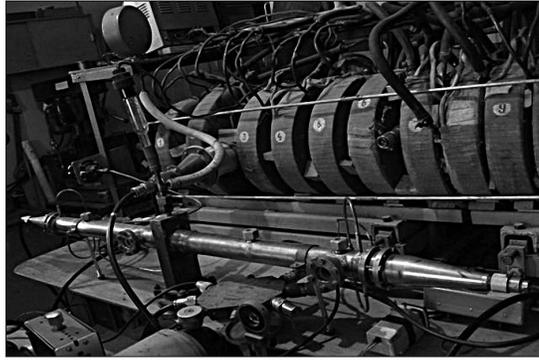
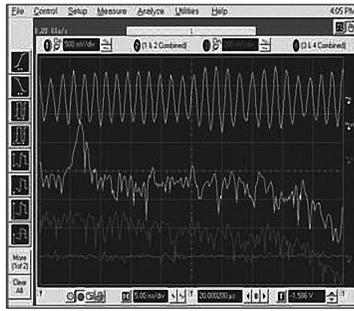


Рис. 1. КВ в составе экспериментальной установки

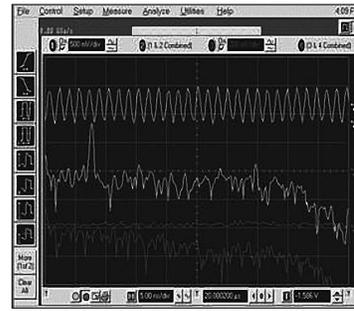
через создаваемую им плазму. Показано, что для МВИССФ минимум пробойной мощности слабо зависит от давления рабочего газа при его уменьшении от оптимального (≈ 50 Па для аргона), что обусловлено эффективным бесстолкновительным нагревом электронов (БНЭ), ослабленной диффузией и снижением потерь на упругие и неупругие соударения. Это позволяет расширить область существования разряда в сторону более низких давлений. Для проведения исследований по воздействию мощного импульсного МВИССФ дециметрового диапазона длин волн на плазму, создаваемую в разреженном газе, заполняющем коаксиальный волновод (КВ), в качестве источника излучения использовался пучково-плазменный генератор (ППГ), созданный в ННЦ ХФТИ [5] и модернизированный для условий проведения экспериментов.

2. Для проведения экспериментов по зажиганию разряда в газе низкого давления (ГНД) МВИССФ в КВ с вакуумной откачкой последний подключался к ППГ, работающему в режиме генерации узкополосного сигнала (на вход ППГ подключался короткозамыкатель). КВ с волновым сопротивлением ~ 75 Ом и длиной 1000 мм выполнен из латунной трубы с внутренним диаметром 45 мм и наружным — 50 мм. Центральный проводник — латунный стержень диаметром 12 мм (см. рис. 1).

На торцах КВ расположены фланцы для подсоединения конических коаксиальных переходов (ККП). В средней части КВ установлен патрубок для откачки газа или газовых смесей. В этот же патрубок вмонтирована термопарная лампа для контроля давления газа в КВ. Напуск рабочих газов и их смесей осуществляется с помощью прецизионного натекавателя через диаметрально расположенные отверстия диаметром 2 мм вблизи обоих торцов КВ. Патрубки для введения диагностических зондов расположены по длине КВ. Первый — на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ мощности МВИССФ, второй — на расстоянии 260 мм и третий — 840 мм. Такое расположение диагностических зондов позволяет контролировать параметры СВЧ разряда по длине КВ, что дает более полную информацию о происходящих там процессах. Оптические окна предназначены для спектрометрических исследований СВЧ разряда и параметров плазмы и изготовлены из кварцевого стекла диаметром 40 мм и толщиной 2 мм. Они также расположены по длине КВ и установлены в плоскости, перпендикулярной к плоскости расположения диагностических зондов. Первое оптическое окно находится на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ мощности в КВ, а второе — на расстоянии 600 мм. Для обеспечения необходимых вакуумных условий в КВ использованы тефлоновые шайбы диаметром 45 мм, толщиной 10 мм и 75-омные ККП длиной 160 мм с фланцами. Для хорошего электрического контакта между фланцами КВ и фланцами ККП установле-



a



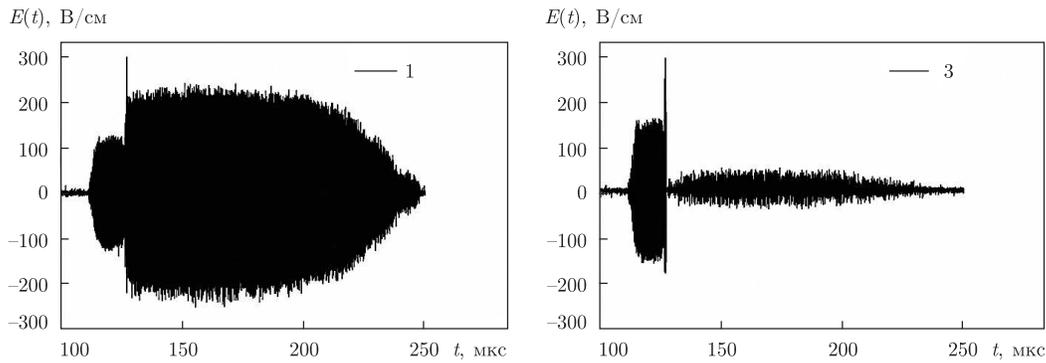
б

Рис. 2. Реализации МВИССФ на входе в КВ (1), локальный спектр на входе (f_1), реализации МВИССФ на выходе из КВ (3), локальный спектр на выходе (f_3): *a* — для $P = 2,0$ Па; *б* — для $P = 30$ Па. Горизонтальный масштаб — 5 нс/дел

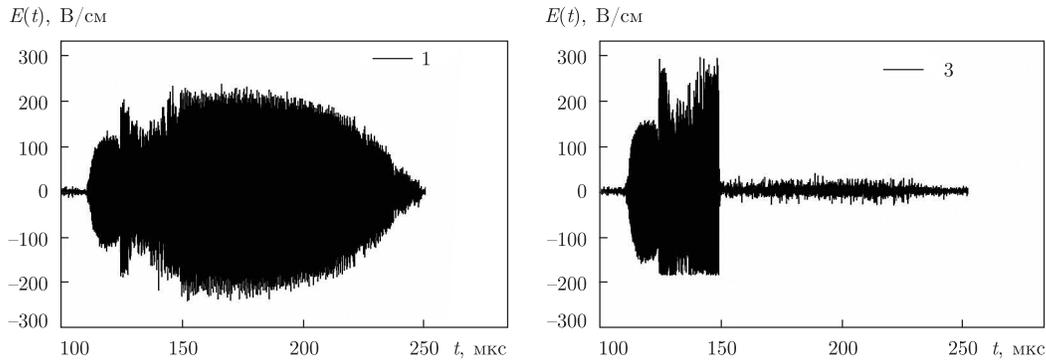
ны свинцовые прокладки толщиной 3 мм. СВЧ мощность генерируемых импульсным ППГ стохастических колебаний через ККП вводится в КВ, откачанный до давления 1,33 Па. При этом в зависимости от давления газа, его состава и мощности СВЧ колебаний в КВ происходит зажигание разряда. Свечение разряда в КВ наблюдалось через кварцевые оптические окна, установлено, что оно неоднородно по сечению и имеет контрагированную структуру, интенсивность свечения разряда уменьшается по длине КВ. Следует отметить, что цвет разряда изменяется в зависимости от давления рабочего газа в КВ и мощности СВЧ излучения, вводимой в волновод. С помощью четырехканального широкополосного (2,25 ГГц) осциллографа HP Agilent Infinium Oscilloscope снимались реализации (зависимости напряженности электрического поля в волне от времени) и их локальные спектральные характеристики (СХ). Установлено (см. рис. 2), что при сужении спектра сигнала, используемого для пробоя и поддержания стационарного разряда, можно существенно (почти в 2 раза) уменьшить амплитуду электрического поля МВИССФ. Но для сохранения достаточно широкого диапазона давлений, в котором происходит пробой газовой смеси, и поддержания стационарного разряда необходимо реализовать режим с достаточно высокой (как будет видно из дальнейшего, около одной трети от частоты ВЧ сигнала) частотой скачков фазы. Результаты экспериментальных исследований характеристик МВИССФ на входе и выходе КВ в оптимальном режиме работы ППГ (магнитная индукция в области взаимодействия пучка в ППГ составляет $B = 0,096$ Т, $U_{opt} = 13,2$ кВ, $I_{b_{opt}} = 3$ А) изображены на рис. 2, 3 для нескольких значений давления воздуха, соответствующих диапазону давлений, в котором разряд в воздухе стабильно зажигается и поддерживается.

Из рис. 2, 3 видно, что пробой газа происходит лишь после достижения амплитудой электрического поля МВИССФ некоторой определенной величины, зависящей от давления газовой смеси. Момент зажигания разряда легко фиксируется благодаря падению амплитуды ВЧ сигнала почти до нуля на выходе КВ. Из этих же рисунков видно, что для поддержания стационарного разряда требуется на порядок меньшая амплитуда электрического поля, чем для пробоя. Ранее [4] было установлено, что с увеличением тока пучка в области взаимодействия ППГ возрастает степень стохастичности генерированных колебаний, т. е. увеличивается частота и амплитуда стохастических скачков фазы.

3. Поскольку скачки фазы могут происходить различным образом, в зависимости от источника излучения, целесообразно рассмотреть некоторые характерные случаи. Рассматриваются и сравниваются две модели. В одной из них скачки фазы происходят без возвращения в первоначальное состояние, в другой происходит временный сбой фазы, после чего



a



б

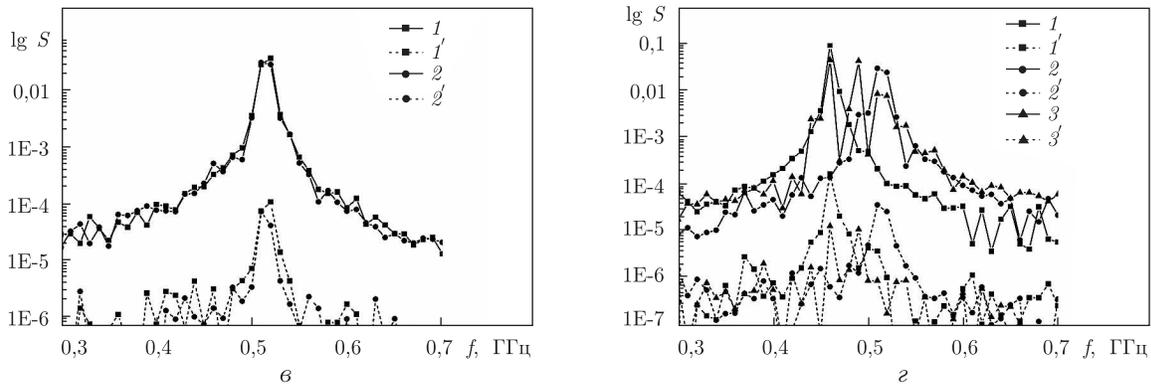


Рис. 3. Реализации $E(t)$ на входе (1) и выходе (3) КВ на микросекундной развертке для различных давлений: а – $P = 30$ Па; б – $P = 2$ Па; амплитудно-частотные $\lg S(f)$ на входе (1,2,3) и выходе (1',2',3') КВ для различных давлений: в – $P = 30$ Па; г – $P = 2$ Па

она возвращается к первоначальному значению. Усиление диффузии наблюдается в обоих случаях, но по-разному для различных характеров смены фазы.

Важной особенностью является то, что в ситуации с временным сбоем фазы корреляционная функция поля с возрастанием частоты сбоев мало изменяется (относительно случая без сбоев фазы). В то время как для случая со сбоем фазы без возвращения к первоначальному значению, изменение корреляционной функции поля с частотой сбоев, напротив, является достаточно сильным. Однако коэффициент диффузии заметно увеличивается для обоих типов скачков. Частичное объяснение возрастания диффузии с увеличением частоты скачков фазы и немонотонность такой зависимости связана с расширением частотного

спектра корреляций поля и, как следствие, с увеличением коэффициента диффузии в пространстве скоростей, а также с длительностью начального баллистического режима.

Однако, такое объяснение не всегда является очевидным, дополнительную интерпретацию можно получить, обратившись к корреляциям скорости и поля (ускорения). Коэффициент диффузии является интегралом от осциллирующей функции корреляции поля, амплитуда которой спадает со временем. Если спадание является слабым, интегральный вклад от корреляций мал и будет увеличиваться при постепенном усилении затухания (что и происходит при постепенном увеличении частоты скачков фазы в обеих моделях, когда коррелятор поля затухает все быстрее). При усилении до определенного значения затухания корреляций поля интегральный вклад от первого полупериода осциллирующей корреляционной функции поля может превышать интегральный вклад от многих полупериодов с разными знаками, когда они компенсируют друг друга. Таким образом, как ослабление, так и усиление затухания корреляционной функции поля может приводить к возрастанию коэффициента диффузии в координатном пространстве.

4. Сначала рассмотрим БНЭ в МВИССФ (одночастичное приближение) в случае отсутствия парных соударений при обмене энергией между электромагнитной волной и электроном. Рассматривается набор энергии электроном в волне, фаза которой испытывает стохастические скачки, а сама величина скачка фазы (СФ) также является случайной величиной. В работах [1–3, 9] показано, что БНЭ и проникновение МВИССФ в плотную (плотность которой является сверхкритической) среду как для СФ, происходящих в случайные моменты времени, так и для регулярных СФ (средний период времени между СФ одинаков), происходит совершенно одинаково. Таким образом, важно не то, какими являются СФ, — случайными или регулярными, а наличие этих скачков.

В расчетах рассматривается однородное электрическое поле, фаза которого в случайные моменты времени испытывает случайные же величины СФ. Установлено, что отношение V^2/V_{osc}^2 (V — скорость электрона в момент времени t , V_{osc} — осцилляторная скорость электрона в волне) изменяется прямо пропорционально времени t (т.е. диффузионным образом, что связано со случайной функцией величины СФ), в частности, за 800 периодов V^2/V_{osc}^2 возрастает в 600 раз. Приведем оценки необходимых напряженностей полей и оптимальных давлений при параметрах МВИССФ, генерируемых ППГ (его детальное описание дано в работе [5]).

Энергию осцилляций электрона $\varepsilon_{\text{osc}} = mV_{\text{osc}}^2/2$ ($E = V_{\text{osc}}m\omega/e$) выбираем так, чтобы упругие столкновения были минимальными. Для рассматриваемого далее газа (ксенона) величина поля будет $E = 100$ В/см. Для уменьшения затрат энергии на упругие столкновения выбираем плотность частиц рабочего газа из условия, чтобы второе слагаемое в правой части уравнения баланса энергии было существенно меньше первого

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \nu_{jp}\varepsilon_{\text{osc}} - \nu_{\varepsilon}\varepsilon, \quad (1)$$

где ε — мгновенное значение энергии электрона; ν_{ε} — частота столкновений относительно затрат энергии электроном в упругих столкновениях, связанная с частотой потери импульса ν_{tr} следующим соотношением: $\nu_{\varepsilon} = (m/M_{\text{Xe}})^{1/2}\nu_{tr}$ (здесь M_{Xe} — масса атома ксенона). Получаем условие на плотность частиц газа, а, следовательно, и на давление

$$N \ll \frac{\nu_{jp}\varepsilon_{\text{osc}}}{\sigma_{tr}(\varepsilon)V(\varepsilon)} \left(\frac{M_{\text{Xe}}}{m}\right)^{1/2}, \quad P \ll \frac{\nu_{jp}\varepsilon_{\text{osc}}k_B T_g}{\sigma_{tr}(\varepsilon)V(\varepsilon)} \left(\frac{M_{\text{Xe}}}{m}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

где T_g — температура газа; k_B — постоянная Больцмана.

Частота ионизации берется равной частоте СФ при оптимальной энергии электрона ε_{opt} . Учитывая, что СФ происходят в каждом периоде, получаем $\nu_{\text{ion}}(\varepsilon_{\text{opt}}) = \nu_{jp} = \omega/3$. В соответствии с расчетами величина оптимального давления $P = 10$ Па.

Оценка затрат энергии на упругие столкновения находится по формуле (1). При оптимальных значениях плотности частиц газа $N = 2,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и напряженности электрического поля в волне $E = 100$ В/см значение частоты столкновений, определяющей обмен энергией, $\nu_\varepsilon = 2,8 \cdot 10^7$ с $^{-1}$ при $\varepsilon_{\text{ion}} = 12,13$ эВ.

Кинетическое уравнение Больцмана для нахождения функции распределения электронов (ФРЭ) $f(\vec{r}, p, \vec{\Omega}, t)$ (\vec{r} – радиус-вектор; $p = mv$ – модуль импульса; $v(p)$ – скорость электрона; $\vec{\Omega} = \vec{p}/p$ – единичный вектор в направлении импульса электрона; t – время) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial t} - \frac{e}{m} E \cos(\omega t + \varphi(t)) \left[\frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial v} dv/dv_{\parallel} + \frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial \mu} d\mu/dv_{\parallel} \right] = \\ = -N_0 \sigma_{\text{tot}}(v) v f + N_0 \int d\mu d\varphi v \frac{d\sigma_{\text{el}}(mv|\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{d\vec{\Omega}'} f(v, \mu, t) + \\ + N_0 m \int dv' v' \frac{d\sigma_{\text{nonel}}(p' \rightarrow p)}{dp'} f(v', \mu, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где e – абсолютный заряд; m – масса электрона; E – напряженность электрического поля; N_0 – плотность частиц нейтрального газа; σ_{tot} – полное сечение; σ_{el} – сечение упругого рассеяния; σ_{nonel} – сечение неупругого рассеяния; $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота МВИССФ; φ – фаза волны, совершающая случайные скачки (от 0 до 2π) в каждом периоде волны. В этом случае характерное время между скачками $\Delta t = 1/f = 1,6 \cdot 10^{-9}$ с, но величина СФ – случайная величина из диапазона $0-2\pi$. Время можно обезразмерить на ω^{-1} , тогда для характерного поля $E = 100$ В/см осцилляторная скорость электрона в этом поле будет $v_0 = eE/(m\omega) = 5 \cdot 10^8$ см/с, что соответствует энергии осцилляций $\varepsilon_0 = mv_0^2/2 = 7,5$ эВ = $12 \cdot 10^{-12}$ эрг. Характерная амплитуда осцилляций $r_0 = v_0/\omega = 5/6$ см, для ксенона (Xe) энергия ионизации (потенциал ионизации) $I_{\text{Xe}} = 12,129$ эВ. Плотность частиц нейтрального газа в рассматриваемых экспериментальных условиях $N_0 = 5 \cdot 10^{14} - 10^{16}$ см $^{-3}$, сечение упругих столкновений σ_{el} , полное сечение σ_{tot} и сечение неупругих столкновений σ_{nonel} взяты для ксенона.

Вводя безразмерные величины $f \rightarrow N_0 \cdot v_0^{-3} \tilde{f}$, $\sigma \rightarrow \sigma_{\text{tot}} \tilde{\sigma}$, $v \rightarrow v_0 v$, $t \rightarrow \omega^{-1} \tilde{t}$, $\Delta t \rightarrow 2\pi \omega^{-1}$, $eE/m\omega v_0 = b$, $N_0 v_0 \omega^{-1} \sigma_{\text{tot}} = a$, $0,2 \leq a \leq 4$, $b = 1$ для $E = 100$ В/см и преобразовывая два первых слагаемых (3), отвечающих за упругие столкновения, к диффузионному виду (в соответствии с [11, 12]) и избавляясь от производной по компоненте скорости, параллельной электрическому полю, получим кинетическое уравнение в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(v, t)}{\partial t} - b \cos(\omega t + \varphi(t)) \frac{\partial f(v, t)}{\partial v} = \frac{am}{\sigma_{\text{tot}} M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \sigma_{\text{el}}(v) \left[v^2 - \frac{3k_B T_g}{mv_0^2} \right] f(v, t) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial v} \left[\sigma_{\text{el}}(v) v^3 \frac{k_B T_g}{mv_0^2} \right] f(v, t) \right\} - v \frac{(\sigma_{\text{nonel}}(v))}{\sigma_{\text{tot}}} f(v, t) + \\ + 0,0132a \int_{\max((1,66-v^2)^{1/2}, 0)}^{\max((20-v^2)^{1/2}, 0)} dv' v'^2 (16 - v^2 - v'^2) f(v^2 + v'^2, t) + \end{aligned}$$

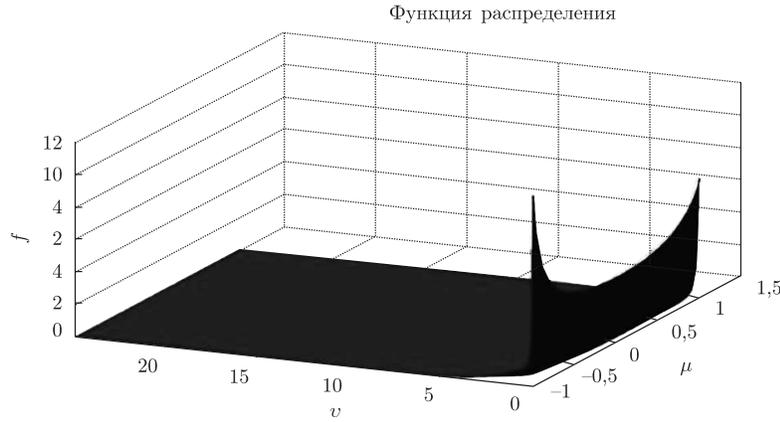


Рис. 4. Зависимость ФРЭ от безразмерной скорости v и косинуса угла μ между направлением движения электрона и электрическим полем

$$+ 0,0147a \int_{\max((20-v^2)^{1/2}, 0)}^{\infty} dv' v'^2 \exp[\beta(20 - v^2 - v'^2)] f(v^2 + v'^2, t). \quad (4)$$

Для интегрирования двумерного (3) и одномерного (4) уравнений был разработан код на основе неявной схемы в конечных разностях. Начальная ФРЭ соответствовала термодинамически равновесной максвелловской ФРЭ с температурой, равной осцилляторной энергии электрона, шаг по времени составлял 0,01. В результате проведенных численных расчетов показано, что ФРЭ (рис. 4), полученная в двумерном численном моделировании, наглядно демонстрирует ее наибольшее изменение для $\mu = \pm 1$, т.е. для изменения угла при столкновении или за счет скачков фазы на π , что соответствует движению электрона вдоль электрического поля коллинеарно или контрлинеарно. Естественно, что при этом происходит наибольшее изменение энергии электрона. Результаты одномерных расчетов изменения полной энергии (БНЭ) и плотности плазмы (ионизация) наглядно демонстрируют, что увеличение частоты СФ способствует ускорению как возрастания полной энергии электронов, так и увеличения плотности плазмы вследствие более интенсивной ионизации.

Важно отметить, что ФРЭ существенно отклоняется от термодинамически равновесной, резко обрываясь вблизи энергии ионизации. Ионизация нейтрального газа и последующее возрастание плотности плазмы (электронов и ионов) происходит быстрее всего при оптимальной частоте СФ. Оптимальная частота СФ должна совпадать с частотой ионизации при энергиях электронов, близких к потенциалу ионизации исследуемого газа.

5. Разработана программа SPECRAY, которая позволяет в приближении термодинамического равновесия и нерассеивающей среды вычислять спектральную плотность мощности излучения вдоль луча с известным распределением коэффициента поглощения. Рассчитан спектр выходящего излучения из однородного слоя газовой смеси Хе и На при температуре 0,5 эВ (5800 К). Толщина слоя составляла 18 мм. Предполагалось, что смесь включает только нейтральные атомарные компоненты, доля атомов На составляла 0,1%, концентрация электронов полагалась равной 10^{15} см^{-3} , полное давление смеси при заданной температуре — 1 атм. Для заданного состава смеси и температуры использовалась таблица коэффициента поглощения в диапазоне длин волн 200–2000 нм с шагом 0,1 нм. Общая ин-

тегральная плотность мощности составила $4,8 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$, в видимом диапазоне — $3,3 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$).

Таким образом, осуществлены экспериментальные исследования на уникальном ППГ МВИССФ с их одновременной теоретической интерпретацией благодаря разработанным кодам и проведенному численному моделированию процесса ионизации нагретыми с помощью МВИССФ электронами и поведения частиц пылевой плазмы в полях МВИССФ. Экспериментально и теоретически определены условия зажигания и поддержания разряда в воздухе с помощью МВИССФ, полученного от ППГ, и область давлений, в которых зажигание и поддержание разряда требует минимальной мощности. Проведенное одномерное и двухмерное численное моделирование позволило установить следующее:

БНЭ происходит более интенсивно при возрастании частоты СФ МВИССФ;

ионизация нейтрального газа и последующее возрастание плотности плазмы (электронов и ионов) происходит наиболее быстро при оптимальной частоте СФ. Оптимальная частота СФ должна совпадать с частотой ионизации при энергиях электронов, близких к потенциалу ионизации исследуемого газа;

результаты численного моделирования находятся в удовлетворительном соответствии с результатами экспериментальных исследований.

С помощью разработанной программы SPECRAY (в приближении термодинамического равновесия и среды без рассеивания) вычислена спектральная плотность мощности излучения вдоль луча с известным распределением коэффициента поглощения. Вследствие сильного поглощения мощности МВИССФ при зажигании разряда в КВ разряд неоднороден по длине КВ, так как амплитуда поля уменьшается более чем на порядок на выходе КВ. Следует отметить, что в спектре сигнала на выходе КВ практически отсутствуют спектральные компоненты, отвечающие максимуму спектра на входе в КВ. Ионизация газа при поддержании МВИССФ разряда в использованном КВ приводит практически к полному затуханию основных спектральных составляющих. Свечение разряда существенно уменьшается с удалением от входа МВИССФ в КВ, неоднородно оно и по сечению — наблюдается его контрагированная структура. С понижением давления воздуха оптическое излучение из разряда становится более коротковолновым. СВЧ колебания и свечение разряда существуют по времени практически на протяжении всей длительности тока электронного пучка ППГ.

Работа частично финансирована РФФИ (проект 09-02-90442) и ГФФИ Украины (проект Ф28.02/055).

1. Карась В. И., Файнберг Я. Б., Алисов А. Ф. и др. Взаимодействие микроволнового излучения со стохастически прыгающей фазой с плазмой или газом // Физика плазмы. – 2005. – **31**, № 9. – С. 810–822.
2. Карась В. И., Алисов А. Ф., Артамошкин А. М. и др. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (I) // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (5). – 2006. – № 5. – С. 54–58.
3. Карась В. И., Алисов А. Ф., Артамошкин А. М. и др. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (II) // Там же. Сер. Физика плазмы (12). – 2006. – № 6. – С. 163–165.
4. Алисов А. Ф., Артамошкин А. М., Голота В. И. и др. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы // Там же. – Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (6). – 2008. – № 4. – С. 199–203.
5. Березин А. К., Файнберг Я. Б., Артамошкин А. М. и др. Пучково-плазменный генератор стохастических колебаний дециметрового диапазона // Физика плазмы. – 1994. – **20**, № 9. – С. 782–789.
6. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. – Москва: Наука, 1980. – 416 с.

7. Алисов А. Ф., Артамошкин А. М., Голота В. И. и др. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы // Світлотехніка та електроенергетика. – 2009. – № 3 (19). – С. 4–8.
8. Алисов А. Ф., Артамошкин А. М., Голота В. И. и др. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы // Тр. междунар. конф. “Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность”, 23–25 ноября 2009 г. – Москва, 2009. – С. 381–386.
9. Карась В. И., Карась И. В., Загородный А. Г. и др. Микроволновое излучение со стохастически прыгающей фазой в плазме // Электромагн. волны и электрон. системы. – 2010. – **15**, № 3. – С. 47–68.
10. Zasenkov V., Zagorodny A., Weiland J. Stochastic Acceleration in Peaked Spectrum // Phys. Plasmas. – 2005. – **12**. – P. 062311.
11. Давыдов Б. И. О распределении скоростей электронов, движущихся в электрическом поле. I, II // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1936. – **6**, вып. 5. – С. 463–480.
12. Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. – Москва: Атомиздат, 1980. – 272 с.

ННЦ “Харьковский физико-технический
 институт” НАН Украины
 Институт теоретической физики
 и.м. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев
 Институт прикладной математики
 и.м. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия
 ФГУП РИЦ “Троицкий институт инновационных
 и термоядерных исследований”, Моск. обл., Россия

Поступило в редакцию 08.02.2010

A. F. Alisov, A. M. Artamoshkin, S. A. Berdin, V. I. Golota,
 Corresponding Member of the NAS of Ukraine **A. M. Egorov,**
 Academician of the NAS of Ukraine **A. G. Zagorodny, I. A. Zagrebelny,**
V. I. Zasenkov, V. I. Karas', I. V. Karas', I. F. Potapenko, A. N. Starostin

The low-pressure discharge induced by microwave radiation with a stochastically jumping phase

Results of experimental researches on unique BPG MWRSJP (beam-plasma generator of microwave radiation with stochastically jumping phase) along with their theoretical interpretation are given. Corresponding codes were developed, and the simulation of gas ionization by electrons heated with MWRSJP, as well as a dust plasma particle behavior in MWRSJP fields, was done. Conditions of ignition and maintenance of a discharge in air with the help of MWRSJP, received from BPG, and the interval of pressure, in which the ignition and maintenance of the discharge needs a minimal power are determined experimentally and theoretically.