СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 1, 2021

ТОКАМАКИ

Совместное влияние электромагнитных эффектов и неоднородного распределения температуры плазмы на динамику плазменных филаментов на периферии токамака

А. А. Степаненко 3

СТЕЛЛАРАТОРЫ

Профили электронной температуры в условиях центрального ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин, И. А. Гришина 22

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Плазмофизический код DOUBLE-MC: моделирование потоков атомов, выходящих из плазмы

М. И. Миронов, Ф. В. Чернышев, В. И. Афанасьев, А. Д. Мельник, А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров, С. Я. Петров 29

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Особенности возбуждения электромагнитного поля в емкостном ВЧ-разряде. II. Симметричный разряд, полностью заполняющий вакуумную камеру при симметричном и несимметричном возбуждении

С. А. Двинин, О. А. Синкевич, З. А. Кодирзода, Д. К. Солихов 40

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

О развитии ионизационных волн, предваряющих пробой в длинной капиллярной трубке с гелием при пониженном давлении

Ю. С. Акишев, В. Б. Каральник, А. В. Петряков, Ю. З. Ионих 61

Исследование динамики микроструктурированного искрового канала в воздухе в геометрии “острие (анод)–плоскость” на стадии радиального расширения

К. И. Алмазова, А. Н. Белоногов, В. В. Боровков, В. С. Курбанисмаилов, П. Х. Омарова, Г. Б. Рагимханов, Д. В. Терешонок, А. А. Тренькин, З. Р. Халикова 75

Формирование наносекундного разряда в аргоне атмосферного давления в условиях предварительной ионизации газа

В. С. Курбанисмаилов, Г. Б. Рагимханов, Д. В. Терешонок, З. Р. Халикова 82

Подпороговый разряд, возбуждаемый микроволновым пучком в газе высокого давления, как система множества плазменных “микровзрывов”

К. В. Артемьев, Г. М. Батанов, Н. К. Бережецкая, В. Д. Борзосеков, А. М. Давыдов, Е. М. Кончеков, И. А. Коссый, К. А. Сарксян, В. Д. Степахин, Н. К. Харчев 88

Академик Галеев Альберт Абубакирович 95

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 3–21

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

СОВМЕСТНОЕ ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ И НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ НА ДИНАМИКУ ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА

© 2021 г. А. А. Степаненко*

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

**e-mail: aastepanenko@mephi.ru*

Поступила в редакцию 26.05.2020 г.
После доработки 29.07.2020 г.
Принята к публикации 20.08.2020 г.

Рассматривается совместное влияние неоднородного пространственного распределения температуры плазмы и электромагнитных эффектов на динамику плазменных филаментов в горячей периферийной плазме токамака с малыми значениями параметра $\beta < m_e/m_i$. Представлена физическая модель, описывающая динамику филаментов, приведены оценки параметров пристеночной плазмы, при которых электромагнитные и температурные эффекты могут оказывать заметное влияние на их движение при условии малости отношения газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля. Уравнения модели использованы для трехмерных расчетов макроскопического движения филаментов в плазме, параметры которой сходны с параметрами периферийной плазмы токамака Т-15МД, с учетом различных типов пространственного распределения электронной температуры внутри филаментов. Показано, что совместный учет электромагнитных и температурных эффектов может приводить к заметному изменению траектории движения филаментов, по сравнению с электростатическим случаем.

Ключевые слова: токамак, плазменные филаменты, турбулентность, альфвеновские волны, скин-эффект, неоднородное распределение температуры, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121010133

1. ВВЕДЕНИЕ

Успешное создание термоядерного реактора на базе токамака требует решения целого ряда задач, в том числе инженерных, связанных с минимизацией разрушающего воздействия интенсивных потоков плазмы, идущих из горячей центральной области разряда на стенку установки [1–3]. Процессы переноса вещества и энергии на периферии плазменного шнура во многом определяются турбулентными флуктуациями параметров плазмы [4–6], и значительная, вплоть до половины, часть от общих потоков частиц и тепла на первую стенку токамака может переноситься тонкими плазменными филаментами [7, 8], сильно вытянутыми вдоль направления силовых линий магнитного поля, получившими в англоязычной литературе название блобов ("blobs"). Экспериментальные наблюдения показывают [7–12], что плазма филаментов плотнее и горячее, чем окружающая их среда. Длина филаментов может составлять от единиц до нескольких десятков метров (порядка длины участка силовой линии, заключенного между точками пересечения линии с материальными поверхностями, например пластинами дивертора), а их характерный поперечный радиус – порядка нескольких сантиметров. При этом в поперечном сечении форма филаментов может варьироваться от круглой до вытянутой эллиптической.

Физические процессы, определяющие движение филаментов, изучались во множестве работ. Первая модель переноса плазмы, на основе которой были получены оценки скорости движения и времени жизни блобов, была сформулирована в [13]. Результаты этой работы последовательно обобщались для включения в описание динамики филаментов дополнительных физических эффектов, таких как неоднородность распределения температуры внутри блобов [14, 15], взаимодействие плазмы с нейтралами [16, 17], учет динамики электронов вдоль силовых линий магнитного поля [18–20], многокомпонентность плазмы [21, 22], и других механизмов. Детальные обзоры результатов теоретических и экспериментальных работ по этим вопросам могут быть найдены в [23, 24].

Одним из приближений, часто используемых при описании движения блобов, является электростатическое приближение, в рамках которого влиянием электромагнитных эффектов при описании динамики филаментов пренебрегают. Применение подобного приближения обосновывается тем, что такой электромагнитный эффект, как распространение альфвеновских волн, приводящее к заметным возмущениям структуры магнитных полей в установке, должен наблюдаться при перемещении блобов в плазме с высоким значением параметра $\beta > m_e/m_i$ ($\beta = 8\pi p/B^2$ – отношение газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля), тогда как плазма скрэп-слоя токамака, как правило, характеризуется значениями $\beta < m_e/m_i$.

Необходимо отметить, что влияние электромагнитных эффектов на движение филаментов изучалось рядом авторов. Динамика блобоподобного облака плотной ($\beta > m_e/m_i$) частично ионизованной плазмы, образующейся при испарении пеллеты с топливом на периферии токамака, изучалась в работах [25–29]. В [30, 31] в рамках редуцированной двумерной модели динамики идеально проводящей плазмы был проведен теоретический и численный анализ влияния возмущений магнитного поля, связанных с распространением альфвеновских волн, на перенос филаментов в пристеночной области токамака. Движение блобов в идеально проводящей плазме исследовалось также в работах [32–34] как аналитически, так и с привлечением компьютерного моделирования. Двумерная электромагнитная модель динамики плазмы была использована в [35, 36] для изучения связи электромагнитных резистивных мод X-точки и динамики блобов, а также влияния, которое оказывает сила Ампера на движение токонесущих филаментов, возникающих при развитии периферийных локализованных мод (ELM). Воздействие конечной температуры ионов на динамику блобов, в том числе в электромагнитном режиме, изучалось в [37] на основе трехмерной дрейфово-альфвеновской жидкостной модели плазмы в пределе $\beta > m_e/m_i$. В этом же пределе в работах [38, 39] с привлечением численных расчетов было проанализировано влияние электромагнитных эффектов на трехмерную динамику филаментов в плазме с конечной проводимостью. Эффекты стохастизации линий магнитного поля и откачки плазмы, возникающие при развитии периферийных локализованных мод (ELM) в токамаке, изучались в работе [40]. Динамика плазменных филаментов в пристеночной области токамака MAST при конечных значениях параметра β исследовалась в [41] с привлечением численных расчетов.

Наряду с распространением альфвеновских волн при описании электромагнитного режима динамики блобов должен учитываться и другой физический механизм, имеющий электромагнитную природу, – скин-эффект. Анализ динамики филаментов в периферийной области токамака показывает [42, 43], что, несмотря на малость параметра $\beta < m_e/m_i$, в скрэп-слое существующих экспериментальных установок могут существовать области с достаточно горячей плазмой, двигаясь в которой, филаменты будут захватывать силовые линии магнитного поля. Этот эффект в совокупности с возбуждением альфвеновских волн может оказывать заметное влияние на характер движения блобов поперек силовых линий магнитного поля, по сравнению с чисто электростатическим случаем [41, 43].

Одним из допущений, использованных в [43], было предположение о пространственной однородности распределений температур компонентов плазмы. Это приближение может не выполняться в пристеночной области токамака, где профили температуры ионов и электронов пространственно неоднородны, а сами филаменты, как правило, могут оказываться горячее, чем окружающая их плазма [7, 14, 15, 24]. Настоящая работа посвящена изучению совместного влияния электромагнитных эффектов и неоднородного распределения температуры плазмы внутри блобов на характер их движения в периферийной плазме токамака, характеризующейся конечной проводимостью и малыми значениями $\beta < m_e/m_i$. Статья организована следующим образом. В разделе 2 представлены динамические уравнения, описывающие движение филаментов, приведены основные физические приближения, используемые в работе. В разделе также обсуждаются оценки параметров плазмы, при которых электромагнитные и температурные эффекты должны оказывать заметное влияние на движение филаментов. Уравнения модели использованы в разделе 3 для трехмерных расчетов динамики блобов в плазме, параметры которой сходны с параметрами пристеночной области токамака Т-15МД. В разделе 4 собраны основные выводы по работе.

2. МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ БЛОБОВ

2.1. Уравнения динамики филаментов

В работе рассматривается движение блобов, характеризующихся длиной L и поперечным радиусом δ, в плазме с малым значением параметра $\beta = 8\pi p/B^2 < m_e/m_i$. Для описания переноса филаментов используются уравнения для плотности, n, и завихренности, ϖ, плазмы, температуры

электронов, T_e, и продольной компоненты векторного потенциала, $A_\parallel$:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{2c}{eB}\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla p_e + \frac{\nabla_\parallel j_\parallel}{e}, \quad (1)$$

$$\frac{d\varpi}{dt} = 2\omega_i \mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla p_e + \frac{eB^2}{m_i c^2}\nabla_\parallel j_\parallel, \quad (2)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4}{3}\frac{cT_e}{neB}\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \left(\nabla p_e + \frac{5}{2} n \nabla T_e\right), \quad (3)$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial A_\parallel}{\partial t} = \frac{j_\parallel}{\sigma} + \partial_\parallel^0 \varphi - \frac{T_e}{e}\partial_\parallel^0 \ln n - 1.71\partial_\parallel^0\left(\frac{T_e}{e}\right). \quad (4)$$

Здесь $\varpi = \nabla_\perp(n\nabla_\perp\varphi) \approx n\nabla_\perp^2\varphi$ – завихренность плазмы в приближении Буссинеска (границы применимости этого приближения обсуждаются ниже), $p_e = nT_e$ – давление электронов, $\mathbf{b}_0 = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор вдоль направления невозмущенного магнитного поля $\mathbf{B}$, $\boldsymbol{\kappa} = (\mathbf{b}_0 \cdot \nabla)\mathbf{b}_0 \sim -\mathbf{e}_x/R_c$ и R_c – вектор и радиус кривизны силовых линий магнитного поля соответственно, $j_\parallel = ne(V_{i\parallel} - V_{e\parallel})$ – продольный электрический ток в плазме, $\sigma = 1.96ne^2\tau_{ei}/m_e$ – продольный коэффициент электропроводности плазмы, $\tau_{ei} = 3m_e^{1/2}T_e^{3/2}/(4\sqrt{2\pi}ne^4 \ln\Lambda_{ei})$ – характерное время электрон-ионных столкновений, $\ln\Lambda_{ei} = 10$ – кулоновский логарифм, $\omega_i = eB/(m_i c)$ – циклотронная частота ионов, e – элементарный электрический заряд, m_i и m_e – массы иона и электрона соответственно, c – скорость света.

Дифференциальные операторы, входящие в систему уравнений (1)–(4), определены следующим образом: $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V}_E \cdot \nabla$ – полная производная по времени, где $\mathbf{V}_E = (c/B)(\mathbf{b}_0 \times \nabla\varphi)$ – скорость дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, $\partial_\parallel^0 = \mathbf{b}_0 \cdot \nabla$ – производная вдоль направления магнитного поля, определенная на невозмущенном векторе $\mathbf{b}_0$, и $\nabla_\parallel(...) = B\partial_\parallel^0[(...)/B]$ – продольная (т.е. вдоль вектора $\mathbf{b}_0$) компонента оператора дивергенции.

Подчеркнем, что в уравнениях (1)–(4) отсутствуют слагаемые вида $\tilde{\mathbf{b}} \cdot \nabla f \equiv [(\nabla A_\parallel \times \mathbf{b}_0)/B] \cdot \nabla f$, связанные с возмущением силовых линий магнитного поля, или магнитным флаттером. Как показывают оценки этих слагаемых [44], они имеют порядок величины $\beta(L/\delta)$ по сравнению с производными $\partial_\parallel^0 f$ и поэтому могут быть опущены в плазме со значениями $\beta < \delta/L$. По этой же причине в законе Ома (4) отсутствует слагаемое $\mathbf{V}_E \cdot \nabla A_\parallel$, также имеющее порядок малости $\beta(L/\delta) < 1$ по сравнению с ведущим членом $\partial_\parallel^0\varphi$. Оценка величины параметра $\beta(L/a)$ для пристеночной плазмы вблизи сепаратрисы токамака Т-15МД в разряде с низкой плотностью [45, 46] ($n \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 50$ эВ, $B \sim 2$ Тл, $R_c \sim 1.5$ м, $L \approx 55$ м, $\delta \sim 1.5$ см) составляет $\beta(L/\delta) \approx 0.18 \ll 1$, позволяя пренебречь вкладом магнитного флаттера в движение плазмы.

Заметим, что под понятием возмущения магнитного поля в работе подразумевается дополнительное поле $\tilde{\mathbf{B}} = \nabla A_\parallel \times \mathbf{b}_0$, возникающее за счет собственных электрических токов, циркулирующих внутри филаментов. Для характерных параметров плазмы блобов величина поля $\tilde{\mathbf{B}}$ оказывается существенно меньше величины равновесного магнитного поля $\mathbf{B}$ [30, 44]. Малость $\tilde{B} \ll B$ позволяет в явном виде выделить в уравнениях динамики плазмы слагаемые, связанные с искривлением линий магнитного поля, приводя к записи продольной производной $\partial_\parallel f$ в виде $\partial_\parallel f = \mathbf{b} \cdot \nabla f = \mathbf{b}_0 \cdot \nabla f + \tilde{\mathbf{b}} \cdot \nabla f \equiv \partial_\parallel^0 f + \tilde{\partial}_\parallel f$, где $\tilde{\partial}_\parallel f = \tilde{\mathbf{b}} \cdot \nabla f = [(\nabla A_\parallel \times \mathbf{b}_0)/B] \cdot \nabla f$ – производная от функции f вдоль направления вектора $\tilde{\mathbf{b}}$ [44]. Операторы пространственных производных, входящие при этом в уравнения движения плазмы, оказываются определены параметрами равновесной магнитной геометрии установки.

Отметим, что использованное выше значение длины филамента, $L = 55$ м, было рассчитано напрямую на основе данных о магнитном равновесии плазменного шнура в установке [45, 46]. Найденное значение при этом превышает оценочное, $2\pi qR_c \sim 40$ м, получаемое для значений коэффициента запаса устойчивости в пристеночной области токамака, $q = (a/R_c)(B_t/B_p) \sim 4$–$5$ (для оценки взяты малый радиус токамака $a = 0.67$ м, большой радиус $R_c = 1.5$ м, отношение тороидальной и полоидальной компонент магнитного поля $B_t/B_p \sim 10$ [47, 48]). Подобное различие между точным и оценочным значениями длины L связано с тем, что по мере удаления от магнитной оси установки отношение величин тороидальной и полоидальной компонент магнитного поля может увеличиваться, приводя к уменьшению угла наклона силовой линии по отношению к тороидальной оси установки и, как результат, к росту L.

Связь тока $j_\parallel$ и продольной компоненты векторного потенциала $A_\parallel$ задается законом Ампера и может быть представлена в виде

$$j_\parallel = -\frac{c}{4\pi}\nabla_\perp^2 A_\parallel, \quad (5)$$

где $\nabla_\perp^2 = \nabla^2 - \nabla_\parallel^2$ – поперечная компонента оператора Лапласа.

Кратко перечислим основные физические приближения, использованные при записи уравнений модели. Ионы однократно ионизованы и имеют температуру $T_i \ll T_e$ (приближение холодных ионов). Диффузия компонентов плазмы и распространение ионного звука вдоль силовых линий магнитного поля отсутствует, поскольку считается, что характерное время стекания плазмы на стенку, $\tau_\parallel \sim L/c_s$ ($c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ – скорость ионного звука), значительно больше характерных временных масштабов движения блобов поперек силовых линий магнитного поля, $\tau_\perp \sim \delta/V_E$, т.е. $\tau_\parallel \gg \tau_\perp$. Для филамента с длиной $L \sim 55$ м, радиусом $\delta \sim 1.5$ см и температурой электронов $T_e \sim$ ~ 50 эВ, движущегося в магнитном поле $B \sim 2$ Тл с радиусом кривизны силовых линий $R_c \sim 1.5$ м, $\tau_\parallel$ оказывается величиной порядка 1 мс, что значительно превышает характерный временной масштаб поперечного смещения филамента $\tau_\perp \sim 8$–10 мкс (для оценки $\tau_\perp$ взято соотношение $\tau_\perp \sim$ $\sim (R_c/L)(\delta/\rho_s)(\delta/c_s)$ [42]). Аналогично, перетекание тепла вдоль линий магнитного поля за счет механизмов теплопроводности, $\tau_{q,dif.}$, и конвекции, $\tau_{q,conv.}$, также считается происходящим на масштабах времени, значительно превосходящих $\tau_\perp$. Для теплопроводностного механизма передачи тепла имеем $\tau_{q,dif.} \sim (3nL^2)/(2\varkappa_{e\parallel}) \sim 0.5 m_e L^2/(T_e\tau_{ei})$ ($\varkappa_{e\parallel} = 3.16 n T_e \tau_{ei}/m_e$ – продольный коэффициент теплопроводности электронов), в то время как для конвективного механизма при оценках $q_{e\parallel,conv.} \approx 2.5 n T_e V_{e\parallel}$, $V_{e\parallel} \sim c_s$ (плазма течет вдоль линий магнитного поля как целое) – $\tau_{q,conv.} \sim 0.6\tau_\parallel \sim \tau_\parallel$. Вновь принимая для оценки указанные выше параметры плазмы Т-15МД, находим $\tau_{q,dif.} \sim 200$ мкс, $\tau_{q,conv.} \sim 700$ мкс, так что оба масштаба оказываются значительно больше $\tau_\perp$. По этой причине в уравнении (3) отсутствует вклад от продольного потока тепла электронов. Частота столкновений электронов и нейтральных частиц, ν_{en}, считается малой по сравнению с частотой электрон-ионных столкновений, ν_{ei}, так что вклад нейтралов в закон Ома не учитывается. При записи уравнения (4) также опущен инерционный член $nm_e dV_{e\parallel}/dt$. Это связано с тем, что для крупномасштабных возмущений $A_\parallel$ с характерным поперечным масштабом δ вклад инерционного слагаемого в закон Ома имеет порядок малости $[c/(\omega_{pe}\delta)]^2 \ll 1$ для плазмы с плотностью $n_0 \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ при $\delta \sim 1$ см. Числа Рейнольдса для поперечных диссипативных эффектов, таких как поперечные вязкость и диффузия, велики по сравнению с единицей, $\mathrm{Re}_\eta, \mathrm{Re}_D > 1$, так что влиянием этих величин на движение филаментов можно пренебречь. Далее, поскольку уравнения динамики плазмы получены в гидродинамическом приближении, они справедливы при выполнении условий $\mathrm{Kn}_\parallel = \lambda_{ei}/L \ll 1$ ($\lambda_{ei} = v_{Te}\tau_{ei}$, $v_{Te} \sim$ $\sim \sqrt{T_e/m_e}$ – длина свободного пробега и тепловая скорость электронов соответственно), $\mathrm{Kn}_\perp =$ $= \rho_s/\delta \ll 1$. Наконец, нужно отметить, что использование приближения Буссинеска для завихренности плазмы $[\varpi = \nabla_\perp(n\nabla_\perp\varphi) \approx n\nabla_\perp^2\varphi \Leftrightarrow$ $\Leftrightarrow \nabla_\perp n \cdot \nabla_\perp\varphi \ll n\nabla_\perp^2\varphi]$ оправдано, как показывает численный анализ эффекта [49], в случае не слишком больших плотностей филаментов, n_b, $n_b/_0 < 2$–3, часто встречающихся в экспериментах [24].

Отдельно отметим, что в правых частях уравнений (1) и (3) удержаны слагаемые, имеющие порядок малости $\mathrm{Kn}_\perp \ll 1$ по сравнению с ведущими членами в левых частях соответствующих уравнений. Как показывают оценки устойчивости динамики блобов в случае однородного распределения температуры компонентов плазмы [20], учет подобных слагаемых необходим для получения физически правильной зависимости инкремента резистивной дрейфовой неустойчивости γ_{RDW} от поперечного волнового числа $k_\perp$, исключающей неограниченный рост γ_{RDW} с уменьшением поперечного масштаба неустойчивых возмущений.

В работе принята ортогональная система координат. Ось y направлена вдоль силовых линий магнитного поля $\mathbf{b}_0 = \mathrm{const}$, ось x ориентирована в радиальном направлении (нормально к магнитным поверхностям, от сепаратрисы к стенке вакуумной камеры), ось z перпендикулярна обеим осям x и y. Геометрия области, в которой рассматривается движение филамента (плоский слой), и геометрия пристеночной плазмы токамака представлены на рис. 1. Заметим, что оси z и ζ, строго говоря, не совпадают друг с другом. Однако, как будет обсуждаться ниже, ось z может рассматриваться в качестве аналога магнитной оси установки, поскольку в этом направлении приняты периодические граничные условия для всех параметров плазмы. Подчеркнем, что используемая в работе система координат модельная и не учитывает ряд геометрических эффектов, таких как деформация формы филамента при изменении формы потоковой трубки [30, 35], магнитный шир [33, 34], тороидальность и т.д., которые могут влиять на характер движения филаментов на периферии установки [42]. Такой выбор системы

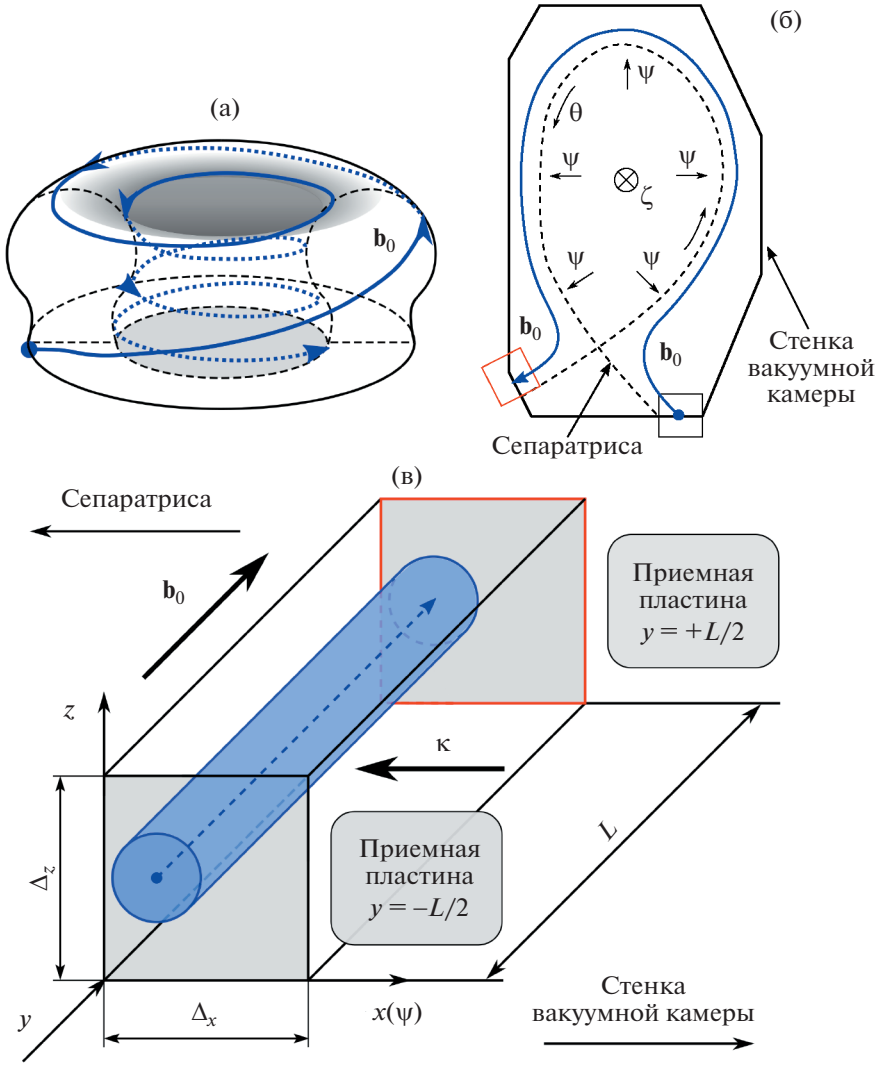

Рис. 1. Эскиз аксонометрической проекции разомкнутой тороидальной магнитной поверхности и плазменного филамента (а), схематичное изображение полоидального сечения токамака Т-15МД (квадратными рамками выделены области в начале и на конце силовых линий, внутри которых рассматривается движение блоба) (б), геометрия области движения филамента, принятая в работе (в). На всех рисунках плазменный филамент представлен в виде кривой либо цилиндрической трубки. Стрелки задают направление силовых линий магнитного поля. На рисунке (б) ψ – полоидальный магнитный поток, θ и ζ – полоидальный и тороидальный углы соответственно.

отсчета позволяет минимизировать воздействие геометрии магнитного поля на динамику плазмы и анализировать именно совместное влияние электромагнитных эффектов и температурных неоднородностей в плазме на движение филаментов [23].

Система уравнений (1)–(4) замыкается при помощи следующей системы граничных условий. В направлении оси z для всех параметров плазмы использованы периодические граничные условия. Вдоль оси x на границах рассматриваемой области движения блобов приняты граничные условия Неймана (нулевой градиент поля в соответствующем направлении). Их применение при условии, что блоб находится на достаточном удалении от радиальных стенок области расчетов не вносит сколь-нибудь заметных искажений в результаты численных расчетов.

Вдоль оси y принят следующий набор граничных условий. Поскольку торцы блоба считаются находящимися в электрическом контакте с проводящими стенками, то вдоль направления магнитного поля, на концах силовых линий используются граничные условия для предслоя. Ток

внутри предслоя содержит лишь электростатическую компоненту, определяемую как

$$j_{\parallel}|_{\pm L/2} = \pm ne\sqrt{\frac{T_e}{m_i}}\left(\frac{e\varphi}{T_e} - \Lambda\right)\Bigg|_{\pm L/2}, \quad (6)$$

в то время как на входе в предслой продольный ток обладает как электростатической, так и электромагнитной компонентами

$$j_{\parallel}|_{\pm L/2} = \\ = -\sigma\left[\partial_{\parallel}^{0}\varphi - \frac{T_e}{e}\partial_{\parallel}^{0}\ln n - 1.71\partial_{\parallel}^{0}\left(\frac{T_e}{e}\right) + \frac{1}{c}\frac{\partial A_{\parallel}}{\partial t}\right]\Bigg|_{\pm L/2}, \quad (7)$$

при этом для определения $\partial A_{\parallel}/\partial t|_{\pm L/2}$ приняты граничные условия Неймана, и $\Lambda \approx 3$ – нормированный на электронную температуру плавающий потенциал. Взятые совместно, условия (6) и (7) позволяют определить распределение потенциала φ на границе “плазма–предслой”.

Нужно отметить, что условие (6) для тока, текущего в предслое, записано в линеаризованной форме, наиболее просто реализуемой в численной схеме расчетной программы. Использование вместо него точного граничного условия ограничивает предельное значение тока, который может быть пропущен через предслой, влияя тем самым на баланс токов в блобе и характер его распространения в плазме [50]. Несмотря на это, качественные выводы о характере влияния электромагнитных и температурных эффектов на движение филаментов, представленные в работе, не поменяются. По этой причине ниже используется граничное условие для $j_{\parallel}$ именно в форме (6).

Для оставшихся параметров плазмы: плотности n, завихренности ϖ и температуры T_e на торцах филамента приняты граничные условия Неймана, $\partial_{\parallel}^{0} f|_{\pm L/2} = 0$ ($f = n, \varpi, T_e$). Их использование отражает принятое выше предположение о том, что перетекание плазмы и перенос энергии электронами вдоль силовых линий почти отсутствуют на временных масштабах порядка $\tau_{\perp}$.

2.2. Оценки влияния электромагнитных и температурных эффектов на движение блобов

Электромагнитные эффекты, которые могут оказывать влияние на движение блобов, – скин-эффект и распространение альфвеновских волн вдоль силовых линий магнитного поля. Действие первого механизма связано с тем, что токи, существующие внутри филамента и движущиеся вместе с ним поперек силовых линий магнитного поля, порождают вихревые электрические поля, влияющие на баланс токов в плазме блоба, при условии малости отношения глубины скин-слоя δ_s к характерному поперечному размеру филамента δ. Действительно, подставляя соотношение (5) для закона Ампера в закон Ома (4), после преобразований находим

$$\frac{\partial A_{\parallel}}{\partial t} = D_m\nabla_{\perp}^{2}A_{\parallel} - \\ - c\left[\partial_{\parallel}^{0}\varphi - \frac{T_e}{e}\partial_{\parallel}^{0}\ln n - 1.71\partial_{\parallel}^{0}\left(\frac{T_e}{e}\right)\right], \quad (8)$$

где $D_m = c^2/(4\pi\sigma)$ – коэффициент диффузии магнитного поля в плазме. При условии $\delta > \delta_s = \sqrt{D_m\tau_{\perp}}$, или $\tau_{\perp} < \tau_s = \delta^2/D_m$, где δ_s и τ_s – глубина скин-слоя и скиновое время соответственно, слагаемое $\partial A_{\parallel}/\partial t$ в левой части уравнения оказывается сравнимым или даже большим, чем $D_m\nabla_{\perp}^{2}A_{\parallel}$, так что процесс формирования и установления картины распределения токов внутри филамента становится комбинацией электростатического и электромагнитного откликов.

Сравнение параметров τ_s и $\tau_{\perp}$ показывает [42, 43], что для филаментов, поперечный размер которых меньше критического $\delta < \delta_* = \rho_s[L^2/(2R_c\rho_s)]^{1/5}$ ($\rho_s = c_s/\omega_i$ – ионный гирорадиус), отношение $\delta/\delta_s > 1$ (или $\tau_s/\tau_{\perp} > 1$) выполнено при условии $[D_m^2R_c/(2c_s^2)]^{1/3} = \delta_{sb} < \delta < \delta_*$ (в этом случае характерный временной масштаб поперечного движения филамента $\tau_{\perp} = \sqrt{R_c\delta/2}/c_s$). В обратном пределе блобов с большим поперечным сечением, $\delta > \delta_*$, отношение δ/δ_s оказывается больше единицы, когда $\delta_* < \delta < \delta_{lb} = (L/R_c)[\rho_s^2c_s/D_m]$, при этом $\tau_p = (R_c/L)(\delta/\rho_s)^2 \times (\delta/c_s)$. Параметры δ_{sb} и δ_{lb} определяются физическими и геометрическими параметрами филаментов, в частности температурой электронов плазмы. Для пристеночной плазмы токамака Т-15МД [45, 46], $B \sim 2$ Тл, $R_c \sim 1.5$ м, $L \approx 55$ м, $n \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, и температура электронов, при которой масштабы δ_{sb} и δ_{lb} начинают удовлетворять соотношению $\delta_{sb} < \delta_{lb}$, оказывается равной $T_e^* \sim$ ~ 15 эВ. В частности, в разрядах с низкой плотностью плазмы температура электронов вблизи сепаратрисы установки может достигать значения $T_e \sim 50$ эВ [45]. Отвечающие этой температуре масштабы δ_{sb} и δ_{lb} равны 0.1 см и 26 см соответственно. Кроме того, поскольку мы рассматриваем плазму с малым значением $\beta < m_e/m_i$, то для выполнения условия вмороженности магнитного по-

ля, $\delta/\delta_s > 1$, концентрация частиц плазмы не должна превышать пороговое значение, определяемое как $n < n_* = \{B^2/[8\pi(T_e^* + T_i)]\}(m_e/m_i)$. Для разряда в дейтерии при условии $T_i \approx 50$ эВ, это условие принимает вид $n < n_*^{\text{T-15MD}} = 4.2\times10^{13}$ см$^{-3}$.

При выполнении условия $\tau_s > \tau_\perp$, на движение блобов оказывает влияние еще один электромагнитный эффект, связанный с возбуждением и распространением в плазме альфвеновских волн. Характерный временной масштаб этого процесса – время прохождения волны вдоль филамента, $\tau_A = L/V_A$, где $V_A = B/\sqrt{4\pi n m_i}$ – альфвеновская скорость. При $\tau_A \sim \tau_\perp$ возмущения электростатического потенциала, накапливающиеся внутри блоба в результате распространения электромагнитного импульса тока вдоль силовых линий магнитного поля, должны приводить к заметным продольным вариациям скорости движения филаментов, отсутствующим в электростатическом приближении [38]. Сравнение масштабов τ_A и $\tau_\perp$ показывает [43], что для выполнения неравенства $\tau_A/\tau_\perp > 1$ размер филаментов δ должен удовлетворять следующим условиям

$$\delta < \begin{cases} \dfrac{L^2}{R_c}\beta, & \delta < \delta_*, \\ \left(\dfrac{L^2\rho_s^2}{R_c}\sqrt{\dfrac{\beta}{2}}\right)^{1/3}, & \delta \geq \delta_*. \end{cases} \qquad (9)$$

Используя приведенные выше параметры пристеночной плазмы вблизи сепаратрисы токамака Т-15МД в сценарии разряда с малой плотностью плазмы, $B \sim 2$ Тл, $R_c \sim 1.5$ м, $L \approx 55$ м, $n \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 50$ эВ, $\delta_* = 0.9$ см, находим: $\tau_A = 5.6$ мкс и неравенства (9) выполнены при $\delta < 10$ см ($\delta < \delta_*$) и $\delta < 1.4$ см ($\delta > \delta_*$). В частности, для блобов с радиусом $\delta \sim 1.5$ см (движение филаментов с подобными параметрами будет рассматриваться ниже), $\tau_\perp = 7.2$ мкс и $\tau_A/\tau_\perp \approx 0.8$.

Распространение альфвеновских волн вдоль силовых линий магнитного поля будет приводить к осцилляциям продольного тока и электростатического потенциала в плазме, вызывая колебания скорости движения блоба поперек силовых линий магнитного поля [38, 39, 43]. Альфвеновские волны, приходящие на стенку вакуумной камеры вдоль открытых силовых линий магнитного поля, будут частично отражаться обратно в плазму. Коэффициент отражения волны зависит от соотношения между скиновым временем стенки (τ_{sk} в обозначениях работы [51]) и характерным временем электромагнитного возмущения (в рассматриваемой задаче такими масштабами выступают время поперечного смещения филамента $\tau_\perp$ и альфвеновское время τ_A). Оценки величины скинового времени для стенки вакуумной камеры токамака Т-15МД показывают [51], что $\tau_{sk} \sim 60$ мкс, тогда как полученные выше оценки времен $\tau_\perp$ и τ_A составляют порядка 5–7 мкс, что на порядок меньше τ_{sk}. В результате стенка токамака может считаться почти идеальным проводником с вмороженным в него магнитным полем, так что альфвеновские волны, приходящие на стенку (например, на пластины дивертора), будут практически полностью отражаться обратно в плазму. Наложение падающей и отраженной волн внутри филамента приведет к формированию стоячих альфвеновских волн [40], колебания электрического вектора в которых должно будет приводить к периодическому изменению характера циркуляции токов внутри блоба и, как результат, колебаниям скорости движения филамента с характерными временем порядка τ_A.

Подчеркнем, что продольный ток, образующийся внутри филамента, имеет дипольную структуру (в частности, это можно видеть из условия непрерывности токов (2), из которого следует, что $j_\parallel \propto \int d\mathbf{l}\mathbf{b}_0 \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla p_e$). В общем случае, наряду с дипольной компонентой внутри филаментов также может присутствовать и униполярная компонента, связанная, например, с протеканием термоэлектрического тока между пластинами дивертора, $j_\parallel^T = -3\sigma\partial_\parallel^0(T_e/e)$. Выброс в периферийную область установки филаментов, температура плазмы которых превосходит температуру окружающей их среды, может приводить при этом к изменению направления течения тока $j_\parallel^T$. Так, при условии, что плазма центральной части филамента горячее, чем плазма на концах блоба (например, за счет охлаждения плазмы филамента в области его контакта со стенкой установки под действием механизмов продольной теплопроводности), термоэлектрический ток потечет в направлении от центральной части филамента к приемным пластинам, в отличие от случая равновесной плазмы без блобов, в которой ток $j_\parallel^T$ течет в направлении от горячей пластины внешнего дивертора к холодной пластине дивертора внутреннего.

Наряду с униполярной термоэлектрической компонентой, филаменты также могут переносить токи, циркулирующие непосредственно внутри сепаратрисы, как, например, в случае развития периферийных локализованных мод [40]. Подобные униполярные токовые компоненты оказываются достаточно сильными, чтобы существенно влиять на структуру магнитного поля в области транспортного барьера токамака [40] и

приводить к необходимости учета электромагнитного взаимодействия филаментов с проводящей стенкой при описании движения плазмы [36, 52]. Анализ динамики подобных плазменных образований выходит за рамки настоящей работы и ниже не рассматривается.

В электромагнитном режиме движения филамента в распределении продольного тока $j_\parallel$ внутри блоба появляется дополнительная компонента, связанная с вмороженностью магнитного поля в плазму. При этом выражение для $j_\parallel$ в приближении $T_e, T_i = \text{const}$ может быть представлено в следующем виде [43]:

$$j_\parallel = -\sigma \hat{K} \partial_\parallel^0 \left(\varphi - \frac{T_e}{e} \ln n \right), \tag{10}$$

где оператор $\hat{K}$ определен как ($f(\mathbf{r},t)$ – произвольная функция координат и времени)

$$\hat{K}f = f - \int_0^t d\tau \int_{S_\perp} \frac{dS_\perp}{4\pi D_m (t-\tau)^2} \times \times \exp\left[-\frac{\rho^2(x,z,\xi,\eta)}{4D_m(t-\tau)} \right] \left[1 - \frac{\rho^2(x,z,\xi,\eta)}{4D_m(t-\tau)} \right] f(\xi, y, \eta, \tau). \tag{11}$$

В этом выражении пространственное интегрирование идет по плоскости $S_\perp$, перпендикулярной магнитным силовым линиям и проходящей через точку с координатой y, а $\rho(x,z,\xi,\eta) = \left[(x-\xi)^2 + (z-\eta)^2 \right]^{1/2}$ – расстояние между точками (x,z) и (ξ,η) в плоскости $S_\perp$. Для нормы оператора $\|\hat{K}\|$ справедлива оценка $\|\hat{K}\| = \tau_\perp/(\tau_\perp + \tau_s)$ [43].

Основное влияние, которое оказывает протекание электромагнитного тока на движение плазмы состоит в перераспределении электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля [43]. При условии замыкания тока j_g, вызванного дрейфом заряженных частиц в неоднородном магнитном поле, через продольный ток $j_\parallel$, величина последнего может быть оценена из условия непрерывности $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ как $j_\parallel \sim (L/\delta) j_g$. В то же время из (10) следует, что $j_\parallel \sim \sigma \|\hat{K}\| |\partial_\parallel^0 \varphi|$. Собирая обе оценки вместе, находим, что продольное электрическое поле, устанавливающееся внутри филамента, $E_\parallel = |\partial_\parallel^0 \varphi| \sim (L/\delta)(j_g/\sigma\|\hat{K}\|)$. С увеличением проводимости плазмы, отношение $\tau_s/\tau_\perp$ растет, а норма $\|\hat{K}\| = 1/(1+\tau_s/\tau_\perp)$ уменьшается. Это приводит к росту поля $E_\parallel \propto \propto 1/\|\hat{K}\| = (1+\tau_s/\tau_\perp)$ и, как результат, увеличению падения потенциала вдоль силовых линий магнитного поля, $\Delta_\parallel \varphi = -\int E_\parallel dl$. Рост величины $\Delta_\parallel \varphi$ может вызвать переход филамента в режим движения, промежуточный между режимом ограничения продольного тока проводимостью предслоя (так называемый “sheath-limited regime” [23], для которого характерно пренебрежимо малое изменение ϕ вдоль линий магнитного поля) и резистивным баллонным режимом переноса (“resistive-ballooning regime” [23]), при котором продольное падение ϕ оказывается сравнимо с потенциалом внутри блоба, приводя к изгибу филамента). Как показывают оценки [43], в случае равномерного распределения параметров плазмы вдоль силовых линий магнитного поля геометрические границы перехода между двумя режимами симметрично расположены относительно геометрического центра блоба. При этом концевые части филаментов, отстоящие от ближайшей проводящей поверхности на расстояние не более $\Delta_{sh} = (L/2)(2\|\hat{K}\|)(\lambda_{ei}/L)(v_{Te}/c_s)$, движутся в режиме с ограничением тока проводимостью предслоя, тогда как центральная часть блоба длиной $L - 2\Delta_{sh}$ движется в резистивном баллонном режиме, изгибаясь поперек линий **B**.

Результаты анализа влияния электромагнитных эффектов, полученные в пределе $T_e, T_i = \text{const}$, могут быть качественно обобщены на случай неоднородного распределения температуры электронов внутри блоба. Для оценки вклада профиля $T_e(\mathbf{r},t)$ в величину тока $j_\parallel$ и потенциала φ, рассмотрим его модельное представление

$$T_e(\mathbf{r},t) = T_{e0} + \delta T_e(\mathbf{r},t), \tag{12}$$

где $T_{e0} = \text{const}$ – фоновое значение температуры электронов, а $\delta T_e(\mathbf{r},t)$ – небольшая поправка к T_e внутри филамента, причем $\delta T_e/T_{e0} \sim \epsilon < 1$. В этом случае в уравнении (8) проводимость плазмы σ и векторный потенциал $A_\parallel$ могут быть разложены в ряд по малому параметру ϵ. Удерживая в разложениях два первых члена, находим

$$\sigma(\mathbf{r},t) = \sigma_0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right), \tag{13}$$

$$A_\parallel(\mathbf{r},t) = A_\parallel^{(0)}(\mathbf{r},t) + A_\parallel^{(1)}(\mathbf{r},t), \tag{14}$$

где $\sigma_0 = \sigma(T_{e0})$ и $A_\parallel^{(1)} \sim \epsilon A_\parallel^{(0)}$. При этом в силу представления (14) продольный ток $j_\parallel$ также может быть записан в виде суммы двух компонент:

$$j_\parallel(\mathbf{r},t) = j_\parallel^{(0)}(\mathbf{r},t) + j_\parallel^{(1)}(\mathbf{r},t), \tag{15}$$

где $j_\parallel^{(i)} = -(c/4\pi)\nabla_\perp^2 A_\parallel^{(i)}$, $i = 0,1$, и $j_\parallel^{(1)}/j_\parallel^{(0)} \sim \epsilon < 1$.

Подставляя соотношения (13), (14) в уравнение (8), разделяя слагаемые по порядкам параметра ϵ, получим

$$\frac{\partial A_{\parallel}^{(0)}}{\partial t} = D_{m0}\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(0)} - c\left(\partial_{\parallel}^0\varphi - \frac{T_{e0}}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n\right), \qquad (16)$$

$$\frac{\partial A_{\parallel}^{(1)}}{\partial t} = D_{m0}\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(1)} - \frac{3}{2}D_{m0}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(0)} + c\left[\frac{\delta T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n + 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{\delta T_e}{e}\right)\right]. \qquad (17)$$

Решение уравнения (16) относительно $A_{\parallel}^{(0)}$ может быть записано в виде [43, 53]

$$A_{\parallel}^{(0)} = \int_0^t d\tau \int_{S_{\perp}} dS_{\perp} G(x, z, \xi, \eta, t-\tau) F(\xi, y, \eta, \tau), \qquad (18)$$

где $F(\mathbf{r}, t) = -c\left[\partial_{\parallel}^0\varphi - (T_{e0}/e)\partial_{\parallel}^0 \ln n\right]$, а

$$G(x, z, \xi, \eta, t-\tau) = \begin{cases} \dfrac{1}{4\pi D_{m0}(t-\tau)}\exp\left[-\dfrac{\rho^2(x, z, \xi, \eta)}{4D_{m0}(t-\tau)}\right], & t-\tau > 0 \\ 0, & t-\tau \le 0. \end{cases} \qquad (19)$$

– функция Грина для связанного с (16) двумерного параболического уравнения

$$-\frac{\partial G}{\partial \tau} = D_{m0}\nabla_{\perp}^2 G + \delta(x-\xi)\delta(z-\eta)\delta(t-\tau). \qquad (20)$$

С учетом тождества для компоненты продольного тока $j_{\parallel}^{(0)} = -(c/4\pi)\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(0)}$ и равенства (10) (полученного в пределе $T_e = \text{const}$) выражение для $j_{\parallel}^{(0)}$ может быть записано как

$$j_{\parallel}^{(0)} = -\sigma_0\hat{K}\left(\partial_{\parallel}^0\varphi - \frac{T_{e0}}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n\right), \qquad (21)$$

где оператор $\hat{K}$ определен соотношением (11), в котором коэффициент диффузии магнитного поля заменен на D_{m0}.

Аналогичные преобразования для уравнения (17) приводят к следующему выражению для $A_{\parallel}^{(1)}$:

$$A_{\parallel}^{(1)} = \int_0^t d\tau \int_{S_{\perp}} dS_{\perp} G(x, z, \xi, \eta, t-\tau) H(\xi, y, \eta, \tau), \qquad (22)$$

где

$$H(\mathbf{r}, t) = -\frac{3}{2}D_{m0}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(0)} + c\left[\frac{\delta T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n + 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{\delta T_e}{e}\right)\right] \equiv \equiv 6\pi\frac{D_{m0}}{c}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}j_{\parallel}^{(0)} + c\left[\frac{\delta T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n + 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{\delta T_e}{e}\right)\right]. \qquad (23)$$

Используя связь $j_{\parallel}^{(1)} = -(c/4\pi)\nabla_{\perp}^2 A_{\parallel}^{(1)}$, находим

$$j_{\parallel}^{(1)} = \hat{K}\left[\frac{3}{2}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}j_{\parallel}^{(0)}\right] + \sigma_0\hat{K}\left[\frac{\delta T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n + 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{\delta T_e}{e}\right)\right], \qquad (24)$$

при этом ток $j_{\parallel}^{(0)}$ задан соотношением (21).

Собирая полученные выражения для $j_{\parallel}^{(0)}$ и $j_{\parallel}^{(1)}$ вместе, для полного продольного тока $j_{\parallel}$ получаем

$$j_{\parallel} = \hat{K}\left[j_{\parallel}^{es} + \frac{3}{2}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}\hat{K}j_{\parallel}^{es}\right], \qquad (25)$$

где

$$j_{\parallel}^{es} = -\sigma_0\left[\partial_{\parallel}^0\varphi - \frac{T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n - 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{T_e}{e}\right)\right]. \qquad (26)$$

В электростатическом пределе, $\tau_s/\tau_{\perp} \ll 1$, $\|\hat{K}\| \to 1$, и соотношение (25) принимает вид

$$j_{\parallel} = j_{\parallel}^{es} + \frac{3}{2}\frac{\delta T_e}{T_{e0}}j_{\parallel}^{es}. \qquad (27)$$

С учетом разложения (13), $\sigma = \sigma_0\left[1 + (3/2)(\delta T_e/T_{e0})\right]$, слагаемые в правой части равенства (27) могут быть объединены вместе, так что окончательное выражение для $j_{\parallel}$ принимает форму закона Ома в электростатическом пределе в пренебрежении инерцией электронов

$$j_{\parallel} = -\sigma(T_e)\left[\partial_{\parallel}^0\varphi - \frac{T_e}{e}\partial_{\parallel}^0 \ln n - 1.71\partial_{\parallel}^0\left(\frac{T_e}{e}\right)\right]. \qquad (28)$$

Рассмотрим теперь электромагнитный режим движения филаментов. В этом случае $\tau_s/\tau_{\perp} > 1$, норма $\|\hat{K}\| < 1$, и поправка, связанная с неоднородностью распределения температуры электронов, в выражении для продольного тока (25) оказывается порядка $(3/2)\epsilon\|\hat{K}\| \sim (3/2)\epsilon[\tau_{\perp}/(\tau_s + \tau_{\perp})]$ по сравнению с ведущим членом разложения, $j_{\parallel}^{es}$.

В пределе хорошо проводящей плазмы, $\|\hat{K}\| \to 0$, вклад второго слагаемого в правой части (25) становится пренебрежимо мал, и ток $j_\parallel$ оказывается равен

$$j_\parallel \approx -\sigma_0 \hat{K}\left[\partial_\parallel^0 \varphi - \frac{T_e}{e}\partial_\parallel^0 \ln n - 1.71\partial_\parallel^0\left(\frac{T_e}{e}\right)\right]. \quad (29)$$

Найденное выражение для $j_\parallel$ переходит в соотношение (10) в пределе $T_e = \text{const}$. Отличие между полученными равенствами заключается в дополнительном учете в (29) неоднородного распределения температуры электронов вдоль силовой линии, приводящее к падению потенциала внутри филамента вследствие термоэлектрического эффекта. В силу идентичности обоих представлений (10) и (29) для тока $j_\parallel$ обсуждавшиеся выше качественные выводы о характере влияния электромагнитных эффектов на движение филамента останутся теми же, что и при $T_e = \text{const}$. Разница между двумя случаями будет заключаться в том, что при неоднородном распределении T_e условие вмороженности магнитного поля в плазму, а значит и эффекты, с ним связанные, будут выражены в различной степени в зависимости от величины T_e. Кроме того, наличие пространственного распределения T_e может приводить к внутреннему вращению филаментов [15, 24], что должно учитываться при анализе их динамики.

Отмеченный механизм вращения блобов связан с поперечной неоднородностью распределения плавающего потенциала плазмы, $\varphi_f \approx 3(T_e/e)$, возникающей при условии $\nabla_\perp T_e \neq 0$ [15]. В этом случае в плазме формируется электрическое поле $\mathbf{E}_\perp^T = -\nabla_\perp \varphi_f = -3\nabla_\perp(T_e/e)$, приводящее к образованию дополнительной компоненты скорости конвекции плазмы $\mathbf{V}_E^T \equiv \mathbf{V}_r = (c/B)\mathbf{E}_\perp^T e \times s\mathbf{b}_0 = 3(c/B)\mathbf{b}_0 \times \nabla_\perp(T_e/e)$. Скорость $\mathbf{V}_r$ направлена по касательной к линиям уровня $T_e = \text{const}$, вызывая движение плазмы вокруг точек, где $\nabla_\perp T_e = 0$. Для оценки величины V_r учтем, что значение $|\nabla_\perp T_e|$, а значит и скорости вращения осесимметричного блоба максимальны на средней линии профиля T_e (на расстоянии $\sim\delta/2$ от оси филамента при гауссовом распределении T_e). В этом случае $V_r \sim 3\alpha T_{e0} c/(eB\delta)$, где параметр $\alpha = (T_e^m - T_{e0})/T_{e0}$, T_e^m – максимальная температура электронов на оси филамента, а T_{e0} – температура электронов плазмы, окружающей блоб. Тогда характерное время вращения блоба в окрестности средней линии T_e будет равным $\tau_r \sim \pi\delta/V_r \sim \pi\delta^2 eB/(3T_{e0}\alpha c) = (\pi/3\alpha)\omega_i(\delta/c_{s0})^2$, где $c_{s0} = \sqrt{T_{e0}/m_i}$. Сравнивая τ_r с приведенными выше временными масштабами поперечного движения блоба $\tau_\perp$ (так же определенными на средней линии T_e, на кривой $T_e(\delta/2) \approx T_{e0}(1 + \alpha/2)$), находим, что для выполнения условия $\tau_r/\tau_\perp < 1$ (при котором вращение блоба будет оказывать существенное влияние на его движение), величина параметра α должна удовлетворять условиям

$$\frac{\alpha}{(1+\alpha/2)^{1/2}} > \frac{\sqrt{2}\pi}{3}\frac{\delta^{3/2}}{\rho_{s0}R_c^{1/2}}, \quad \delta < \delta_*, \quad (30)$$

$$\frac{\alpha}{(1+\alpha/2)^{3/2}} > \frac{\pi}{3}\frac{L\rho_{s0}}{R_c\delta}, \quad \delta < \delta_*, \quad (31)$$

где $\rho_{s0} = c_{s0}/\omega_i$. Используя для оценки представленные ранее параметры пристеночной плазмы токамака Т-15МД, находим, что для филаментов с малым поперечным размером, $\delta < \delta_*$, неравенство $\tau_r/\tau_\perp < 1$ выполнено при $\alpha/\sqrt{1+\alpha/2} > 2.1(\delta/\delta_*)^{3/2}$. При $\delta = \delta_*$ этому условию отвечают значения $\alpha > 3.5$, или $T_e^m/T_{e0} > 4.5$. Для блобов с $\delta/\delta_* = 0.5$, соотношение (30) смягчается и оказывается справедливо при $\alpha > 0.6$, или $T_e^m/T_{e0} > 1.6$. Для филаментов с большим поперечным сечением, $\delta > \delta_*$, условие $\tau_r/\tau_\perp < 1$ требует, чтобы $\alpha/(1+\alpha/2)^{3/2} > 2.1(\delta_*/\delta)$. Поскольку величина отношения $\alpha/(1+\alpha/2)^{3/2} < 0.77$ для любого α, то неравенство (31) может быть выполнено лишь при $\delta/\delta_* > 2.7$. Отвечающие этому условию значения параметра α оказываются в диапазоне $\alpha \sim 4$, или $T_e^m/T_{e0} \sim 5$.

Параметры токамака Т-15МД близки к параметрам токамака DIII-D, поэтому для оценки реализуемости полученных значений T_e^m/T_{e0}, при которых вращение блоба вследствие поперечной неоднородности распределения φ_f будет оказывать заметное влияние на движение филамента, мы можем воспользоваться данными именно с этой установки. Экспериментальные наблюдения показывают, что хотя величина температуры электронов внутри блобов может почти втрое превышать температуру окружающей плазмы [24], в пристеночной области DIII-D блобы, как правило, характеризуются меньшими значениями отношения T_e^m/T_{e0}, не превышающими 1.5 в окрестности сепаратрисы и убывающими вплоть до единицы в дальней области скрэп-слоя [7]. По этой причине можно ожидать, что на периферии Т-15МД будут формироваться блобы, температура электронов которых будет находиться в диапазоне $1 \le T_e/T_{e0} \le 1.5$. В этом случае, с учетом полученных выше оценок на величину α, движение

филаментов будет представлять главным образом радиальное смещение на стенку, на которое будет накладываться медленное (по сравнению с характерным временем $\tau_\perp$) вращение блобов вокруг собственной оси.

В заключение отметим, что неоднородное распределение электронной температуры внутри блоба не единственный механизм, который может приводить к вращению филамента. Даже в случае $T_e = \text{const}$, оно может возникать под действием больцмановского потенциала $\varphi_B \sim (T_e/e)\ln(n/n_{sh})$ (n_{sh} – концентрация плазмы на торце филамента), появление которого связано с установлением равновесного распределения потенциала плазмы вдоль силовых линий магнитного поля [54]. В случае, когда профили $n(\mathbf{r})$ и $n_{sh}(\mathbf{r})$ отличны друг от друга (например, плазма в центре филамента плотнее, чем на торцах), потенциал φ_B оказывается отличен от нуля, вызывая вращение блоба вокруг собственной оси. Оценки влияния этого эффекта на движение филамента на периферии токамака в случае униполярной структуры $\varphi_f(\mathbf{r})$ были получены, например, в работе [55]. Анализ динамики плазмы в случае, когда распределение $\varphi_f(\mathbf{r})$ не имеет униполярной структуры, может быть найден в [42]. Ниже мы будем предполагать, что распределение плотности плазмы блоба почти однородно вдоль силовых линий магнитного поля, так что внутреннее вращение филамента будет определяться главным образом неоднородностью распределения температуры электронов.

3. РАСЧЕТЫ ДИНАМИКИ БЛОБОВ

3.1. Параметры расчетов

Для численного анализа совместного влияния электромагнитных и температурных эффектов на движение блобов были использованы параметры, сходные с параметрами пристеночной плазмы токамака Т-15МД [45–48]. Плотность и температура электронов плазмы, окружающей филамент, были равны $n_0 = 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_{e0} = 50$ эВ соответственно. Величина индукции магнитного поля установки $B = 2$ Тл, радиус кривизны силовых линий $R_c = 1.5$ м. Длина и поперечный размер блобов составляли $L = 55$ м и $\delta = 1.5$ см соответственно. В начальный момент времени филаменты характеризовались гауссовыми профилями плотности и температуры электронов плазмы

$$n(\mathbf{r},0) = n_0\left\{1 + 2\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + z^2}{\delta^2}\right]\right\}, \qquad (32)$$

$$T_e(\mathbf{r},0) = \\ = T_{e0}\left\{1 + 0.5s\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + z^2}{\delta^2} - \frac{(y-y_0)^2}{\delta_y^2}\right]\right\}, \qquad (33)$$

где $x_0 = -0.25\Delta_x$, $y_0 = L/2$, $\Delta_x = \Delta_z = 10\delta = 15$ см – размеры области расчетов вдоль осей x и z соответственно, $\delta_y = \{\infty; L/2\}$ – характерный масштаб изменения T_e вдоль силовых линий магнитного поля. Параметр s принимал два значения, 0 и 1, отвечающих случаям однородного ($s = 0$) и неоднородного ($s = 1$) распределения температуры T_e. Филаменты начинали движение с нулевой начальной скоростью, токи и потенциалы формировались внутри блобов самосогласованно с движением плазмы.

Подчеркнем, что форма филамента, используемая при расчетах, цилиндрическая. Эксперименты показывают (см., например, [9, 24]), что поперечное сечение филаментов может не иметь правильной концентрической формы, а быть вытянутым эллиптическим. Тем не менее для того, чтобы исключить влияние формы блобов на результаты моделирования, были выбраны аксиально-симметричные профили плотности и температуры плазмы (32), (33).

Приведенным параметрам соответствует следующий набор безразмерных физических величин, описывающих движение филаментов. Критический размер блоба $\delta_* = 0.9$ см, и $\delta/\delta_* \approx 1.6$. Отношения времен $\tau_s/\tau_\perp = 17.2$ (магнитное поле вморожено в плазму блоба), $\tau_A/\tau_\perp = 0.8$ (распространение альфвеновских волн вдоль линий магнитного поля происходит на масштабах, сравнимых с $\tau_\perp$, приводя к изгибу филамента), $\tau_r/\tau_\perp = 2$ (вращение оказывает умеренное воздействие на движение блоба), $\tau_{q,conv.}/\tau_\perp \approx 94$, $\tau_{q,dif.}/\tau_\perp \approx 28$ (переносом тепла электронами вдоль линий магнитного поля можно пренебречь). Приведенное значение параметра $\beta_n = \beta(m_i/m_e)$ для плазмы, окружающей филамент, $\beta_n = 0.18 < 1$. Продольное и поперечное числа Кнудсена равны $\text{Kn}_\parallel = 0.068$, $\text{Kn}_\perp = 0.034$ соответственно.

Расчеты проводились в программе, написанной в среде BOUT++ [56]. Для расчетов были использованы расчетные сетки с числом узлов $N_x \times N_y \times N_z = 260 \times 31 \times 257$ по осям x, y, z соответственно. Интегрирование уравнений (1)–(4) по времени выполнялось с использованием метода Гира, реализованном в программе CVODE из пакета SUNDIALS [57]. Для лучшего пространственного разрешения поперечной динамики плазмы операторы пространственных производных вдоль осей x и z были дискретизированы с использованием центрально-разностной схемы

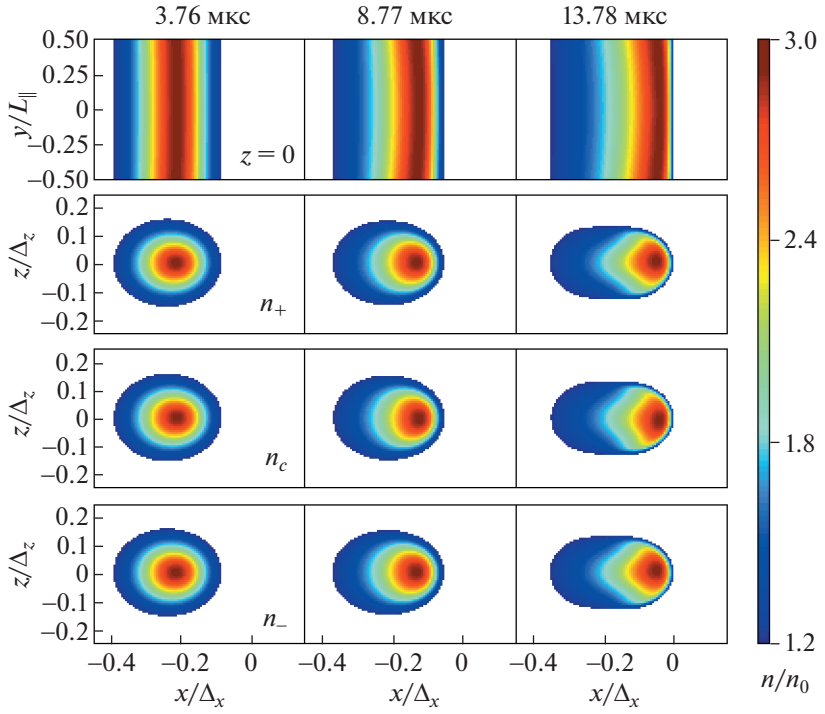

Рис. 2. Динамика движения блоба, полученная в электростатическом приближении при $T_e = T_{e0}$. Изображения верхнего ряда демонстрируют профили $n(\mathbf{r}, t)$ в продольном сечении $z = 0$. Нижние ряды изображений показывают профили плотности плазмы у верхнего (n_+, $y = L/2$) и нижнего (n_-, $y = -L/2$) предслоя и в центральном сечении филамента (n_c, $y = 0$).

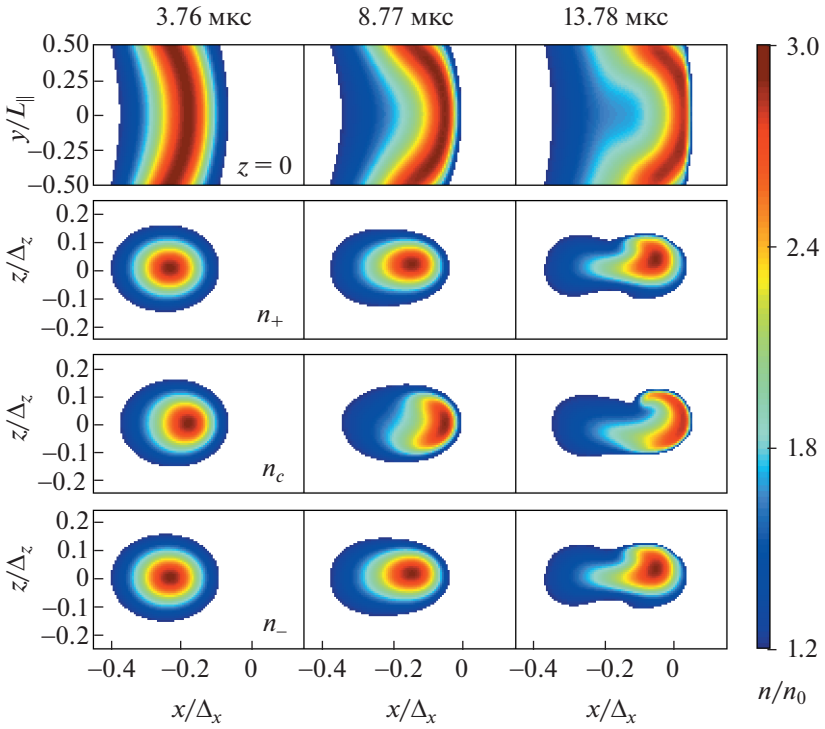

Рис. 3. Динамика движения блоба, полученная в электромагнитном приближении при $T_e = T_{e0}$. Изображения верхнего ряда демонстрируют профили $n(\mathbf{r}, t)$ в продольном сечении $z = 0$. Нижние ряды изображений показывают профили плотности плазмы у верхнего (n_+, $y = L/2$) и нижнего (n_-, $y = -L/2$) предслоя и в центральном сечении филамента (n_c, $y = 0$).

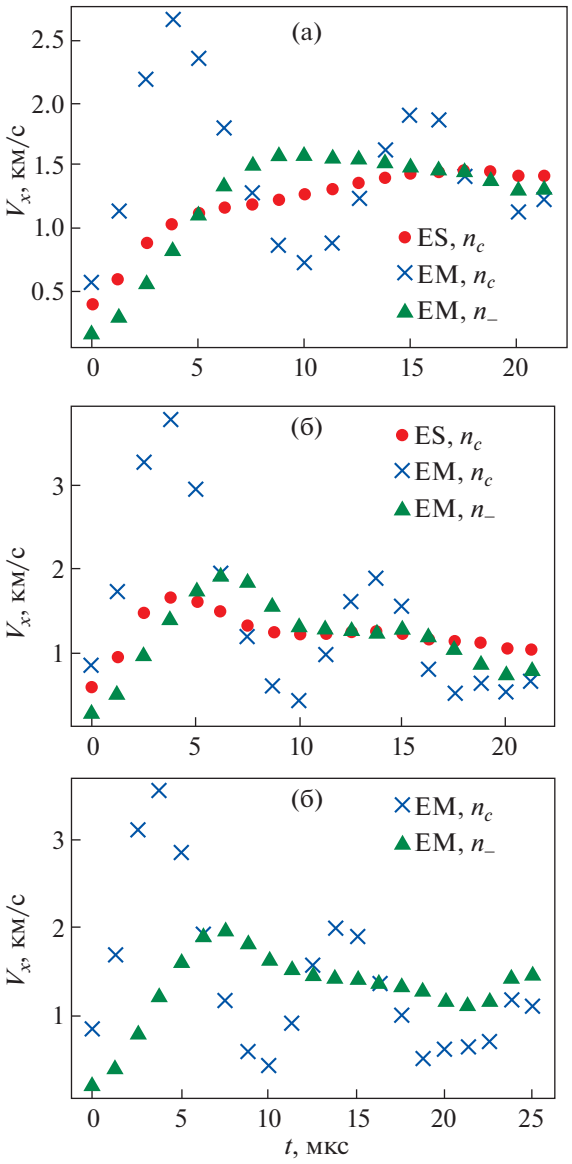

Рис. 4. Временные зависимости радиальной скорости движения центра масс филамента V_x, определенные в разных сечения блоба в случаях: T_e = const (а), T_e меняется лишь поперек оси блоба (б), T_e меняется поперек и вдоль оси плазменной трубки (в). Аббревиатуры “ES”, “EM” обозначают электростатическое и электромагнитное приближения соответственно. Символ n_c указывает, что скорость V_x определена в центральном сечении филамента, $y = 0$; символ n_- – что значения V_x найдены на границе нижнего предслоя $y = -L/2$.

четвертого порядка/схемы WENO третьего порядка для обыкновенных производных/производных вверх по потоку. Для производных вдоль оси y была использована требующая меньших вычислительных затрат центрально-разностная схема второго порядка.

3.2. Результаты расчетов

Результаты контрольного расчета динамики блоба с использованием электростатического (ЭС) приближения при T_e = const представлены на рис. 2. Основная особенность течения плазмы, показанная на всех изображениях рисунка, состоит в том, что на всей траектории движения блоба его форма остается почти неизменной – филамент движется как единое целое. Аналогичный расчет, выполненный в электромагнитном (ЭМ) приближении, показан на рис. 3. Можно видеть, что в ЭМ-случае динамика филамента заметно отличается от результатов электростатического расчета. Наблюдается сильное искривление филамента в его центральной части, связанное с большей скоростью движения плазмы в этом сегменте плазменной трубки, по сравнению с концевыми участками блоба, в результате возбуждения и распространения в плазме альфвеновских волн [30, 31, 38, 39, 41, 43]. Относительное смещение между центральным и торцевыми сечениями филамента приводит к образованию небольшого больцмановского потенциала, имеющего дипольную структуру [42], под действием которого плазма испытывает слабое вращение по часовой стрелке в центральном сечении филамента и против часовой стрелки – на его концах.

На рис. 4а показаны временные зависимости скорости перемещения центра масс филамента, $V_x = dX_c/dt$ ($X_c = \int xndS / \int ndS$ – x-координата центра масс блоба), измеренные в центральном и торцевом поперечных сечениях для случаев, показанных на рис. 2 и 3. На графиках видно, что скорости движения плазмы в ЭС- и ЭМ-расчетах совпадают лишь вблизи концов блоба, тогда как в ЭМ-случае центральная часть филамента характеризуется скоростью движения, примерно в 2–2.5 раза превышающей скорость течения плазмы на торцах блоба. При этом в ЭМ-расчете величина скорости V_x, определенная в центральном сечении филамента, испытывает колебания с периодом ~11 мкс. Этот временной интервал связан с распространением электромагнитного импульса тока вдоль силовых линий магнитного поля, приводящему к накоплению потенциала в плазме блоба и, как результат, большей скорости течения плазмы V_x [38, 39, 41]. Период осцилляций примерно равен удвоенному альфвеновскому времени τ_A [43], которое, напомним, в рассматриваемой задаче составляет $\tau_A \approx 5.6$ мкс. Снижение амплитуды периодических колебаний V_x связано с изменением формы филамента, сопровождающимся уменьшением эффективного поперечного размера блоба δ и, как результат, понижением степени вмороженности магнитного поля в плазму, характеризуемой величиной отношения δ/δ_s.

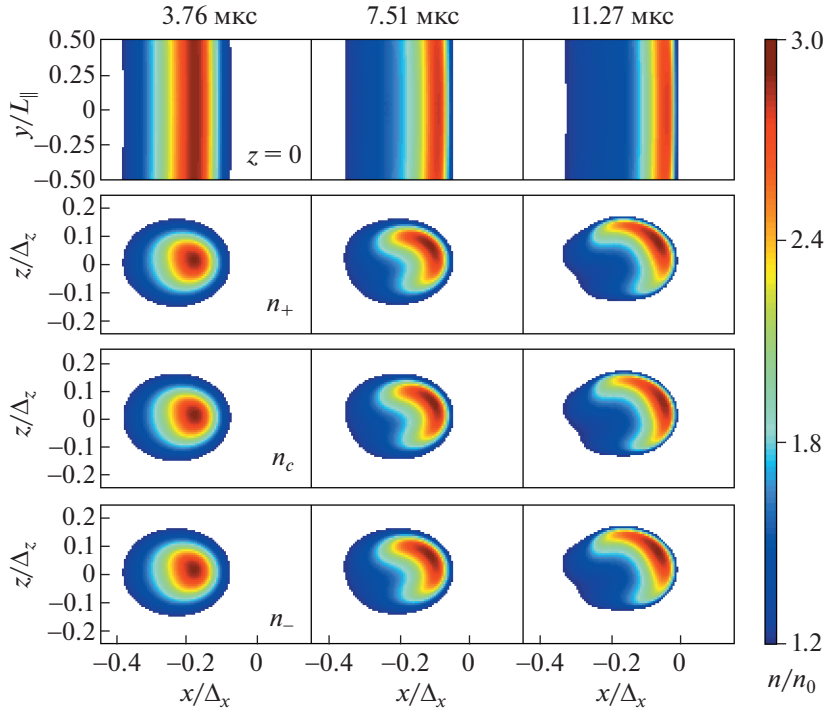

Рис. 5. Динамика движения блоба, полученная в электростатическом приближении при неоднородном в поперечном направлении профиле T_e. Изображения верхнего ряда демонстрируют профили $n(\mathbf{r},t)$ в продольном сечении $z = 0$. Нижние ряды изображений показывают профили плотности плазмы у верхнего (n_+, $y = L/2$) и нижнего (n_-, $y = -L/2$) предслоя и в центральном сечении филамента (n_c, $y = 0$).

На рис. 5 и 6 показана динамика плотности плазмы, рассчитанная в электростатическом и электромагнитном приближениях при условии, что профиль температуры электронов T_e имеет гауссову форму (33) в направлении поперек линий магнитного поля ($\nabla_\perp T_e \neq 0$, $\partial_\parallel^0 T_e = 0$). На изображениях видно, что в электростатическом расчете наблюдается когерентное движение филамента, как и в ситуации с $T_e = \text{const}$. Центральная и концевые части блоба движутся с почти одинаковыми скоростями, при этом наличие неоднородного поперечного профиля плавающего потенциала φ_f приводит к согласованному вращению филамента вокруг оси, накладывающемуся на радиальное движение плазменной трубки. В электромагнитном приближении блоб также вращается вокруг собственной оси, однако этот процесс сопровождается изгибом филамента поперек линий магнитного поля в результате распространения продольного электромагнитного импульса тока, с последующим образованием небольшого дипольного больцмановского потенциала, как и в случае $T_e = \text{const}$.

Временные зависимости скорости движения центра масс блоба V_x, полученные в ЭС- и ЭМ-приближениях на основе данных, показанных на рис. 5 и 6, собраны на графиках на рис. 4б. Видно, что поведение величины скорости V_x в обоих случаях демонстрирует те же особенности, что и в расчетах с постоянной температурой электронов, рис. 40а. В ЭМ-расчете пиковое значение скорости V_x в центральной части блоба на начальном этапе движения филамента превосходит значение V_x, определенное в ЭС-приближении, почти в 2 раза. Со временем величина этого отношения снижается вместе с амплитудой альфвеновских колебаний V_x в связи с уменьшением эффективного поперечного размера филамента δ, приводящим к ухудшению условия вмороженности магнитного поля в плазму. Незначительные периодические колебаний скорости течения плазмы на концах филаментов обусловлены внутренним вращением блобов в этих областях. Необходимо отметить, что в ЭС- и ЭМ-приближениях при $\nabla_\perp T_e \neq 0$ величина скорости V_x оказывается выше, чем в серии контрольных расчетов. Это обусловлено более высокими, по сравнению с окружающей плазмой, значениями температуры электронов в приосевых частях филамента, приводящими к большим скоростям течения плазмы, чем в случаях с $T_e = \text{const}$.

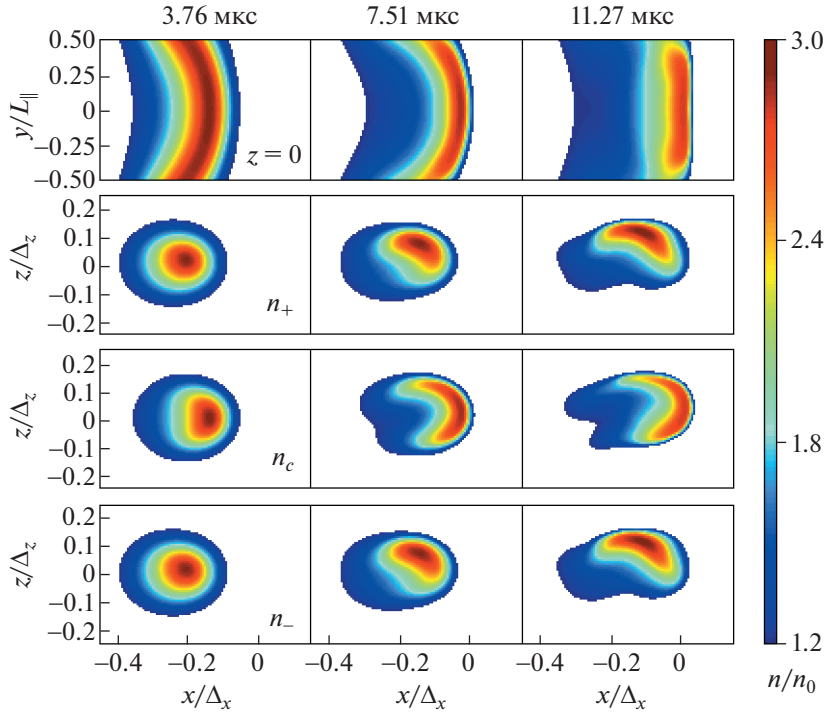

Рис. 6. Динамика движения блоба, полученная в электромагнитном приближении при неоднородном в поперечном направлении профиле T_e. Изображения верхнего ряда демонстрируют профили $n(\mathbf{r},t)$ в продольном сечении $z = 0$. Нижние ряды изображений показывают профили плотности плазмы у верхнего (n_+, $y = L/2$) и нижнего (n_-, $y = -L/2$) предслоя и в центральном сечении филамента (n_c, $y = 0$).

На рис. 7 показано движение филамента, полученное в ЭМ-приближении при условии, что температура электронов изменяется как поперек, так и вдоль силовых линий магнитного поля, $\nabla_\perp T_e \neq 0$, $\partial_\parallel^0 T_e \neq 0$. На представленных изображениях видно, что режим движения филамента оказывается промежуточным между случаями, показанными на рис. 3 и 6. Центральная и концевые части блоба, как и ранее, испытывают внутреннее вращение и перемещаются в радиальном направлении. При этом центральный сегмент филамента движется аналогично случаю с $\nabla_\perp T_e \neq 0$, тогда как плазма на торцах блоба испытывает вращение более слабое, по сравнению с показанным на рис. 6.

Временные зависимости скорости движения центра масс плазмы в центре и на конце блоба, измеренные в расчетах с $\nabla_\perp T_e \neq 0$, $\partial_\parallel^0 T_e \neq 0$, показаны на рис. 4в. На рисунке видно, что скорость центральной части филамента, как и в предыдущих случаях, испытывает периодические осцилляции с периодом порядка 11 мкс, близким к величине $2\tau_A$ [43]. При этом сама зависимость $V_x(t)$ почти совпадает с зависимостью $V_x(t)$, показанной на рис. 4б для того же сечения филамента. Аналогично значения скорости течения плазмы на торцах филамента примерно соответствуют значениям, полученным в контрольном расчете и расчете с $\nabla_\perp T_e \neq 0$, $\partial_\parallel T_e = 0$.

4. ВЫВОДЫ

В представленной работе было проанализировано совместное влияние, которое оказывают неоднородное пространственное распределение температуры электронов и электромагнитные эффекты на динамику блобов в горячей периферийной плазме токамака с малыми значениями параметра $\beta < m_e/m_i$. Представлена физическая модель движения филаментов, описывающая временную эволюцию плотности и завихренности плазмы, продольных компонент векторного потенциала и тока, а также температуры электронов. На основе уравнений модели были получены оценки безразмерных физических величин, характеризующих динамику филаментов, таких как отношения $\tau_s/\tau_\perp$, $\tau_A/\tau_\perp$ и $\tau_r/\tau_\perp$, и определены диапазоны значений параметров плазмы, при которых электромагнитные и температурные эффекты могут оказывать заметное влияние на движение блобов, по сравнению с электростатиче-

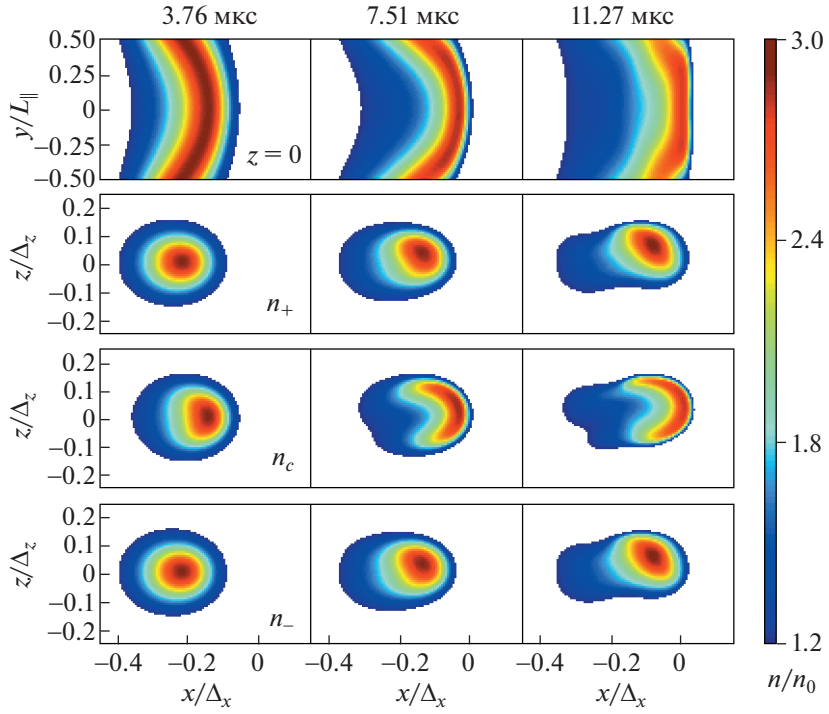

Рис. 7. Динамика движения блоба, полученная в электромагнитном приближении при профиле T_e, неоднородном в поперечном и продольном направлениях. Изображения верхнего ряда демонстрируют профили $n(\mathbf{r}, t)$ в продольном сечении $z = 0$. Нижние ряды изображений показывают профили плотности плазмы у верхнего (n_+, $y = L/2$) и нижнего (n_-, $y = -L/2$) предслоя и в центральном сечении филамента (n_c, $y = 0$).

ским режимом их перемещения. В частности, для пристеночной плазмы токамака Т-15МД было показано, что вблизи сепаратрисы установки для описания движения блобов может быть необходимо использование электромагнитного приближения, несмотря на малость параметра $\beta < m_e/m_i$. В работе также было получено выражение для циркулирующего внутри филамента продольного тока, которое содержит электромагнитные поправки, связанные со скин-эффектом и возбуждением в плазме альфвеновских волн. Полученное соотношение обобщает выражение, полученное ранее для $j_\parallel$ в пределе $T_e = \text{const}$ [43], путем включения слагаемых, связанных с термоэлектрическим эффектом в плазме.

Физическая модель динамики филаментов была использована для проведения численного моделирования движения блобов в плазме, параметры которой сходны с прогнозируемыми параметрами пристеночной области токамака Т-15МД. Расчеты были выполнены с использованием электростатического и электромагнитного приближений в предположении о различной пространственной однородности температуры электронов внутри филаментов. Контрольный расчет с использованием однородного распределения T_e продемонстрировал, что учет электромагнитных эффектов приводит к существенному изменению траектории блоба: во время движения филамент заметно изгибается в центральной части, при этом скорость его движения в этой области может оказываться в несколько раз выше, чем скорость течения плазмы на торцах трубки, волнообразно изменяясь во времени (с периодом порядка $2\tau_A$) под действием распространения альфвеновских волн. Подобный эффект недавно наблюдался в работе [41] при численном анализе динамики филаментов в токамаке MAST с учетом конечной величины параметра β. Расчеты с использованием неоднородных распределений температуры электронов также показали аналогичную динамику плазмы филаментов в электромагнитном приближении. При этом наряду с искривлением формы блоба наблюдалось внутреннее вращение филаментов вокруг собственной оси, обусловленное формированием поперечного электрического поля $E_\perp^T = -\nabla_\perp \varphi_f = -3\nabla_\perp (T_e/e)$. В электромагнитном приближении при нарушении согласованности в движении центральных и концевых частей филамента также происходило формирование

небольшого по величине больцмановского потенциала с дипольной структурой, вносившего изменения в характер течения плазмы в различных частях блоба.

Отметим, что полученное в расчетах значительное (в 2–2.5 раза) увеличение скорости движения плазмы в центральной части филамента по сравнению с электростатическим случаем, сходно с результатами экспериментальных наблюдений движения блобов на сферомаке NSTX [58] и токамаке Alcator C-Mod [11] (а также на ряде других установок [24]), показавшими скорости течения плазмы филаментов с большим поперечным сечением ($\delta > \delta_*$), в несколько раз превышавшие предельные значения, получаемые в рамках электростатического приближения. Подобное расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями скорости движения филаментов, как было отмечено в [23], может быть связано с электромагнитными эффектами. Более детальный анализ этой проблемы и выяснение характера переноса плазмы (электростатический либо электромагнитный режим) потребуют корреляционного анализа результатов измерения параметров плазмы в различных частях установки (например, в области дивертора и на внешнем обводе тора в экваториальной плоскости), для определения скорости перемещения блобов и изменения их формы. В частности, для этого могут быть использованы методы зондовой диагностики и измерения величины плавающего потенциала и тока в плазме [24], измерения скорости движения филаментов при помощи методов допплеровской рефлектометрии [59]; визуализация динамики филаментов с использованием напуска нейтрального газа на периферии установки [9] и другие методы наблюдений [24].

Движение филаментов было проанализировано с использованием приближения холодных ионов, $T_i/T_e \ll 1$. Широко применяемое для моделирования динамики плазмы [24], это приближение, однако, как правило, не выполняется в пристеночной области токамака, для которой характерно $T_i/T_e > 1$. Наличие конечной температуры ионов также дает вклад в движение филаментов, приводя к усилению механизма поляризации плазмы в неоднородном магнитном поле и увеличивая скорость движения блобов. Наличие внутренних профилей ионной температуры также может приводить к образованию униполярной компоненты завихренности плазмы и, как результат, вызывать вращение филамента [18, 39]. Наконец, температура ионов (равно как и электронов) может заметно меняться поперек магнитных поверхностей установки, приводя к появлению шира скорости течения плазмы – эффекту, который может оказывать влияние на устойчивость движения филаментов [24]. Изучение этих вопросов и их связи с электромагнитными эффектами при анализе динамики блобов – область для дальнейшей работы.

Другим важным аспектом динамики филаментов на периферии плазменного шнура являются процессы их коллективного взаимодействия. Формирование турбулентных течений пристеночной плазмы токамака может сопровождаться образованием зародышевых флуктуаций, из которых впоследствии могут развиваться филаменты [23, 24]. Неустойчивые возмущения при этом могут возникать на расстояниях друг от друга, достаточных для их последующего взаимодействия через коллективные электростатические поля в плазме. Эти механизмы могут приводить к изменению характера переноса филаментов, влияя на величину аномальных потоков вещества и энергии, приходящих на обращенные к плазме элементы установки [34, 60–62]. Несмотря на это, в работе при проведении расчетов были использованы начальные профили параметров плазмы, отвечающие именно одному филаменту, а не их группе, с целью изучения совместного влияния электромагнитных и температурных эффектов на движение изолированных блобов на периферии установки. Анализ процессов образования филаментов и их коллективного взаимодействия на характер турбулентного переноса плазмы с учетом электромагнитных эффектов представляет значительный интерес для дальнейшего исследования.

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку в рамках проекта № 18-32-00208 мол_а. Автор также выражает признательность А.А. Пшенову и А.Б. Ляшенко за обсуждения рабочих параметров пристеночной плазмы токамака Т-15МД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pitts R., Coad J., Coster D., Federici G., Fundamenski W., Horacek J., Krieger K., Kukushkin A., Likonen J., Matthews G., Rubel M., Strachan J.*, JET-EFDA contributors // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2005. V. 47. P. 303.
2. *Rubel M., Coad J., Widdowson A., Matthews G., Esser H., Hirai T., Likonen J., Linke J., Lungu C., Mayer M., Pedrick L., Ruset C.*, JET-EFDA Contributors. // J. Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. 1204.
3. *Budaev V., Martynenko Y.V., Grashin S., Giniyatulin R., Arkhipov I., Karpov A., Savrukhin P., Shestakov E., Solomatin R.Y., Begrambekov L., Belova N., Fedorovich S., Khimchenko L., Safronov V.* // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 418.
4. *Kadomtsev B.B., Laing E.* Tokamak plasma: a complex physical system. Institute of Physics Publ., 1992.
5. *Bickerton R.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. 339.

6. *Horton W., Hu B., Dong J., Zhu P.* // New J. Phys. 2003. V. 5. P. 14.
7. *Boedo J.A., Rudakov D.L., Moyer R.A., McKee G.R., Colchin R.J., Schaffer M.J., Stangeby P., West W., Allen S.L., Evans T.E., Fonck R., Hollmann E., Krasheninnikov S., Leonard A., Nevins W., Mahdavi M., Porter G., Tynan G., Whyte D., Xu X.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 1670.
8. *Boedo J.* // J. Nuclear Materials. 2009. V. 390. P. 29.
9. *Myra J., D'Ippolito D., Stotler D., Zweben S., LeBlanc B., Menard J., Maqueda R., Boedo J.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 092509.
10. *Grulke O., Terry J., LaBombard B., Zweben S.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 012306.
11. *Kube R., Garcia O.E., LaBombard B., Terry J., Zweben S.* // J. Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. 505.
12. *Zweben S., Myra J., Davis W., D'Ippolito D., Gray T., Kaye S., LeBlanc B., Maqueda R., Russell D., Stotler D.*, the NSTX-U Team. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 044007.
13. *Krasheninnikov S.I.* // Phys. Lett. A. 2001. V. 283. P. 368.
14. *D'Ippolito D., Myra J., Krasheninnikov S.* // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 222.
15. *Myra J., D'Ippolito D., Krasheninnikov S., Yu G.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 4267.
16. *Krasheninnikov S., Smolyakov A.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 3020.
17. *Kube R., Garcia O.E.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 042305.
18. *Jovanović D., Shukla P., Pegoraro F.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 112305.
19. *Angus J.R., Umansky M.V., Krasheninnikov S.I.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 215002.
20. *Angus J.R., Krasheninnikov S.I., Umansky M.V.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 082312.
21. *Meyer O.H.H., Kendl A.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2017. V. 59. P. 065001.
22. *Poulsen A., Rasmussen J. J., Wiesenberger M., Naulin V.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 032305.
23. *Krasheninnikov S., D'Ippolito D., Myra J.* // J. Plasma Phys. 2008. V. 74. P. 679.
24. *D'Ippolito D., Myra J., Zweben S.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 060501.
25. *Rozhansky V., Veselova I., Voskoboynikov S.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1995. V. 37. P. 399.
26. *Parks P., Sessions W., Baylor L.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1968.
27. *Rozhansky V., Senichenkov I., Veselova I., Schneider R.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2004. V. 46. P. 575.
28. *Senichenkov I.Y., Veselova I.Y., Rozhansky V., Schneider R.* // J. Nuclear Materials. 2005. V. 337. P. 446.
29. *Senichenkov I. Y., Veselova I. Y., Rozhansky V., Schneider R.* // Nuclear fusion. 2006. V. 46. P. 788.
30. *Krasheninnikov S., Ryutov D., Yu G.* // J. Plasma Fusion Research. 2004. V. 6. P. 139
31. *Yu G., Krasheninnikov S., Guzdar P.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 042508.
32. *Ryutov D.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 122307.
33. *Myra J., Russell D., D'Ippolito D.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 112502.
34. *Russell D., Myra J., D'Ippolito D.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 102307.
35. *Myra J., D'Ippolito D.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 092511.
36. *Myra J.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 102314.
37. *Manz P., Carralero D., Birkenmeier G., Müller H., Müller S., Fuchert G., Scott B., Stroth U.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 102307.
38. *Lee W., Angus J.R., Umansky M.V., Krasheninnikov S.I.* // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 765.
39. *Lee W., Umansky M.V., Angus J., Krasheninnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 012505.
40. *Rozhansky V., Kaveeva E., Tendler M.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2015. V. 57. P. 115007.
41. *Hoare D., Militello F., Omotani J., Riva F., Newton S., Nicholas T., Ryan D., Walkden N.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2019. V. 61. P. 105013.
42. *Stepanenko A., Lee W., Krasheninnikov S.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 012301.
43. *Stepanenko A.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 092301.
44. *Simakov A.N., Catto P. J.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4744.
45. *Pshenov A.* 2020. Private Communication.
46. *Lyashenko A.* 2020. Private Communication.
47. *Khvostenko P., Anashkin I., Bondarchuk E., Injutin N., Khvostenko A., Kochin V., Kuzmin E., Levin I., Lutchenko A., Modyaev A., Nikolaev A., Notkin G., Romannikov A., Sidorenko D., Sokolov M., Solopeko A., Sushkov A.* // Fusion Engineering Design. 2019. V. 146. P. 1108.
48. *Sushkov A., Belov A., Igonkina G., Kachkin A., Khayrutdinov E., Melnikov A., Sokolov M.* // Fusion Engineering Design. 2019. V. 146. P. 383.
49. *Angus J.R., Umansky M.V.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 012514.
50. *Rozhansky V., Kirk A.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2008. V. 50. P. 025008.
51. *Dubrov M., Pustovitov V.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2019. V. 61. P. 065018.
52. *Pustovitov V., Yanovskiy V.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2014. V. 56. P. 035003.
53. *Свешников А.Г., Боголюбов А.Н., Кравцов В.В.* Лекции по математической физике. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004.
54. *Кадомцев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988
55. *Angus J., Umansky M., Krasheninnikov S.* // Contrib. Plasma Phys. 2012. V. 52. P. 348.
56. *Dudson B., Umansky M., Xu X., Snyder P., Wilson H.* // Computer Phys. Communications. 2009. V. 180. P. 1467.

57. *Hindmarsh A.C., Brown P.N., Grant K.E., Lee S.L., Serban R., Shumaker D.E., Woodward C.S.* // ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS). 2005. V. 31. P. 363.

58. *Myra J., Boedo J., Coppi B., D'Ippolito D., Krasheninnikov S., LeBlanc B., Lontano M., Maqueda R., Russell D., Stotler D.* // 21st IAEA Fusion Energy Conference. 2006.

59. *Bulanin V., Varfolomeev V., Gusev V., Ivanov A., Krikunov S., Kurskiev G., Larionov M., Minaev V., Patrov M., Petrov A., Petrov Y., Sakharov N., Tolstyakov S., Khromov N., Yashin A.* // Technical Phys. Lett. 2011. V. 37. P. 340.

60. *Bisai N., Das A., Deshpande S., Jha R., Kaw P., Sen A., Singh R.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 4018.

61. *Bisai N., Singh R., Kaw P.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 052509.

62. *Decristoforo G., Militello F., Garcia O.E., Nicholas T., Omotani J., Marsden C., Walkden N.* // arXiv preprint arXiv:2007.04260. 2020.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 22–28

СТЕЛЛАРАТОРЫ

УДК 533.9

ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2020 г. А. И. Мещеряков[a], *, И. Ю. Вафин[a], И. А. Гришина[a], **

[a] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

**e-mail: meshch@fpl.gpi.ru*

***e-mail:grishina@fpl.gpi.ru*

Поступила в редакцию 23.05.2020 г.
После доработки 28.06.2020 г.
Принята к публикации 15.07.2020 г.

Проведен анализ формы профилей электронной температуры, измеряемых на стеллараторе Л-2М в режиме центрального ЭЦР-нагрева при различных плотностях плазмы и мощностях нагрева. Установлено, что существует порог по приведенной мощности ЭЦР-нагрева, при превышении которого профили электронной температуры уширяются и становятся плоскими в центральной части плазменного шнура. Выявлена корреляция между возникновением плоских профилей температуры и провальных профилей электронной плотности, возникающих в результате “pump-out” эффекта. Сделан вывод, что появление в плазме провальных профилей плотности приводит к смене механизма поглощения СВЧ-излучения. Основным механизмом поглощения СВЧ-излучения, предположительно, становится циклотронное поглощение электронных бернштейновских волн, что, в свою очередь, приводит к появлению широких и плоских (в центральной части) профилей электронной температуры.

Ключевые слова: стелларатор, ЭЦР-нагрев плазмы, плоский профиль электронной температуры, провальный профиль электронной плотности, электронная бернштейновская волна

DOI: 10.31857/S0367292120120057

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев широко используется на тороидальных установках для нагрева электронной компоненты плазмы. Одним из преимуществ этого метода является локальность нагрева: энергия волны поглощается в небольшом объеме на пересечении СВЧ-волны и резонансной поверхности. На стеллараторе Л-2М для создания и нагрева водородной плазмы используется ЭЦР-нагрев необыкновенной волной на второй гармонике электронной циклотронной резонансной частоты. В настоящее время нагрев, осуществляется с помощью гиротронного комплекса МИГ-3 [1], состоящего из двух гиротронов. Частота излучения гиротронов составляет $f = 75$ ГГц. Суммарная мощность СВЧ-излучения, поглощаемого в плазме, достигает 1 МВт, а удельная мощность нагрева достигает значений, рекордных для тороидальных магнитных ловушек: $P_{ECRH}/V = 4$ МВт/м^3, где V – объем плазмы в установке. При столь больших удельных мощностях ЭЦР-нагрева на стеллараторе Л-2М наблюдается целый ряд новых явлений [2]: возникновение профилей плотности, провальных в центре плазменного шнура, изменение формы профилей электронной температуры, формирование немаксвелловских, двухтемпературных спектров мягкого рентгеновского излучения, а также падение энергетического времени жизни по сравнению со скейлингом стелларатора Л-2М (при увеличении мощности ЭЦР-нагрева до 1 МВт). Данная работа посвящена исследованию одного из этих явлений – изменению формы профиля электронной температуры – в условиях центрального ЭЦР-нагрева плазмы.

В работе [3], в рамках линейной теории поглощения, было выполнено моделирование поглощения необыкновенной волны СВЧ-излучения в плазме стелларатора Л-2М. Оно показало, что в условиях центрального ЭЦР-нагрева профиль плотности мощности поглощаемого СВЧ-излучения является очень узким, по форме близким к гауссовой кривой с шириной на полувысоте около $\Delta x = 0.1 \times (r/a_p)$ (рис. 1, кривая *1*). Для стелларатора Л-2М эта величина составляет ~1.0 см. При таком узком профиле поглощаемой мощности естественно ожидать, что профиль электронной температуры окажется достаточно острым,

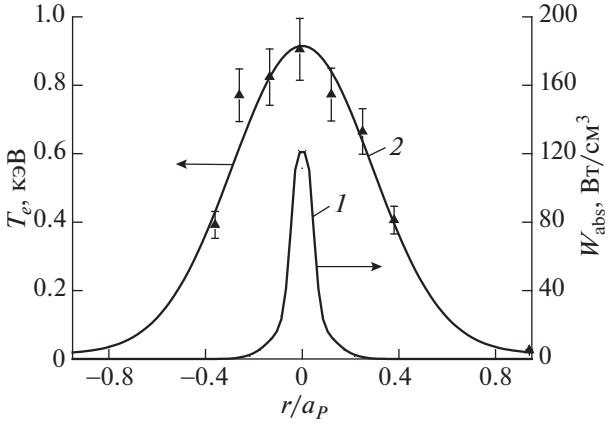

Рис. 1. Профиль плотности мощности поглощения СВЧ-излучения в плазме стелларатора Л-2М, вычисленный в условиях центрального ЭЦР-нагрева. $B_{res}/B_0 = 1.0$ и $P_{ECRH} = 230$ кВт (кривая *1*). Характерный острый профиль электронной температуры, измеренный в условиях центрального ЭЦР-нагрева в режиме $P_{ECRH} = 200$ кВт, $n_e = 1.9 \times 10^{19}$ м$^{-3}$ (кривая *2*).

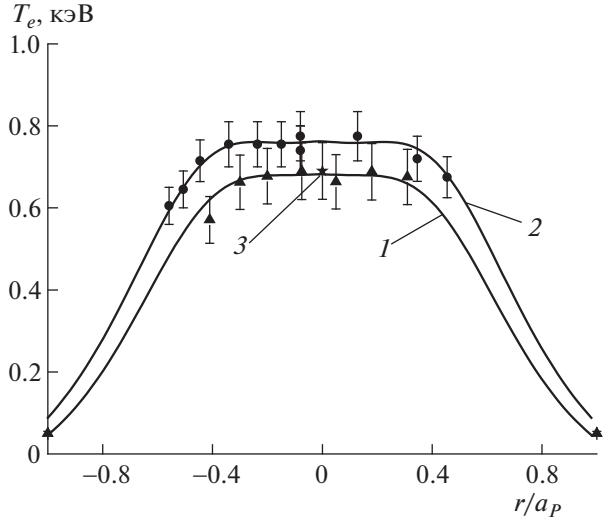

Рис. 2. Характерный плоский в центральной части плазменного шнура профиль электронной температуры, измеренный в условиях центрального ЭЦР-нагрева в режиме $P_{ECRH} = 400$ кВт и $n_e = 2.5 \times 10^{19}$ м$^{-3}$. *1* – кривая, измеренная при помощи многохордовой диагностики МРИ, а кривая *2* – при помощи сканирующего спектрометра МРИ, *3* – значение центральной электронной температуры, измеренное спектрометром KEVEX.

спадающим от центра к краю. Однако в экспериментах по ЭЦР-нагреву наблюдается более сложная картина: измеряются профили электронной температуры различной формы. Это могут быть как острые профили (рис. 1, кривая *2*), спадающие от центра к краю, так и профили плоские в центральной части плазменного шнура ($r/a_p < 0.4$) (рис. 2, кривые *1* и *2*). Иногда наблюдаются даже профили электронной температуры с небольшим провалом в центральной части плазменного шнура.

Для выяснения причин различия форм экспериментальных и расчетных профилей, в данной работе проведено исследование профилей электронной температуры, измеренных с помощью многохордовой диагностики мягкого рентгеновского излучения (МРИ) и сканирующего спектрометра МРИ на стелларатере Л-2М в режиме центрального ЭЦР-нагрева.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на стелларатере Л-2М – классическом двухзаходном стелларатере, имеющем две пары винтовых обмоток ($l = 2$) и 28 катушек тороидального поля [4]. Большой радиус тора равен $R = 1$ м, а средний радиус крайней магнитной поверхности плазменного шнура составляет $a_p = 11.5$ см. В поперечном сечении магнитные поверхности имеют вид эллипсов с полуосями a и b. При этом для представления радиальных распределений параметров плазмы принято использовать средние радиусы магнитных поверхностей $r = (a \times b)^{1/2}$. Объем плазмы в стелларатере Л-2М равен $V = 0.26$ м^3 . Величина магнитного поля в центре плазменного шнура составляет $B_0 = 1.34$ Тл. Профили электронной температуры, представленные в данной работе, измерялись в режиме центрального ЭЦР-нагрева, то есть в условиях $B_{ce}/B_0 = 1$, где B_{ce} – магнитное поле на резонансной магнитной поверхности ($\omega = \omega_{ce}$), а B_0 – магнитное поле в центре плазменного шнура. Экспериментам по ЭЦР-нагреву плазмы на стелларатере Л-2М неизменно предшествует процедура боронизации вакуумной камеры [5]. Эта процедура позволяет существенно снизить поступление тяжелых (Cr, Fe, Ni) и легких (C, O) примесей в плазму во время импульса ЭЦР-нагрева. В качестве рабочего газа в экспериментах используется водород. Оценка эффективного заряда плазмы, сделанная на основании спектроскопических измерений в диапазоне мягкого рентгенновского излучения, дает значения $Z_{eff} = 1.5$–2.0. В описываемых экспериментах мощность ЭЦР-нагрева и плотность плазмы изменялись в диапазонах от 100 кВт до 750 кВт и от 1.0×10^{19} м$^{-3}$ до 3.0×10^{19} м$^{-3}$ соответственно.

Измерения распределения электронной температуры проводились с помощью многохордовой диагностики МРИ методом фольг [6]. В многохордовой диагностике в качестве детекторов используются кремниевые поверхностно-барьер-

ные диоды типа ORTEC, которые работают в режиме измерения интенсивности излучения. Излучение принималось вдоль девяти хорд в поперечном сечении тороидальной камеры стелларатора. При использовании метода фольг прибор дает возможность получить в одном импульсе распределение температуры электронов по поперечному сечению плазменного шнура и проследить за его временной эволюцией в течение импульса плазмы.

Электронная температура плазмы определялась также по спектрам МРИ, которые регистрировались спектрометром, работающим в диапазоне энергий от 1 кэВ до 80 кэВ и обладающим скоростью счета $K = 1.5 \times 10^5$ квантов в секунду [7]. Спектральное разрешение прибора, измеренное с использованием источника радиоактивного излучения ^{55}Fe, составило $\Delta E = 320$ эВ. В приборе используется кремниевый детектор, легированный литием Si(Li). Радиальное пространственное разрешение спектрального прибора составляет ~1.5 см. Спектр собирался в течение нескольких импульсов установки на квазистационарной стадии разряда, когда основные параметры плазмы достигают стационарного значения. Для проведения хордовых измерений спектров МРИ спектрометр был помещен на сканирующую платформу.

Еще один прибор, использованный в данных экспериментах для измерения электронной температуры, это спектрометр KEVEX в диапазоне МРИ. С его помощью можно измерять спектры МРИ только по центральной хорде плазменного шнура. Он обладает скоростью счета $K \sim 10^4$ квантов в секунду, что в 15 раз меньше, чем скорость счета сканирующего спектрометра, и требует значительно большего числа импульсов установки для набора статистически достоверного спектра, однако его спектральное разрешение значительно лучше. Полная ширина на полувысоте спектрометра KEVEX, измеренная с помощью источника ^{55}Fe, составляет 200 эВ.

Профили электронной плотности измерялись с помощью интерферометра Майкельсона на основе HCN-лазера (337 мкм). В вакуумной камере размещено семь зеркал, любое из которых может быть включено в оптическую схему интерферометра поворотом внешнего зеркала. Таким образом, осуществляется сканирование по семи хордам.

3. АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Все имеющиеся профили электронной температуры, измеренные в различных условиях, были разбиты на две группы в соответствии с особенностями их формы. В первой группе были собраны острые или монотонно спадающие от центра к краю профили (рис. 1, кривая *2*), а плоские в центральной части плазменного шнура (рис. 2, кривые *1* и *2*) и плоские с небольшим провалом в центральной части плазменного шнура профили составили вторую группу. Профили электронной температуры измерялись на квазистационарной стадии разряда в режиме центрального ЭЦР-нагрева. При этом фиксировались основные параметры разряда: средняя по центральной хорде плотность плазмы $\langle n_e \rangle$ и мощность импульса СВЧ-нагрева P_{ECRH}. На рис. 3 представлена имеющаяся база данных. По осям показаны параметры разрядов: мощность СВЧ-нагрева P_{ECRH} и средняя по хорде плотность плазмы $\langle n_e \rangle$. Форма профилей электронной температуры в разрядах с соответствующими параметрами показана с помощью различных значков: острые профили – треугольники, а плоские и провальные профили – кружки. Видно, что острые профили лежат в основном выше и левее линии, которая представляет собой некоторый критический уровень приведенной мощности нагрева $(P_{ECRH}/n_e)_{cr} = 120$ кВт/10^{19} м$^{-3}$. В режимах с уровнем приведенной мощности меньше $(P_{ECRH}/n_e)_{cr}$ наблюдаются в основном острые профили температуры.

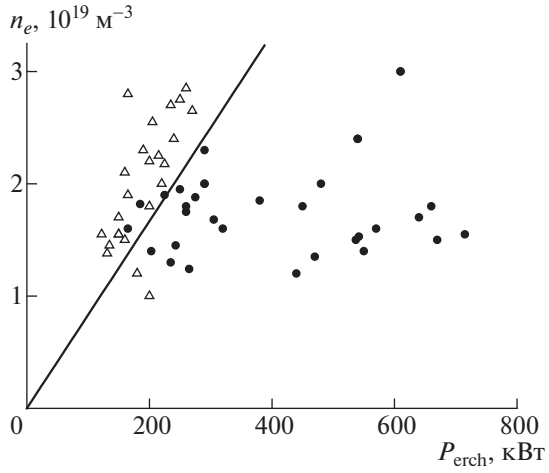

Рис. 3. База данных профилей температуры. По осям мощность СВЧ-нагрева и средняя по хорде плотность плазмы. Форма профилей электронной температуры показана с помощью различных значков: острые профили – треугольники, плоские и провальные профили – кружки.

Острые профили электронной температуры можно характеризовать величиной пикированности профиля, которую обычно определяют как $k = T_e(0)/T_e(0.5 \times r/a_p)$. Однако мы будем пользоваться выражением $k = T_e(0)/T_e(0.4 \times r/a_p)$, так как имеющаяся многохордовая диагностика МРИ позволяет измерять профили электронной температуры только в диапазоне безразмерных радиу-

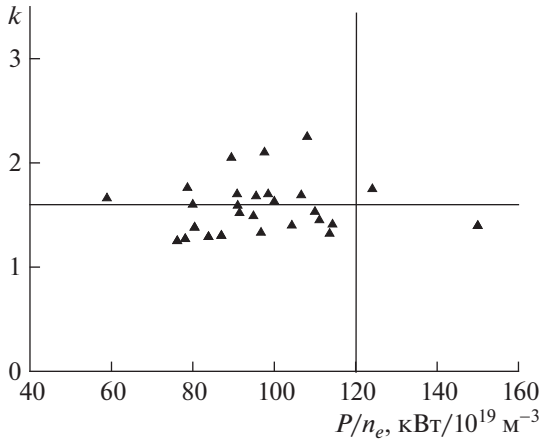

Рис. 4. Зависимость пикрованности профиля от приведенной мощности нагрева для острых профилей электронной температуры. Горизонтальная прямая – среднее значение пикированности по всем импульсам. Вертикальная прямая – критическое значение приведенной мощности выше которого, как правило, не наблюдаются острые профили электронной температуры

сов $-0.41 < r/a_p < 0.44$. Такое определение пикированности профиля позволит нам избежать неточности, связанной с тем, что нами не измерено значение температуры в точке на половине радиуса. Величина пикированности профиля количественно оценивает, насколько профиль является острым.

На рис. 4 приведена зависимость пикированности профилей температуры от величины приведенной мощности нагрева для выборки из острых профилей. Горизонтальная прямая – это среднее значение пикированности по всем импульсам выборки $\langle k \rangle = 1.6$, а вертикальная прямая – критическое значение приведенной мощности $(P_{ECRH}/n_e)_{cr} = 120$ кВт/10^{19} м$^{-3}$, выше которого, как правило, не наблюдаются острые профили электронной температуры. Удивительным является тот факт, что пикированность профиля не зависит от приведенной мощности нагрева, в то время как сам факт возникновения острых или плоских профилей зависит именно от приведенной мощности, причем эта зависимость носит пороговый характер: плоские профили возникают при приведенной мощности нагрева, превышающей некоторое пороговое значение $(P_{ECRH}/n_e)_{cr}$.

Представленная на рис. 4 зависимость дает основание предположить, что существуют два диапазона значений приведенной мощности нагрева, где механизмы поглощения СВЧ-излучения различны. При удельных мощностях нагрева, меньших порогового значения $(P_{ECRH}/n_e)_{cr}$, измеряемые профили температуры являются неизменно острыми. Это согласуется с результатами теоретических расчетов [3], в которых при всех плотностях плазмы, вплоть до плотности $n_e = 3.0 \times 10^{19}$ м$^{-3}$, при которой становится существенной рефракция СВЧ-излучения, профили поглощаемой мощности всегда являются острыми (рис. 1). В линейной теории поглощения необыкновенной волны, использованной в [3], нельзя получить профили поглощенной мощности (а значит, и профили температуры) другой формы. В то же время эксперименты показывают, что при удельных мощностях нагрева, превышающих пороговое значение, по-видимому, возникает другой механизм поглощения СВЧ-волны, в результате действия которого профиль поглощенной мощности перестает быть пикированным, что, в свою очередь, приводит к профилям электронной температуры, плоским в центральной части плазменного шнура.

Параметром, изменение которого может служить причиной изменения механизма поглощения СВЧ-излучения в плазме, является форма профиля плотности. Она зависит от приведенной мощности нагрева и скачкообразно меняется, когда приведенная мощность нагрева, увеличиваясь, переходит через некоторое пороговое значение.

4. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ НА ПОГЛОЩЕНИЕ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ В УСЛОВИЯХ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЦР-НАГРЕВА

На стеллараторе Л-2М имеется база данных по профилям плотности, измеренным в режиме центрального ЭЦР-нагрева. Эта база данных позволяет проследить за изменением формы профиля плотности при увеличении мощности нагрева. В условиях стандартной для стелларатора Л-2М средней плотности $n_e = (1.5–2.5) \times 10^{19}$ м$^{-3}$ и небольшой мощности нагрева $P_{ECRH} = (100–250)$ кВт, наблюдаются профили плотности, монотонно спадающие от центра к периферии плазменного шнура. Такие профили хорошо описываются параболой: $n_e(r) = n_{e0} \times [1 - (r/a_p)^{\alpha}]$, где n_{e0} – центральная плотность, a_p – средний радиус граничной магнитной поверхности, α – показатель параболы. По мере того как мощность ЭЦР-нагрева приближается к 250 кВт (что соответствует приведенной мощности нагрева 120 кВт/10^{19} м$^{-3}$), происходит постепенное уплощение профилей в центральной части плазменного шнура и увеличение градиентов плотности на краю, что соответствует росту показателя степени параболы α до 10–16 [8]. При мощностях нагрева свыше 250 кВт профили плотности становятся провальными, то есть плотность плазмы в центральной части плаз-

менного шнура становится меньше, чем плотность плазмы на периферии (рис. 5, кривая *1*). Причем, величина провала на профиле плотности возрастает при дальнейшем увеличении мощности ЭЦР-нагрева. Это явление – повышенный перенос электронов из области поглощения СВЧ-излучения на периферию при ЭЦР-нагреве плазмы, получившее название “density pump-out effect”,– наблюдается на многих тороидальных магнитных ловушках (как на токамаках [9, 10], так и на стеллараторах [11, 12]). Оно подробно изучалось, например, на стеллараторе LHD [13], однако в работе не сделано никаких заключений о природе этого явления. На стеллараторе Л-2М, при центральном ЭЦР-нагреве, эффект “провальности” профиля плотности в центре плазменного шнура выражен особенно ярко. Это связано с рекордно высокими для тороидальных магнитных ловушек удельными мощностями ЭЦР-нагрева: $P_{ECRH}/V = 4$ МВт/м^3, где V – объем плазмы в установке [14]. Примечательно, что формирование плоских профилей электронной температуры коррелирует с возникновением провальных профилей плотности при ЭЦР-нагреве плазмы. То есть, в тех режимах, в которых формируется монотонно-спадающий к периферии плазмы профиль плотности, наблюдаются острые профили $T_e(r)$, а в режимах с провальным профилем плотности – плоские или слегка провальные профили $T_e(r)$, как это показано на рис. 5 (кривые *1* и *2*). Таким образом, в условиях, когда приведенная мощность нагрева меньше 120 кВт/10^{19} м$^{-3}$, в плазме формируются профили плотности, монотонно спадающие от центра к краю, и, по-видимому, реализуется механизм циклотронного поглощения необыкновенной волны на второй гармонике электронной циклотронной частоты, который формирует центральный профиль поглощаемой мощности и острый профиль электронной температуры. А в условиях, когда приведенная мощность нагрева больше 120 кВт/10^{19} м$^{-3}$, возникают профили плотности с провалом в центре плазменного шнура и создается возможность для реализации другого механизма поглощения СВЧ-волн. Этот механизм отличается от механизма поглощения необыкновенной волны на второй гармонике электронного циклотронного резонанса, рассмотренного в работе [3].

В работах [15, 16] рассмотрены нелинейные процессы распада необыкновенной волны в плазме. Показано, что если распределение плотности по радиусу в плазме немонотонно, и в ней существуют области с обратным градиентом (плотность возрастает от центра к периферии), то в этих областях может происходить распад Х-волны на две бернштейновские волны: локализованную электронную (ЭБ) и ионную (ИБ). Причем

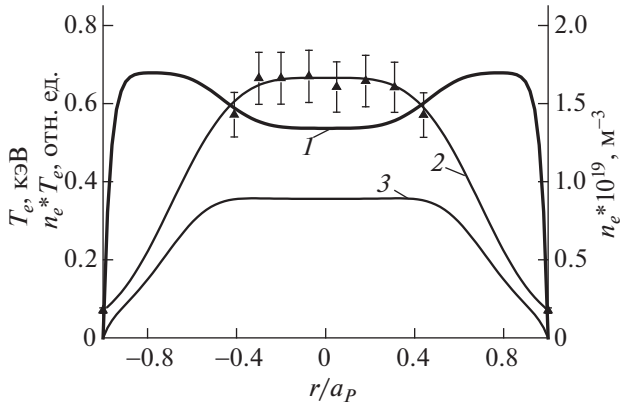

Рис. 5. Профили плотности (кривая *1*) и электронной температуры (кривая *2*) в условиях $P_{ECRH} = 300$ кВт и $n_e = 1.75 \times 10^{19}$ м$^{-3}$ ($P_{ECRH}/n_e > 120$ кВт/10^{19} м$^{-3}$). Профиль давления электронной компоненты плазмы (кривая *3*) приведен в относительных единицах.

для реализации этого процесса требуются небольшие мощности СВЧ-волны, обычно имеющиеся в экспериментах по ЭЦР-нагреву. Авторы работ [15, 16] провели предварительный расчет, показавший, что в плазме стелларатора Л-2М в условиях ЭЦР-нагрева при наличии провальных в центре профилей плотности такой распадный процесс может возникнуть. Затем следует каскад распадных процессов, число которых конечно: первичная ЭБ-волна распадается на вторичную локализованную ЭБ-волну и ИБ-волну. Вторичная локализованная ЭБ-волна распадается на третичную локализованную ЭБ-волну и ИБ-волну и так далее. Такое рассмотрение распадных процессов показывает, что возможно превращение Х-волны в электронную бернштейновскую, которая может поглотиться на поверхности циклотронного резонанса уже не в центре плазменного шнура, а в области обратного градиента плотности, там, где эта волна оказывается локализована. Возможно, именно такой механизм поглощения реализуется в экспериментах по центральному ЭЦР-нагреву на стеллараторе Л-2М в условиях большой мощности нагрева и провального в центре профиля плотности, что согласуется с экспериментально измеренными профилями и электронной температуры и плотности, приведенными на рис. 5.

Как упоминалось ранее, на стеллараторе Л-2М в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы с большой удельной мощностью наблюдается еще одно явление, не получившее пока своего объяснения: формирование двухтемпературных спектров мягкого рентеновского излучения [17]. Возможно, что механизм этого явления также связан с нали-

чием в плазме процессов распада необыкновенной волны на электронную и ионную бернштейновские волны с последующим циклотронным поглощением электронной бернштейновской волны в области с обратным градиентом плотности. Однако рассмотрение этого вопроса выходит за рамки данной статьи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ формы профилей электронной температуры, измеряемых на стеллараторе Л-2М в режиме центрального ЭЦР-нагрева при различных плотностях плазмы и мощностях нагрева. Установлено, что при малых приведенных мощностях нагрева (до 120 кВт/10^{19} м$^{-3}$) профили температуры являются пикированными, и их ширина согласуется с результатами расчетов, предполагающих электронный циклотронный механизм поглощения необыкновенной волны на второй гармонике ЭЦ-резонанса. При приведенных мощностях нагрева свыше 120 кВт/10^{19} м$^{-3}$ форма профилей электронной температуры меняется. Профили становятся плоскими в центральной части плазменного шнура, и их ширина на полувысоте возрастает. Выявлена корреляция между возникновением плоских профилей температуры и провальных профилей электронной плотности, возникающими в результате “pump-out” эффекта. Сделан вывод, что появление в плазме провальных профилей плотности приводит к смене механизма поглощения СВЧ-излучения. В плазме появляются области с обратным градиентом плотности. В них, предположительно, начинают происходить каскадные процессы распада необыкновенной волны, сопровождающиеся появлением электронных бернштейновских волн. Основным механизмом поглощения становится циклотронное поглощение электронных бернштейновских волн, которое происходит уже не в центре плазмы, а примерно на половине радиуса плазменного шнура (в области существования обратного градиента плотности, где локализованы электронные бернштейновские волны). Это, в свою очередь, приводит к появлению широких и плоских (в центральной части) профилей электронной температуры.

Авторы выражают благодарность А.А. Летунову, Е.В. Вороновой и В.П. Логвиненко за предоставленные данные по профилям плотности плазмы в различных режимах работы стелларатора Л-2М.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-0200609).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребенщиков С.Е., Иванников И.А., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Тай Е.М.* // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 79.

2. *Meshcheryakov A.I., Batanov G.M., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyan K.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 907. 012016. https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012016

3. *Сахаров А.С., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 584.

4. *Акулина Д.К., Андрюхина Э.Д., Бережецкий М.С., Гребенщиков С.Е., Воронов Г.С., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1022.

5. *Мещеряков А.И.,* Акулина *Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенщиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Рябенко Г.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федянин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Шарапов В.М.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496.

6. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю.* // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 42.

7. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // ПТЭ. 2018. № 6. С. 84. [A.I. Meshcheryakov, I.Yu. Vafin and I.A. Grishina, Instrum. Exp. Tech. **61**, 842 (2018)] https://doi.org/). https://doi.org/10.1134/S0020441218050196

8. *Летунов А.А., Воронова Е.В., Гребенщиков С.Е., Логвиненко В.П.* // Тезисы докладов 18 конф. по диагностике высокотемпературной плазмы (ДВП-18), Красная Пахра, 2019. С. 203. http://dvp.iterrf.ru/images/downloads/sbornik_tez_i_doc.pdf.

9. *TFR Group* // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 1011.

10. *Erckmann V., Gasparino U.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.

11. *Stroth U., Geist T., Koponen J.P.T., Hartfuß H.-J., Zeiler P. and ECRH and W7-AS team* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 928. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.928

12. *Renner H., Anabitarte E., Ascasibar E., Besshou S., Brakel R., Burhenn R., Cattanei G., Dodhy A., Dorst D., Elsner A., Engelhardt K., Erckmann V., Evans D., Gas-*

parino U., Grieger G. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1989. V. 31. P. 1579.

13. *Makino R., Kubo S., Ido T., Tanaka K., Shimozuma T., Yoshimura Y., Nishiura M., Igami H., Takahashi H., Shimizu A., Ogasawara S.* // Plasma Fusion Res. 2013. V. 8. 2402115. https://doi.org/10.1585/pfr.8.2402115

14. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 1. С. 17. [A.I. Meshcheryakov, I.Yu. Vafin and I.A. Grishina, Bull. Lebedev Phys. Inst. **47**, 10 (2020)]. https://doi.org/10.3103/S1068335620010042

15. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 082503.

16. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 104003.

17. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 497.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 29–39

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.08

ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКИЙ КОД DOUBLE-MC: МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ АТОМОВ, ВЫХОДЯЩИХ ИЗ ПЛАЗМЫ

© 2021 г. М. И. Миронов[a], *, Ф. В. Чернышев[a], **, В. И. Афанасьев[a], *, А. Д. Мельник[a], ****, А. С. Наволоцкий[a], *****, В. Г. Несеневич[a], ******, М. П. Петров[a], С. Я. Петров[a]**

[a] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*

**e-mail: maxim@npd.ioffe.ru*

***e-mail: fvc@npd.ioffe.ru*

****e-mail: val@npd.ioffe.ru*

*****e-mail: amelnik@npd.ioffe.ru*

******e-mail: anavolotsky@mail.ioffe.ru*

*******e-mail: vnesenevich@npd.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 03.05.2020 г.
После доработки 15.07.2020 г.
Принята к публикации 17.07.2020 г.

Представлен плазмофизический код, позволяющий производить моделирование энергетических распределений атомов, выходящих из плазмы тороидальных установок. Код включает в себя расчет пространственного распределения в плазме нейтрализационной мишени, состоящей из атомов и водородоподобных ионов примесей. Расчет нейтрализационной мишени производится двумя способами: по методу Монте-Карло и с помощью решения уравнений ионизационного баланса в корональном приближении. Код предназначен для интерпретации данных корпускулярной диагностики, в частности, для коррекции величины ионной температуры, определяемой с помощью атомных анализаторов. Код также используется для оценочных расчетов потоков атомов из плазмы на стенку, ожидаемых на проектируемых установках.

Ключевые слова: моделирование, потоки атомов, корпускулярная диагностика, токамак, нейтрализационная мишень, ионная температура

DOI: 10.31857/S0367292121010108

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование потоков атомов, испускаемых высокотемпературной плазмой, можно использовать в качестве инструмента, помогающего интерпретировать данные корпускулярной диагностики (КД) плазмы.

Метод КД [1, 2] основан на регистрации и анализе потоков атомов, выходящих из плазмы, что осуществляется при помощи специальных энерго-масс-спектрометров – так называемых анализаторов атомов [3–7]. Потоки атомов могут возникать в результате нейтрализации плазменных ионов при их взаимодействии с частицами основной плазмы (пассивная диагностика), а также с атомами пучков, инжектируемых в плазму (активная диагностика) [8, 9]. Нейтрализация ионов происходит благодаря процессам перезарядки и рекомбинации, которые протекают практически без изменения энергии частиц. Это обстоятельство позволяет, производя анализ покинувших плазму атомов, получать информацию о функции распределения ионов по энергии, а также определять величину таких важных параметров, как ионная температура и компонентный состав плазмы. Между тем на практике не всегда удается установить прямую связь между энергетическими распределениями атомов, выходящих из плазмы, и соответствующими распределениями плазменных ионов. В случае пассивной диагностики это связано прежде всего с тем, что измерения производятся вдоль линии наблюдения, пересекающей различные области плазмы с сильно отличающимися параметрами. В результате, в итоговое энергетическое распределение атомов, регистрируемых анализаторами, вносит вклад множество локальных распределений ионов, не соответствующее какому-либо конкретному месту в плазме. Тем не менее существует подход, позволяющий использовать эти измерения для получения информации о ионах, находящихся в центральной области плазмы. Для этого при анализе энергети-

ческих распределений атомов следует исключить из рассмотрения низкие энергии, относящиеся преимущественно к периферийной плазме [2]. Несмотря на то, что этот подход часто используется на практике для оценки центральной ионной температуры, следует помнить, что он применим только для плазмы невысокой концентрации и установок небольшого размера. Это ограничение связано с эффектом экранировки центра плазмы, который заключается в сильном ослаблении потоков атомов в результате их прохождения через периферийные области. Считается, что применение активной диагностики может упростить задачу нахождения локальных функций распределения. Между тем это справедливо только в случае достаточно интенсивной инжекции, когда преобладающим источником атомов является нейтрализация ионов при взаимодействии с пучком, и пассивной составляющей потока атомов по сравнению с активной можно пренебречь. Это позволяет считать, что энергетическое распределение атомов соответствует распределению ионов в месте пересечения линии наблюдения анализатора и траектории пучка. В то же время, если пассивная составляющая потока атомов сопоставима с активной, то такого допущения сделать нельзя. В этом случае создаются дополнительные трудности для интерпретации данных, и связать энергетическое распределение атомов с определенным местом в плазме может оказаться проблематичным.

Для установления связи между энергетическими распределениями ионов и атомов в случаях, когда не работают отмеченные выше упрощающие допущения, может быть использовано компьютерное моделирование. Оно может быть выполнено как с помощью уже имеющихся, так и с помощью специально созданных для этой цели компьютерных кодов. Как правило, существующие коды, которые можно использовать для подобных расчетов, представляют собой сложные математические программы, моделирующие различные процессы, протекающие в высокотемпературной плазме. Чаще всего расчет потоков атомов, выходящих из плазмы, осуществляется в так называемых транспортных кодах [10]. При этом, как правило, подобный расчет является лишь вспомогательной частью этих кодов, нацеленных на решение более общих задач баланса и переноса частиц и энергии в плазме. К сожалению, в большинстве случаев эти математические коды способны производить только общую оценку количества частиц и энергии, уносимых из плазмы потоками атомов. В их задачу не входит моделирование энергетических распределений атомов, испускаемых плазмой в определенном направлении, что можно было бы использовать для интерпретации данных КД. Однако в транспортных кодах заложена возможность расчета такого важного параметра, необходимого для моделирования потоков атомов, как пространственное распределение в плазме концентрации остаточных атомов (нейтралов). Важность информации о плазменных нейтралах для КД обусловлена тем, что в случае пассивной диагностики потоки атомов, выходящие из плазмы, возникают главным образом в результате реакции перезарядки ионов плазмы на этих нейтралах. Экспериментальное определение профиля нейтралов очень затруднительно, а его расчет является достаточно сложной задачей, требующей моделирования проникновения пристеночных атомов в центр плазмы. Это обстоятельство объясняет применение транспортных кодов для подобных расчетов, результаты которых используются для последующего моделирования потоков, регистрируемых анализаторами атомов [11]. Расчет пространственного распределения нейтралов может быть выполнен различными методами. Наиболее известным является метод последовательных приближений, основанный на решении кинетического уравнения для нейтралов и учитывающий поправки, связанные с многократной эстафетной перезарядкой пристеночных атомов [12, 13]. Также в последнее время в связи с развитием компьютерной техники широкое распространение получили алгоритмы, основанные на методе Монте-Карло. Эти алгоритмы позволяют производить расчет проникновения нейтралов без привлечения сложного математического аппарата и учета поправок, связанных с многократной перезарядкой, а также позволяют легко включать в рассмотрение большое количество процессов взаимодействия между частицами.

Необходимо отметить, что существующие транспортные коды, которые можно применять для расчета концентрации нейтралов при интерпретации данных КД, являются очень громоздкими и не предоставляют всей необходимой информации. В то же время относительно небольшой самодостаточный код DOUBLE-MC, которому посвящена настоящая статья, является чрезвычайно востребованным и успешно используется в экспериментах на многих плазменных установках [14–20]. Данный код, моделирующий потоки атомов, испускаемые плазмой тороидальных установок, был создан в ФТИ им. А.Ф. Иоффе специально для интерпретации результатов измерений КД. Он является модифицированной версией кода DOUBLE [21], разработанного ранее в ФТИ. Новизна кода DOUBLE-MC по сравнению с его предыдущей версией заключается в том, что в нем используется трехмерная постановка задачи, что позволяет более точно моделировать геометрию эксперимента, а также в использовании метода Монте-Карло, что позволило включить в рассмотрение большее число процессов атомных взаимодействий. Код DOUBLE-MC также с

успехом применяется на стадии разработки комплексов КД как для имеющихся плазменных установок, не обладающих подобным диагностическим оборудованием, так и для проектируемых установок, в том числе для токамака-реактора ИТЭР [22].

Изложение материала статьи организовано следующим образом. Разд. 2 посвящен физическим основам, заложенным в код DOUBLE-MC. В этом разделе проанализированы основные элементарные процессы, приводящие к возникновению потоков атомов и к их ослаблению при выходе из плазмы. Даны библиографические ссылки на данные по сечениям процессов атомных столкновений, учитываемых в коде. В разд. 3 приведена структура кода и изложен алгоритм моделирования. Продемонстрировано практическое применение кода для ряда плазменных установок. Произведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными с помощью КД. В разд. 4 представлены выводы и приведен перечень плазменных установок, на которых код прошел апробацию.

2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ, УЧИТЫВАЮЩИЕСЯ В КОДЕ DOUBLE-MC

Для расчета потока атомов, покидающих плазму, в коде DOUBLE-MC используется следующее выражение, представляющее собой интеграл вдоль линии наблюдения:

$$\Gamma_0(E) = \frac{1}{4\pi}\int_L n_i(x)\sum_j\left[n_j^0(x)\left\langle\sigma_j^0 v\right\rangle_{v_j}\right]\times \\ \times f_i(E,x)\mu(E,x)dx. \qquad (1)$$

Здесь E – энергия частиц (выходящих из плазмы атомов и соответствующих им ионов плазмы); $n_i(x)$ – концентрация ионов основной плазмы; $n_j^0(x)$ – концентрация доноров j, дающих вклад в процесс нейтрализации; $\left\langle\sigma_j^0 v\right\rangle_{v_j}$ – скоростной коэффициент соответствующей реакции, усредненный по распределению относительной скорости ионов и доноров; $f_i(E, x)$ – функция распределения ионов по энергии; $\mu(E, x)$ – фактор ослабления потока атомов в результате процессов, приводящих к повторному превращению атомов в ионы; x – координата вдоль линии наблюдения. Донорами могут быть как частицы основной плазмы, так и частицы пучка в случае нейтральной инжекции. Под частицами пучка подразумеваются как атомы самого пучка, так и гало пучка, то есть вторичные атомы и водородоподобные ионы, образующиеся в результате взаимодействия атомов пучка с основной плазмой. Суммирование производится по основным процессам, приводящим к нейтрализации ионов плазмы. Интеграл берется по хорде L, являющейся пересечением линии наблюдения и объема, занимаемого плазмой. Функция распределения ионов по энергии $f_i(E)$ имеет изотропный характер и в самом простом случае представляет из себя максвелловское распределение. Также имеется возможность задавать более сложную форму энергетического распределения ионов, обладающих анизотропией.

Выражение для фактора ослабления потока атомов имеет вид

$$\mu(E,x) = \exp\left\{-\int_L\sum_k\left[n_k^i(l)\frac{\left\langle\sigma_k^i v\right\rangle_{v_k}}{v}\right]dl\right\}, \qquad (2)$$

где $n_k^i(l)$ – концентрация соответствующего компонента плазмы, дающего вклад в процесс k, приводящий к потере атома; $\left\langle\sigma_k^i v\right\rangle_{v_k}$ – скоростной коэффициент, усредненный по распределению относительной скорости испускаемых атомов и компонента плазмы k; v – скорость частиц (выходящих из плазмы атомов и соответствующих им ионов плазмы); l – координата вдоль линии наблюдения. Суммирование производится по основным процессам, которые вносят вклад в ослабление потока выходящих атомов. Интеграл берется по участку хорды L от координаты x, соответствующей месту образования атомов в плазме, до координаты на ее границе, соответствующей месту выхода атомов из плазмы.

В коде DOUBLE-MC реализована возможность моделирования потоков, испускаемых неоднородной по своему составу плазмой, содержащей одновременно три сорта основных и два сорта примесных ионов. Основными ионами могут быть водород и его изотопы (дейтерий и тритий), а также гелий и его изотоп гелий-3. Примесными ионами в коде DOUBLE-MC считаются углерод и бериллий, которые часто используются для внутренней облицовки стенок вакуумной камеры, и на которых могут эффективно перезаряжаться быстрые ионы плазмы благодаря относительно невысокому кулоновскому барьеру. Код также позволяет рассчитывать активную составляющую потока атомов, возникающую при нейтральной инжекции. Нейтральный пучок может содержать три энергетических компонента. В качестве инжектируемых атомов могут выступать водород, гелий и их изотопы.

Перечень атомных взаимодействий, учитываемых в коде DOUBLE-MC на различных стадиях расчета, приведен в табл. 1. В первом столбце таблицы находится полный список процессов, распределенных по группам согласно типу взаимодействия. Во втором столбце приведены ссылки на соответствующие библиографические источники с указанием раздела или номера страницы.

Таблица 1. Перечень атомных взаимодействий, учитываемых в коде DOUBLE-MC при расчете: А – пространственного распределения водородных и гелиевых нейтралов; Б – образования гало пучка; В – ионизационного баланса водородоподобных ионов примесей; Г – нейтрализации ионов плазмы; Д – ослабления выходящего потока атомов и пучков атомов, инжектируемых в плазму

Тип взаимодействия/Формула, описывающая процесс	[Источник], Раздел/страница	Стадия расчета, на которой используется				
		А	Б	В	Г	Д
Перезарядка						
$H^+ + H^0 \rightarrow H^0 + H^+$	[23], A-22	•	•		•	•
$He^{2+} + H^0 \rightarrow He^+ + H^+$	[23], A-88		•			•
$H^+ + He^+ \rightarrow H^0 + He^{2+}$	[23], A-54				•	
$He^{2+} + He^+ \rightarrow He^+ + He^{+2}$	[23], A-84		•			
$He^{2+} + He^0 \rightarrow He^0 + He^{2+}$	[23], A-104	•	•		•	•
$H^+ + He^0 \rightarrow H^0 + He^+$	[23], A-32		•		•	•
$He^+ + H^0 \rightarrow He^0 + H^+$	[23], A-62			•		
$H^+ + Be^{3+} \rightarrow H^0 + Be^{4+}$	[24], 2801				•	
$H^+ + C^{5+} \rightarrow H^0 + C^{6+}$	[25], 2905				•	
$C^{6+} + H^0 \rightarrow C^{5+} + H^+$	[26], 1-42		•			•
Рекомбинация						
$H^+ + e^- \rightarrow H^0 + \gamma$	[27], 470	•			•	
$He^{2+} + e^- \rightarrow He^+ + \gamma$	[27], 470			•		
$Be^{4+} + e^- \rightarrow Be^{3+} + \gamma$	[27], 470			•		
$C^{6+} + e^- \rightarrow C^{5+} + \gamma$	[27], 470			•		
Ионизация						
$e^- + H^0 \rightarrow H^+ + 2e^-$	[28], (1.2.1.)	•	•			•
$H^+ + H^0 \rightarrow H^+ + H^+ + e^-$	[23], D-6	•	•			•
$He^{2+} + H^0 \rightarrow He^{2+} + H^+ + e^-$	[23], D-96		•			•
$C^{6+} + H^0 \rightarrow C^{6+} + H^+ + e^-$	[26], (2-28)	•	•			•
$e^- + He^0 \rightarrow He^+ + 2e^-$	[29], 5	•	•			•
$e^- + He^+ \rightarrow He^{2+} + 2e^-$	[30], 2377		•	•		
$e^- + Be^{3+} \rightarrow Be^{4+} + 2e^-$	[30], 2377			•		
$e^- + C^{5+} \rightarrow C^{6+} + 2e^-$	[30], 2377		•	•		
$H^+ + He^+ \rightarrow H^+ + He^{2+} + e^-$	[23], D-50			•		
$H^+ + He^0 \rightarrow H^+ + He^+ + e^-$	[23], D-24	•				•
$He^{2+} + He^0 \rightarrow He^{2+} + He^+ + e^-$	[23], D-114	•				•

В последних пяти столбцах отмечены стадии расчета, на которых принимались во внимание представленные процессы.

В качестве примечания к таблице отметим, что в коде не рассматриваются атомные процессы с участием возбужденных состояний частиц, так как их учет при расчете величины потока атомов для типичных плазменных параметров приводит к несущественным поправкам, Эти поправки, как правило, находятся на уровне не выше 20–30%, что сопоставимо с неопределенностями сечений основных атомных процессов, участвующих в формировании потока нейтральных частиц. Также на данный момент не рассчитывается образование гало пучков атомов, состоящее из водородоподобных ионов бериллия Be^{3+}.

3. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ КОДА

Блок-схема кода DOUBLE-MC представлена на рис. 1. Код содержит несколько последовательно исполняемых этапов. На первом этапе

происходит чтение начальных параметров с их последующей верификацией, которая заключается в проверке на квазинейтральность моделируемой плазмы. Далее следует подготовительный этап, во время которого создаются вспомогательные массивы данных, необходимые для расчета магнитных полей. На следующем этапе рассчитывается нейтрализационная мишень, т.е. концентрация доноров, дающих вклад в процесс нейтрализации при формировании выходящего из плазмы потока атомов. Вначале производится моделирование проникновения нейтральных частиц с границы плазмы и образование пассивной мишени. Затем осуществляется вычисление активной мишени, которое включают в себя моделирование проникновения нейтрального пучка и образования локальных нейтрального и ионного гало. Далее рассчитывается мишень, образующаяся в результате рекомбинационных процессов. На следующем этапе работы кода происходит расчет энергетического распределения выходящих атомов. На этом этапе также выполняется вычисление вспомогательных параметров. На заключительном этапе производится сохранение результатов расчета в выходных файлах. Остановимся более подробно на основных моментах работы кода на перечисленных выше этапах.

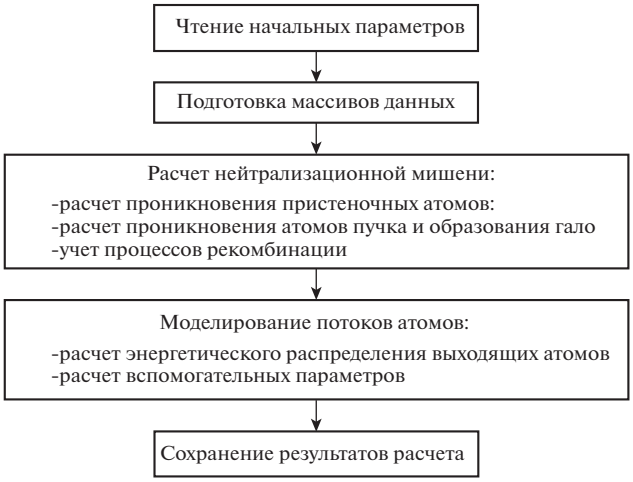

Рис. 1. Блок-схема кода DOUBLE-MC.

3.1. Чтение начальных параметров

На первом этапе происходит ввод параметров плазмы, ввод параметров нейтральной инжекции, определяется вид функции распределения ионов по энергии, задается направление линии наблюдения.

К параметрам плазмы относятся: геометрические размеры плазмы (большой и малый радиус, вертикальная вытянутость), компонентный состав плазмы (включая примеси), граничные условия для расчета проникновения нейтралов, радиальные профили концентрации и температуры компонентов плазмы. Профили могут быть введены двумя способами: в виде таблицы и в аналитической форме. При табличном вводе профилей они задаются как зависимости от потока полоидального магнитного поля или от малого радиуса плазмы. В последнем случае под малым радиусом понимается расстояние в средней плоскости от магнитной оси до внешней границы плазмы. При аналитическом вводе профили задаются в виде двойной степенной функции вида

$$Y(t) = (Y_0 - Y_1)\left(1 - t^{Q1}\right)^{Q2} + Y_1, \quad t = r/a, \qquad (3)$$

где t – значение приведенного малого радиуса r; Y_0, Y_1 – значение соответствующего параметра в центре и на границе плазмы; $Q1$, $Q2$ – степенные показатели; a – малый радиус плазмы. Допускается задавать профили с помощью комбинации двух таких функций, что может быть использовано для моделирования плазмы с транспортными барьерами. Также имеется возможность задавать тороидальное вращение плазмы.

Функция распределения ионов по энергии может быть задана несколькими способами. В простейшем случае считается, что ионы имеют изотропное максвелловское распределение

$$f_i(E) = f_T(E) = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi T_i)^3}}\sqrt{E}\exp\left(-\frac{E}{T_i}\right), \qquad (4)$$

с температурой T_i. Кроме того, существует возможность задавать надтепловую часть функции распределения ионов по энергии. Такая потребность возникает, например, при применении дополнительных методов нагрева плазмы или при образовании в плазме продуктов термоядерного синтеза. В этих случаях распределение ионов имеет комплексную форму, состоящую из тепловой максвелловской части и надтеплового “хвоста” частиц высоких энергий:

$$f_i(E) = f_T(E) + (n_S/n_i)f_S(E), \qquad (5)$$

где n_S – концентрация надтеплового компонента в плазме, $f_S(E)$ – надтепловой хвост. Надтепловой хвост, в отличие от тепловой части распределения, может быть неизотропным и иметь сложную форму. Предусмотрена возможность задания надтеплового хвоста в виде экспоненциально спадающей с ростом энергии функции, либо в виде зависимости другого произвольного вида.

3.2. Подготовка массивов данных

На этом этапе происходит создание массивов, содержащих градиенты магнитного потока, что может осуществляться двумя способами. Первым способом является формирование массивов на

основе карты распределения магнитного потока $\psi(R, Z)$, которая создается внешними программами расчета равновесия плазмы, например, такими как EFIT [31]. Другой вариант предусматривает использование упрощенной конфигурации полоидального поля, задаваемой в виде вложенных магнитных поверхностей, имеющих форму эллипса. В этом случае расчет траекторий заряженных частиц, о котором будет говориться ниже, не производится, а конфигурация полоидального поля используется исключительно для задания распределения плазменных параметров.

3.3. Расчет нейтрализационной мишени

Наиболее трудоемкой частью кода, занимающей основное время вычислений, является этап, связанный с расчетом многокомпонентной пространственно неоднородной нейтрализационной мишени. На этом этапе применяются два различных метода. Расчет той составляющей мишени, которая образуется в результате проникновения в плазму пристеночных атомов, а также атомов, поступающих в плазму в результате нейтральной инжекции, выполняется с помощью метода Монте-Карло [32]. Для расчета мишени, создаваемой в результате рекомбинационных процессов, используются соотношения, полученные из модели ионизационного баланса в корональном приближении [33]. Остановимся более подробно на особенностях расчета с использованием этих двух методов.

Метод Монте-Карло. Расчет проникновения атомов в плазму начинается с запуска пробных частиц с последующим отслеживанием их движения в плазме. Схема расчета одинакова как для атомов, проникающих с границы плазмы, так и для атомов, инжектируемых в плазму в виде пучков. С помощью метода Монте-Карло разыгрываются скорости пробной частицы и частиц плазмы, затем разыгрывается механизм их взаимодействия. После каждого взаимодействия происходит расчет траектории отслеживаемой частицы и разыгрываются параметры следующего взаимодействия. При этом принимается следующая модель плазмы и перемещения в ней атомов и ионов. Плазма считается тороидально-симметричной. Гофрировка магнитного поля, присущая установкам типа токамак, не учитывается, так как она не оказывает существенного влияния на полную концентрацию частиц мишени. При расчете используется цилиндрическая система координат (R, θ, Z), в которых координата R соответствует значению большого радиуса тороидальной плазменной установки, координата θ соответствует тороидальному углу, а координата Z направлена вдоль вертикальной оси установки.

Для нейтральных частиц уравнения движения сводятся к прямолинейному распространению с постоянной скоростью:

$$\dot{v}_R = Rv_\theta^2, \quad \dot{v}_\theta = -\frac{1}{R}2vRv_\theta, \quad \dot{v}_Z = 0, \tag{6}$$

где v_R, v_θ, v_Z – составляющие скорости частицы в системе координат (R, θ, Z), v – полная скорость частицы.

Движение заряженных частиц рассматривается в дрейфовом приближении [34], при котором вместо траекторий самих частиц вычисляются положения их ведущих центров, то есть центров ларморовского вращения. Использование дрейфового приближения оправдано малостью ларморовского радиуса тепловых ионов типичной плазмы, а его применение позволяет на несколько порядков сократить время, необходимое для расчета траекторий заряженных частиц. Вектор скорости ведущего центра в дрейфовом приближении без учета влияния электрического и гравитационного полей вычисляется следующим образом:

$$\mathbf{v}_g = v_\parallel \mathbf{b} + \frac{mv_\perp^2/2}{qB^2}(\mathbf{b}\times\nabla B) + \frac{mv_\parallel^2}{qB^2}(\mathbf{b}\times(\mathbf{b}\cdot\nabla)\mathbf{B}), \tag{7}$$

где $v_\parallel$, $v_\perp$ – составляющие скорости частицы вдоль и поперек направления магнитного поля; m, q – масса и заряд частицы; $\mathbf{b}$, $\mathbf{B}$, B – единичный и полный вектор магнитного поля, а также его абсолютное значение. Полоидальные компоненты магнитного поля определяются из карты распределения полоидального магнитного потока $\psi(R, Z)$, о способах задания которого говорилось выше,

$$B_R = -\frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial Z}, \quad B_z = \frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R}, \tag{8}$$

где B_R, B_z – радиальная, и вертикальная компоненты магнитного поля. Тороидальная составляющая поля считается спадающей обратно пропорционально величине большого радиуса:

$$B_\theta = \frac{B_0R_0}{R}, \tag{9}$$

где B_0, R_0 – значения тороидального магнитного поля и большого радиуса в центре камеры установки.

При расчете траекторий движения в программе не учитывается воздействие электрических полей. Это связано с тем, что время жизни пробных заряженных частиц до момента их трансформации в ионы с более высоким зарядом или атомы достаточно мало. За это время электрические поля не успевают заметно исказить траектории пробных частиц (за исключением небольшого числа частиц в относительно узкой области фазового пространства [35]).

При проведении расчета используется следующий подход. Для розыгрыша начальных координат, направления и скорости пробных частиц используется штатная процедура компилятора Intel Fortran для генерирования ряда псевдослучайных вещественных чисел в интервале от 0 до 1 с повторяемостью порядка 10^{18}. Подробности устройства алгоритма этого числового генератора изложены в [36, 37]. Этот генератор можно использовать непосредственно для задания равномерно распределенных величин. Однако данный генератор также можно использовать для розыгрыша произвольно распределенных величин с помощью так называемых преобразователей закона случайных чисел. В коде DOUBLE-MC для этих целей применяется метод обратных функций, аналогичный описанному в [38].

При расчете область пространства, занимаемая плазмой, разбивается на ячейки, образующие трехмерный массив. Ячейки имеют фиксированный размер по каждой из координат (R, θ, Z). Во время своего движения в плазме пробные частицы переходят из одной ячейки массива в другую. Для расчета траекторий движения частиц используется схема Рунге–Кутты второго порядка. Применение схем более высокого порядка неоправданно, так как для конкретной задачи не дает выигрыша в точности расчета, но значительно увеличивает время вычислений. На каждом шаге вдоль траектории движения частицы рассчитываются ее весовой коэффициент и вероятность ее преобразования. Весовой коэффициент представляет собой суммарную вероятность того, что частица достигнет рассматриваемой точки в пространстве без полной ионизации, и вычисляется по формуле, аналогичной соотношению (2) для ослабления выходящего потока атомов. Использование в расчетах весовых коэффициентов позволяет в большинстве случаев избежать вычислений для ионизовавшихся частиц, которые не вносят вклад в формирование мишени, а сосредоточиться на отслеживании нейтральных частиц. Под преобразованием подразумеваются в основном те атомные процессы, при которых первоначальная частица может стать полностью ионизованной и выбыть из рассмотрения, а вновь образованный атом или водородоподобный ион займет ее место. В результате произойдет изменение (преобразование) кинетических свойств пробной частицы. Примером такого процесса может служить перезарядка атома водорода на ионе водорода. Если во взаимодействие вступают частицы, отличающиеся атомным номером и массой, то при преобразовании также может произойти изменение типа пробной частицы. Примером такого процесса может служить перезарядка атома гелия на ионе водорода. Вероятность преобразования для каждого возможного процесса определяется как $p = n\langle\sigma v\rangle\Delta t$, где n – концентрация частиц мишени, на которых происходит преобразование, $\langle\sigma v\rangle$ – скорость реакции, усредненная по локальному энергетическому распределению частиц мишени, а Δt – время, которое тратится на прохождение пробной частицей одного шага вдоль траектории. После того как все вероятности преобразований определены, происходит розыгрыш преобразования пробной частицы. В результате она либо не претерпит изменения, либо будет преобразована в другую частицу. В любом случае, весовой коэффициент частицы будет постоянно уменьшаться и при достижении определенного минимального значения, которое является входным параметром кода, она будет выключена из рассмотрения, и в расчет будет запущена новая пробная частица.

Отдельного рассмотрения требует случай, когда в результате преобразования пробная частица не теряет все свои электроны. Тогда возникают две частицы, каждая из которых представляет интерес для расчета итоговой нейтрализационной мишени. Так как алгоритм может отслеживать только одну частицу, то из двух возможных частиц случайным образом выбирается одна, для которой будет продолжен расчет. Исключаемая из рассмотрения частица учитывается с помощью дополнительного коэффициента ветвления.

На каждом шаге вычислений вклад Δn в результирующую концентрацию мишени будет пропорционален времени Δt, проведенному частицей внутри ячейки, и может быть выражен как

$$\Delta n = \frac{K_{norm}}{NV} w w_b \Delta t. \qquad (10)$$

Здесь K_{norm} – нормировочный множитель, учитывающий начальную концентрацию пробных частиц, N – общее число пробных частиц, V – объем ячейки, w – весовой коэффициент частицы, w_b – коэффициент ветвления. Движение пробных частиц отслеживается вплоть до их потери на границе плазмы или достижения минимально допустимого значения весового коэффициента частицы. В результате запуска заданного количества частиц, число которых для плазмы больших установок может достигать 10^7, формируется трехмерный массив пространственного распределения нейтрализационной мишени.

В случае нейтральной инжекции моделирование проникновения в плазму пристеночных атомов дополняется моделированием, выполненным для атомов пучка, включающим в себя расчет образующегося при этом гало.

Модель ионизационного баланса. Расчет концентрации мишени, создаваемой в результате рекомбинационных процессов, выполняется с использованием модели ионизационного баланса, в

которой процессы рекомбинации в водородоподобные зарядовые состояния уравновешены обратными процессами ионизации. В случае плазмы, состоящей из двух водородных компонентов (водорода, дейтерия или трития) и одного гелиевого, концентрация частиц мишени определяется следующим образом:

$$n_1^0 = \frac{n_e n_1^i \langle \sigma v \rangle_{rec} \left(\left(n_1^i + n_2^i \right) \langle \sigma v \rangle_{cx}^{2\to 1} + \Sigma_{loss}^2 \right)}{n_1^i \langle \sigma v \rangle_{cx}^{2\to 1} \Sigma_{loss}^1 + n_2^i \langle \sigma v \rangle_{cx}^{1\to 2} \Sigma_{loss}^2 + \Sigma_{loss}^1 \Sigma_{loss}^2}, \quad (11)$$

$$n_2^0 = \frac{n_e n_2^i \langle \sigma v \rangle_{rec} \left(\left(n_1^i + n_2^i \right) \langle \sigma v \rangle_{cx}^{1\to 2} + \Sigma_{loss}^1 \right)}{n_1^i \langle \sigma v \rangle_{cx}^{2\to 1} \Sigma_{loss}^1 + n_2^i \langle \sigma v \rangle_{cx}^{1\to 2} \Sigma_{loss}^2 + \Sigma_{loss}^1 \Sigma_{loss}^2}, \quad (12)$$

$$n_{He^+} = n_{He^{2+}} \cdot \frac{\langle \sigma v \rangle_{rec} n_e + \langle \sigma v \rangle_{CX} \left(n_1^0 + n_2^0 \right)}{\Sigma_{loss}^{He^+}}, \quad (13)$$

где n_1^0, n_2^0, $n_{\mathrm{He}+}$ – концентрация атомов водородных компонентов и ионов He^+; n_e, n_1^i, n_2^i, $n_{\mathrm{He}2+}$ – концентрация электронов, ионов водородных компонентов и ионов He^{2+}; $\langle \sigma v \rangle_{rec}$, $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ – скоростные коэффициенты реакций рекомбинации и перезарядки, усредненные по относительной скорости взаимодействующих частиц (т.е. число соответствующих актов в единице объема за единицу времени); Σ_{loss} – скорость полных потерь в результате ионизации соответствующих частиц (т.е. число потерь в единицу времени). Индексами $1 \to 2$ и $2 \to 1$ обозначены процессы перезарядки, приводящие к превращению частиц первого водородного компонента во второй и обратно.

Расчет концентрации водородоподобных примесей осуществляется аналогичным образом. При этом считается, что полностью ионизованные примеси имеют радиальные профили, совпадающие с профилями электронов. Такой подход допустим, так как основной вклад в перезарядку на примесях вносят центральные области, где присутствуют быстрые частицы. А детальный расчет концентрации примесей с помощью специализированных программ [39] показывает, что заметное отличие в результатах расчета может наблюдаться ближе к периферии плазмы, в то время как для центральной зоны оба подхода дают схожие результаты.

На рис. 2 приведен пример результатов расчета нейтрализационной мишени, выполненного для проектируемого термоядерного реактора ИТЭР [33]. Показаны концентрации отдельных компонентов, составляющих общую мишень для нейтрализации ионов плазмы. При этом формирование водородных и гелиевого компонентов происходит за счет проникновения атомов с края плазмы и рекомбинации с электронами, а концентрация водородоподобных ионов примесей рассчитана в приближении корональной модели.

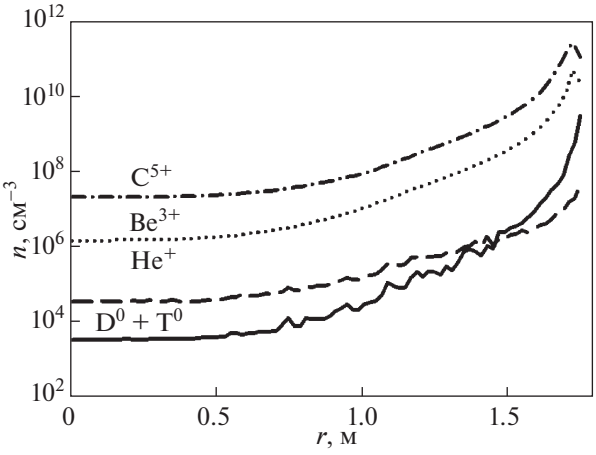

Рис. 2. Радиальное распределение концентрации компонентов мишени, на которых происходит нейтрализация ионов изотопов водорода в установке ИТЭР: водородоподобных ионов углерода C^{5+}, бериллия Be^{3+} и гелия He^+, а также нейтралов дейтерия и трития D^0+T^0.

Что касается объемной рекомбинации, вклад которой в нейтрализацию тепловых частиц может оказаться существенным для центральных областей плазмы, то обычно для плазмы ИТЭР он составляет около 20% [22].

3.4. Расчет энергетического распределения выходящих атомов и вычисление вспомогательных параметров

На следующем этапе моделирования происходит расчет энергетического распределения выходящих из плазмы атомов в соответствии с формулой (1).

Как говорилось выше, энергетические распределения, рассчитанные с помощью кода, можно использовать в целях интерпретации данных КД. Для этого необходимо произвести сравнение энергетических распределений, полученных в результате расчета, с распределениями, полученными в ходе эксперимента. Сравнение этих распределений позволяет сделать выводы о правильности задания некоторых параметров, которые вводятся в код на начальном этапе. Таким образом, возникает возможность оценить отклонение тех параметров, величина которых неизвестна из эксперимента, от их реальных значений. К таким параметрам можно отнести концентрацию нейтралов на границе плазмы, ионную температуру, скорость тороидального вращения плазмы, концентрацию надтеплового ионного компонента и др. После коррекции можно повторить расчет и, выполнив несколько раз подобную итерационную процедуру, определить значения этих пара-

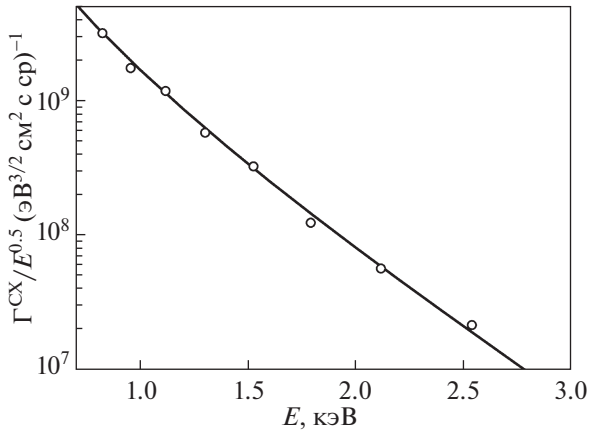

Рис. 3. Энергетическое распределение атомов дейтерия, выходящих из плазмы токамака COMPASS: кружки – экспериментальные данные, полученные с помощью КД; сплошная кривая – результат расчета, выполненного с помощью кода DOUBLE-MC в предположении о значении центральной ионной температуры 400 эВ.

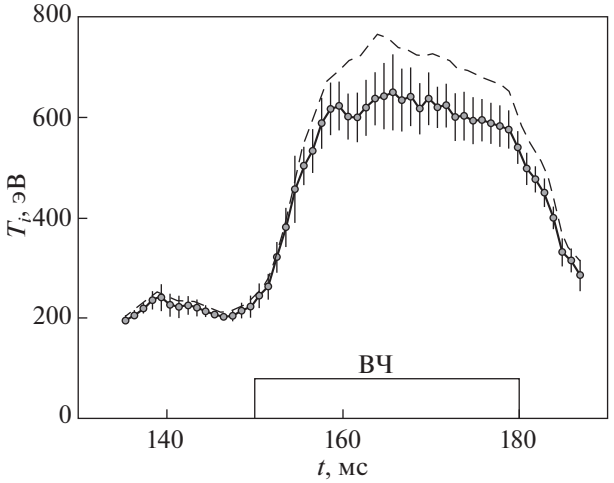

Рис. 4. Временная зависимость ионной температуры на токамаке Глобус-М во время нейтральной инжекции: кружки и сплошная кривая – температура, определенная по наклону экспериментального энергетического спектра; штриховая кривая – результат коррекции, выполненной с помощью кода DOUBLE-MC; ВЧ – период действия нейтральной инжекции.

метров. Еще раз отметим, что такой подход не претендует на однозначность, но позволяет произвести оценку важных плазменных параметров. На рис. 3 приведено энергетическое распределение атомов, рассчитанное с помощью кода DOUBLE-MC для токамака COMPASS [40]. На рисунке также показан экспериментальный энергетический спектр, полученный с помощью КД. Метод определения ионной температуры по наклону экспериментального спектра, который часто применяется на практике, для случая, представленного на рисунке, дал оценку ионной температуры на уровне 340 эВ. Применение кода позволило путем итераций оценить значение центральной ионной температуры, которое оказалось равным 400 эВ. На рис. 4 показан результат коррекции значения ионной температуры, измеренной на токамаке Глобус-М [41]. Расчет, выполненный с помощью кода DOUBLE-MC, показал, что центральная ионная температура могла достигать величины около 750 эВ, в то время как значение температуры, полученное по наклону экспериментального энергетического спектра, соответствовало уровню 650 эВ.

Помимо энергетического распределения вылетающих из плазмы атомов определяются некоторые вспомогательные характеристики, помогающие разобраться в особенностях образования их потока. Одной из вспомогательных характеристик является так называемая функция светимости, которая пропорциональна вероятности рождения и выхода атома с определенной энергией из данной точки плазмы. Анализ формы функции светимости позволяет получить представления о том, из каких слоев плазмы поступают атомы с той или иной энергией. Пример расчета функций светимости для случая плазмы установки ИТЭР приведен на рис. 5 [33]. Как видно из рисунка, атомы, имеющие более низкую энергию, рождаются намного ближе к внешней границе плазмы, чем атомы с высокой энергией. Это объясняется эффектом экранировки плазмы, который сильнее сказывается на ослаблении потоков атомов низких энергий.

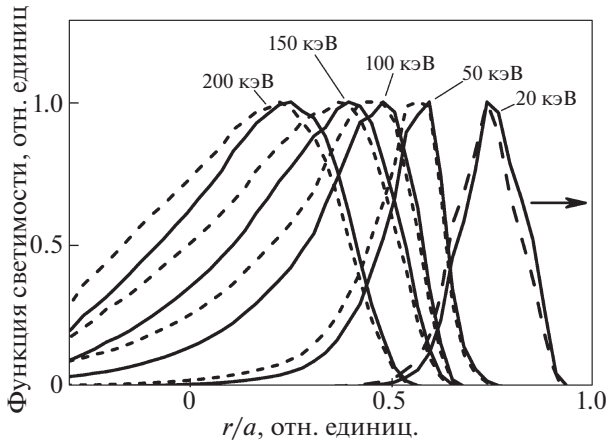

Рис. 5. Функции светимости атомов дейтерия (штриховые кривые) и трития (сплошные кривые) для разных энергий в плазме установки ИТЭР в зависимости от малого радиуса плазмы. Линия наблюдения лежит в центральной плоскости установки и направлена перпендикулярно плазменному шнуру. Горизонтальной стрелкой указано направление выхода атомов.

Кроме функции светимости на данном этапе работы кода также определяется фактор поглощения или экранировки плазмы для атомов с определенной энергией. Дополнительно в выходных данных сохраняется распределение концентрации мишени вдоль линии видимости анализатора, а также двумерное вертикальное сечение концентрации мишени.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плазмофизический код DOUBLE-MC, основанный на методе Монте-Карло, позволяет производить расчет энергетических распределений атомов, выходящих из плазмы тороидальных установок. Код можно использовать для интерпретации данных КД, в частности, для коррекции величины ионной температуры, определенной с помощью атомных анализаторов, которые могут занижать ее значение из-за эффекта экранировки. Этот код также можно использовать как для разработки комплексов КД на различных плазменных установках, так и для прогнозирования величины потоков атомов, испускаемых плазмой проектируемых установок.

С помощью кода DOUBLE-MC можно рассчитывать профили нейтралов и водородоподобных ионов примесей, определять функции светимости и фактор экранировки плазмы для атомов различных энергий.

Приведем перечень плазменных установок, на которых успешно применялся код DOUBLE-MC:

– TCV (CRPP, Лозанна, Швейцария) [14],

– JET (Culham Science Centre, Абингдон, Великобритания) [15, 21]*,

– Глобус-М (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПб, Россия) [16, 41],

– ФТ-2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПб, Россия) [17],

– NSTX (PPPL, Принстон, США) [18],

– COMPASS (IPP, Прага, Чехия) [19, 40],

– TJ-II (CIEMAT, Мадрид, Испания) [20]* (в случаях, отмеченных звездочкой *, использовалась предыдущая версия кода).

Также код DOUBLE-MC использовался для оценки величины сигнала диагностики по потокам атомов на установке – ИТЭР (CEA Cadarache, Кадараш, Франция) [22, 33].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С., Калинкевич И.Ф., Федоренко Н.В.* // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1456.
2. *Петров М.П.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 371.
3. *Афросимов В.В., Березовский Е.Л., Гладковский И.П., Кисляков А.И., Петров М.П., Садовников В.А.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 56.
4. *Gladkovsky I.P., Izvozchikov A.B., Petrov M.P.* // Nucl. Instr. and Meth. 1980. V. 175. P. 441.
5. *Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я., Черныш ев Ф.В., Шустов И.В.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 157.
6. *Hayashi K., Hashimoto K., Yamato H., Takeuchi H., Miura Y., Nishitani T., Shiho M., Maeda H.* // Rev. Sci. Instrum. 1985. V. 56. P. 359. https://doi.org/10.1063/1.1138303
7. *Davis S.L., Mueller D., Keane C.J.* // Rev. Sci. Instrum. 1983. V. 54. P. 315. https://doi.org/10.1063/1.1137366
8. *Афросимов В.В., Иванов Б.А., Кисляков А.И., Петров М.П.* // ЖТФ. 1966. Т. 31. С. 89.
9. *Кисляков А.И., Крупник Л.И.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 866.
10. *Ongena J.P.H.E., Voitsekhovitch I., Edvard M., McCune D.* // Fusion Sci. Tech. 2012. V. 61. P. 180. https://doi.org/10.13182/FST12-A13505
11. *Akers R.J., Appel L.C., Carolan P.G., Conway N.J., Counsell G.F., Cox M., Gee S.J., Gryaznevich M.P., Martin R., Morris A.W., Nightingale M.P.S., Sykes A., Mironov M., Walsh M.J.* // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 122. https://doi.org/10.1088/0029-5515/42/2/302
12. *Dnestrovskij Yu.N., Lysenko S.E., Kislyakov A.I.* // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 293. https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/3/002
13. *Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.* Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1982.
14. *Karpushov A.N., Duval B.P., Schlatter Ch., Afanasyev V.I., Chernyshev F.V.* // Proc. 32nd EPS Conf. on Plasma Phys., Tarragona, 2005. ECA. V. 29C. P–4.097.
15. *Mironov M.I., Afanasyev V.I., Murari A., Santala M., Beaumont P. and JET-EFDA contributors* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 105008. https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/10/105008
16. *Gusev V.K., Aleksandrov S.E., Alimov V.Kh., Arkhipov I.I., Ayushin B.B., Barsukov A.G., Ber B.Ya., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dech A.V., Golant V.E., Gorodetsky A.E., Dyachenko V.V., Kochergin M.M., Kurskiev G.S., Khitrov S.A., Khromov N.A., Lebedev V.M., Leonov V.M., Litunovstky N.V., Mazul I.V., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Nikolaev Yu.A., Novokhatsky A.N., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov M.P., Petrov Yu.V., Podushnikova K.A., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Sakharov N.V., Shcherbinin O.N., Senichenkov I.Yu., Shevelev A.E., Suhov E.V., Trapesnikova I.N., Terukov E.I., Tilinin G.N., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.Kh., Yagnov V.A., Kuznetsov E.A., Zhilin E.G.* // Nucl. Fusion. 2009. V.49. ArtNo: 104021. https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/10/104021
17. *Lashkul S.I., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Kouprienko D.V., Chernyshev F.V., Mironov M.I.* // Proc. 46th EPS Conf. on Plasma Phys., Milan, 2019. ECA. V. 43B. P4.1080.
18. https://nstx.pppl.gov/DragNDrop/NSTX_Meetings/Monday_Physics_Meetings/2005/08-01-05/DOUBLE%20Analysis_Medley.pdf
19. *Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Janky F., Komm M., Imrisek M., Hacek P., Varju J.,*

Weinzettl V. // Proc. 1st EPS Conf. on Plasma Diagnostics, Frascati, 2015. P. 074. https://doi.org/10.22323/1.240.0074

20. *Balbin R., Tabares F., Tribaldos V., Petrov S. and TJ-II Team.* // Proc. 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 2003. ECA. V. 27A. P-1.23.
21. *Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Kislyakov A.I.* // JET preprint, JET-R-(00)04. Luxemburg: ECSC/EEC/EURATOM, 1999.
22. *Afanasyev V.I., Mironov M.I., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. 045008. https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/4/045008
23. Atomic Data for Fusion, V. 1: Collisions of H, H2, He, and Li Atoms and Ions with Atoms and Molecules / Ed. by C.F. Barnett. 1990. ORNL-6086.
24. *Ermolaev A.M., Korotkov A.A.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1996. V. 29. P. 2797. https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/13/015
25. *Winter T.G.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 2903. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.56.2903
26. Atomic Data for Fusion. V. 5: Collisions of Carbon and Oxygen Ions with Electrons, H, H2 and He / Ed. by R.A. Phaneuf, R.K. Janev, M.S. Pindzola. 1987. ORNL-6090.
27. *Verner D.A., Ferland G.J.* // Astr. J. Suppl. Series. 1996. V. 103. P. 467.
28. *Janev R.K., Smith J.J.* Atomic and Plasma-Material Data for Fusion (Supplement to the Journal Nucl. Fusion) / Ed. by *R.K. Janev, C. Bobeldijk*. Vienna: IAEA, 1993. V. 4.
29. *Ralchenko Yu.,V., Janev R.K., Kato T., Fursa D.V., Bray I., de Heer F.J.* NIFS report, NIFS-DATA-059. Toki, 2000.
30. *Aichele K., Hartenfeller U., Hathiramaniet D., Hofmann G., Schafer V., Steidl M., Stenke M., Salzborn E., Pattard T., Rost J.M.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1998. V. 31. P. 2369. https://doi.org/10.1088/0953-4075/31/10/023
31. *Lao L.L., Ferron J.R., Groebner R.J., Howl W., John H.St., Strait E.J., Taylor T.S.* // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 1035. https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/6/006
32. *Hammersley J.M., Handscomb D.C.* Monte Carlo Methods. Norwich: Fletcher & Son Ltd, 1964.
33. *Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovski S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 456. https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201
34. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
35. *Сорокина Е.А., Ильгисонис В.И.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 307.
36. *Lècuyer P.* // Communications of the ACM. 1988. V. 31. P. 742. https://doi.org/10.1145/62959.62969
37. *Bratley P., Fox B.L., Schrage L.E.* A Guide to Simulation. 2nd Edition. NY: Springer-Verlag, 1983.
38. *Соболь И.М.* Численные методы Моте-Карло. М.: Наука, 1973.
39. *Leonov V.M., Zhogolev V.E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 903. https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/6/011
40. *Мельник А.Д., Митошинкова К., Томеш М., Чернышев Ф.В., Штекел Я.* // В сб. Тезисы докладов XVI Всероссийской конф. по диагностике высокотемпературной плазмы, Звенигород, 2015. С. 104.
41. *Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Гусев В.К., Иванов А.Е., Курскиев Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Патров М.И., Петров М.П., Петров С.Я., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 595.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 40–60

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЕМКОСТНОМ ВЧ-РАЗРЯДЕ. II. СИММЕТРИЧНЫЙ РАЗРЯД, ПОЛНОСТЬЮ ЗАПОЛНЯЮЩИЙ ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ПРИ СИММЕТРИЧНОМ И НЕСИММЕТРИЧНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

© 2021 г. С. А. Двинин[a], *, О. А. Синкевич[b], **, З. А. Кодирзода[c], Д. К. Солихов[c], ***

[a] *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт, Москва, Россия*

[c] *Таджикский национальный университет, физический факультет, Душанбе, Таджикистан*

**e-mail: dvinin@phys.msu.ru*

***e-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru*

****e-mail: davlat56@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.
После доработки 12.05.2020 г.
Принята к публикации 20.05.2020 г.

Аналитически и численно исследуются электродинамические характеристики емкостного ВЧ-разряда низкого давления (частота столкновений электронов много меньше частоты поля) при возбуждении его электромагнитным полем частотой от 10 до 1000 МГц. Разряд полностью заполняет металлическую цилиндрическую разрядную камеру, содержит активный электрод большой площади и подложкодержатель, к которым подведен сигнал от ВЧ-генераторов. Разряд поддерживается поверхностными волнами, распространяющимися вдоль границы плазма–слой пространственного заряда–металл. Получены общие аналитические выражения для импеданса разряда, как четырехполюсника, и показано, что положение резонансов токов и напряжений, связанных с распространением поверхностных волн вдоль трехслойной структуры, как функции плотности электронов существенно модифицируется за счет возбуждения высших мод поля. В рамках матричной модели слоя пространственного заряда, рассмотрены режимы возбуждения поля симметричным и антисимметричным полями. При возбуждении антисимметричным полем необходим учет вклада в импеданс от слоя пространственного заряда, формирующегося у боковой стенки вакуумной камеры. Полученные результаты качественно согласуются с численным расчетом импеданса и распространения поля в разряде с помощью программы COMSOL Multiphysics®.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, поверхностные высокочастотные электромагнитные волны, импеданс плазмы, высокочастотный разряд

DOI: 10.31857/S0367292121010054

Статья посвящена теоретическому исследованию емкостного высокочастотного разряда с высокой плотностью электронов с электродами большой площади. Данная задача в последние 20 лет активно изучается в связи с разработкой плазменных реакторов, используемых технологических процессах [1–7]. Первые теоретические анализы таких разрядов использовали модель длинных линий, и предполагали поддержание разряда поверхностными волнами, распространяющимися вдоль границ электродов, металлической разрядной камеры и плазмы [8, 9]. Эти модели не объясняли ряда наблюдаемых в экспериментах эффектов: появления геометрического резонанса плазма–слой пространственного заряда (СПЗ), хотя он прекрасно объясняется в квазистатической модели для разряда малого размера, асимметрией разряда. В работе [10] исследовалась возможность подавления стоячих поверхностных волн за счет нарушения синхронизма волн у различных торцов плазмы, в [11, 12] – эффекты, связанные с асимметрией электродов, в [13–15] – влияние структуры электромагнитного поля на пространственную однородность плазмы. В [16–19] предложено использовать изменение фазы между ВЧ-напряжениями, подаваемыми на верхний и нижний электроды, для управления распределением поля и повышения степени однородности плазмы. Поскольку при этом изменении фазы происходит возбуждение не только симметричных поверхностных волн, но и антисимметричных, начались исследования разрядов

при антисимметричном возбуждении [20, 21]. Появились работы, учитывающие как электродинамические свойства разряда, так и интегральный баланс частиц и энергий (глобальные модели разряда) [22, 23], мультичастотное возбуждение плазмы [24, 25], вклад гармоник, возбуждающихся за счет нелинейности слоев пространственного заряда [26–28]. Было показано, что соизмеримость размеров вакуумной камеры и длины поверхностных волн обусловливает появление резонансов тока и резонансов напряжения на вольт-амперных характеристиках разряда [8–12], а нелинейность слоев пространственного заряда существенно сказывается на значениях плотности электронов, при которых наблюдается резонанс [29–32]. В работе [33] обнаружен эффект спонтанного нарушения симметрии разряда в высокочастотном емкостном разряде. Численные моделирования [34–40] и экспериментальные исследования [41–45] разрядов вышеназванного типа показывают, что характеристики поверхностных волн, соотношение их амплитуд и амплитуд, высших нераспространяющихся волн, зависят от плотности плазмы, толщины слоя пространственного заряда, геометрии области возбуждения, генерации гармоник, что обусловливает непрерывное появление новых работ, посвященных исследованию этих процессов и вызывает сложности с интерпретацией получаемых результатов.

Данное исследование является продолжением работы [46] в которой рассчитаны характеристики поверхностных волн и получены простейшие выражения для импеданса разряда, частично заполняющего разрядную камеру. Здесь сравниваются результаты аналитического и численного расчетов импеданса разряда, полностью заполняющего цилиндрическую разрядную камеру, выполненную из металла, содержащую активный электрод и подложкодержатель, к которым подведен сигнал от ВЧ-генераторов. Для упрощения интерпретации и логического анализа результатов рассматривается линейная задача, в которой толщина слоев разряда считается не зависящей от плотности электронов, хотя это предположение зачастую не выполняются в эксперименте. В соответствии с этими предположениями глобально разряд можно описывать как линейный четырехполюсник, параметры которого зависят от размеров вакуумной камеры и электродов, средней плотности электронов в камере, характеристик слоев пространственного заряда, свойств цепи, подводящей ВЧ-сигнал от генераторов к электродам. Оригинальной частью данной статьи является учет совместного влияния как поверхностных волн и так высших нераспространяющихся мод в рамках трехслойной структуры из плазмы с двумя слоями пространственного заряда на границах, окруженной металлом. При аналитическом расчете амплитуд волн необходимо корректно записать условия ортогональности различных собственных волн и провести разложение поля источника по этим волнам. До настоящего времени такие исследования для структур с неоднородным заполнением и разными знаками диэлектрической проницаемости в разных пространственных областях волноведущей структуры не проводились. В данной работе показано: учет возбуждения высших мод приводит к существенному сдвигу плотностей электронов, при которых наблюдается резонанс по сравнению с работами, в которых эти моды не учитываются, а при антисимметричном возбуждении разряда существенную роль играет падение напряжения на слое пространственного заряда у боковой стенки. Изменение пространственной структуры электромагнитного поля может быть использовано для управления пространственным распределением плотности электронов в плазме. Аналитические формулы, полученные в данной работе, справедливы в широкой области частот ВЧ-генератора, превышающих ионную ленгмюровскую частоту. Более подробно границы применимости вычислений, проведенных в данной работе, обсуждены в ее первой части [46]. Расчеты по аналитическим формулам и результаты численного моделирования приведены для частоты 137 МГц, где рассматриваемые эффекты проявляются наиболее ярко, хотя играют существенную роль и при более низких, и тем более при более высоких частотах.

1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПЕДАНСА РАЗРЯДА

В продолжение работы [46], рассмотрим разряд в цилиндрической металлической камере радиуса R_3 (рис. 1). Камера содержит два пластинчатых электрода *1* и *2* радиуса R_1 с межэлектродным расстоянием $2L$, подключенных к источникам ВЧ-мощности U_1 и U_2 на частоте ω с внутренними сопротивлениями Z_1 и Z_2 через отверстия в стенках вакуумной камеры (на рисунке не показаны). Эти электроды расположены на том же уровне, что и боковые торцы разрядной камеры, по существу являясь их продолжением, но отделенным от торцов диэлектрической свободной от плазмы щелью размером R_2-R_1. Образующаяся в разряде плазма *3* отделена от электродов и боковой части рабочей камеры *5* слоями пространственного заряда *4*. Толщины слоев у электродов, торцов рабочей камеры и ее боковой стенки равны d_1, d_2 и d_3 (в данной работе мы предполагаем $d_1 = d_2$).

Распределение плотности электронов n_e в разрядной камере предполагается однородным. Относительная диэлектрическая проницаемость плазмы рассчитывалась в модели холодной плазмы [47, 48] $\varepsilon = \varepsilon_P = 1 - n_e/n_C\,(1 + i\nu/\omega)$; ν – эффективная частота столкновений электронов, e, m –

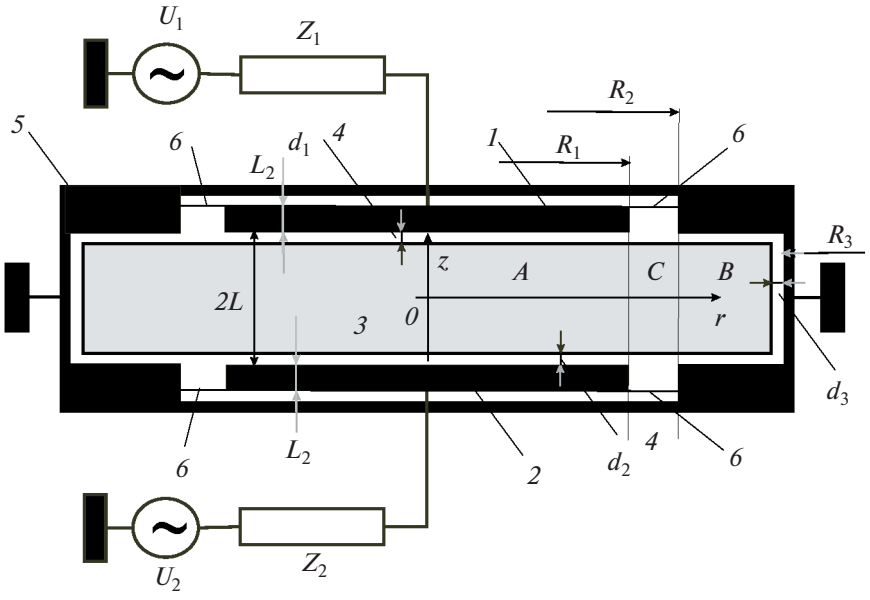

Рис. 1. Типичная схема экспериментальной установки: *1*, *2* – электроды, *3* – плазма, *4* – слои пространственного заряда между плазмой и стенкой (электродами), *5* – вакуумная камера, *6* – сечения, в которых рассчитывался импеданс разряда. $2L$ – межэлектродное расстояние, d_1, d_2, d_3 – толщины слоев пространственного заряда.

заряд и масса электронов соответственно. В реальном разряде толщина слоев пространственного заряда определяется плотностью плазмы, напряженностью электрического поля в слое, его частотой, формой напряжения (наличием гармоник) и т.п. Слои рассматривались в рамках матричной модели [1], толщина слоя предполагалась постоянной, не зависящей от других параметров. Данное упрощение позволяет исключить из многопараметрического расчета импеданса разряда изменения толщины слоя пространственного заряда, которая может зависеть от плотности электронов и напряженности поля сложным образом. Частичным оправданием использования данного приближения может быть также тот факт, что очень часто разряд поддерживается одновременно полем нескольких частот, причем толщина слоя пространственного заряда определяется сигналом более низкой частоты.

Система уравнений Максвелла для описанной выше геометрии разрядной камеры (рис. 1) решалась с помощью пакета COMSOL Multiphysics® (лицензия принадлежит физическому факультету МГУ им. М.В. Ломоносова). Расчет проводился в области пространства, включающей центральную часть камеры ($0 < r < R_3$, $-L < z < L$) и межэлектродное пространство, ($R_1 < r < R_2$, $-L < |z| < L + L_2$). На электродах ставились нулевые граничные условия для тангенциальной компоненты электрического поля. На внешней границе *6* ($R_1 < r < R_2$, $|z| = L + L_2$) азимутальное магнитное поле считалось заданным $H_\varphi(r, \pm(L + L_2)) = I_\pm/2\pi r$. Отдельно рассматривались синфазный режим (токи электродов равны и ток, втекающий через верхний электрод I_+, равен току, вытекающему через нижний I_-, а ток на корпус вакуумной камеры равен нулю) и противофазный (равные токи втекают через электроды и замыкаются на корпус вакуумной камеры, $I_+ = -I_-$). Разность потенциалов между электродом и камерой и импеданс разряда рассчитывались на границе *6* по формулам $U_\pm = \int_{R_1}^{R_2} E_r(r, \pm(L + L_2))\,dr$, $Z_\pm = \pm U_\pm / I_\pm$. При синфазном возбуждении напряжение между электродами U_{12} будет равно $2U_+$. При этом цепь подвода энергии (область расчета $L < |z| < L + L_2$) вносит дополнительный емкостной импеданс. Распределение плотности электронов в плазме при расчетах было однородно, а диэлектрическая проницаемость рассчитывалась в модели холодной плазмы.

Примеры расчетов импеданса разряда Z приведены на рис. 2 (синфазное возбуждение) и на рис. 3 (противофазное возбуждение), далее мы везде опускаем индексы $\pm$. Частота поля 135.6 МГц, межэлектродное расстояние $2L = 8$ см. Радиус разрядной камеры R_3 10 (a), 20 (b) и 30 (c) см. Радиусы R_1 и R_2 при расчетах были равны 4, 14 и 24 см, и 5, 15 и 25 см, отношение $\nu/\omega = 0.1$. Толщины всех слоев пространственного заряда считались равными 0.3 см. Размер L_2 был равен 1 см.

Рассчитанные зависимости импеданса от плотности электронов имеют очень сложный ха-

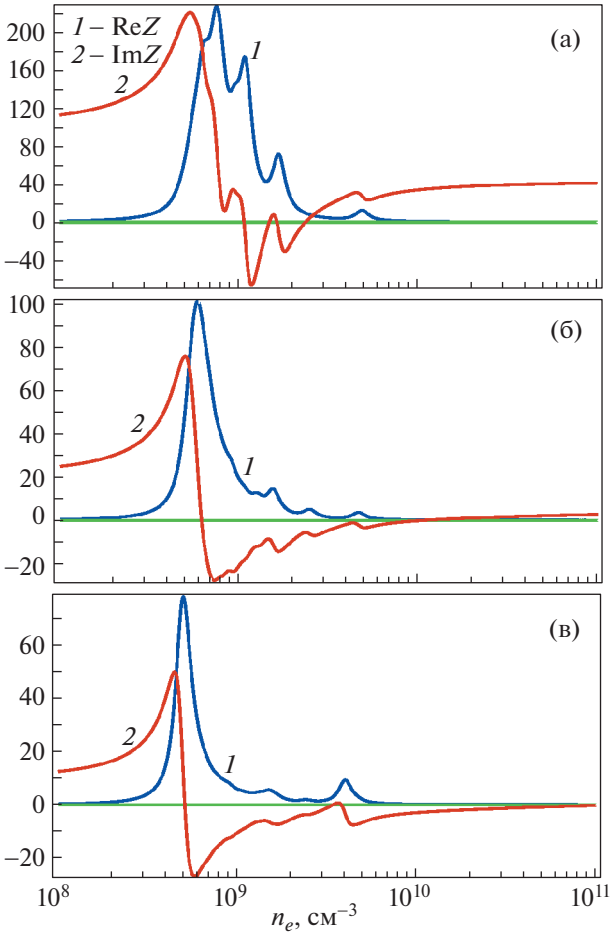

Рис. 2. Импеданс разряда в Омах для полностью заполненной плазмой камеры (*1* – Re *Z*, *2* – Im *Z*) толщина слоев $d_1 = d_2 = d_3 = 3$ мм. Частота поля 135.6 МГц, межэлектродное расстояние $2L = 8$ см. Радиус разрядной камеры 10 (а), 20 (б) и 30 (в) см. Отношение ν/ω здесь и ниже на всех рисунках равно 0.1. Синфазное возбуждение.

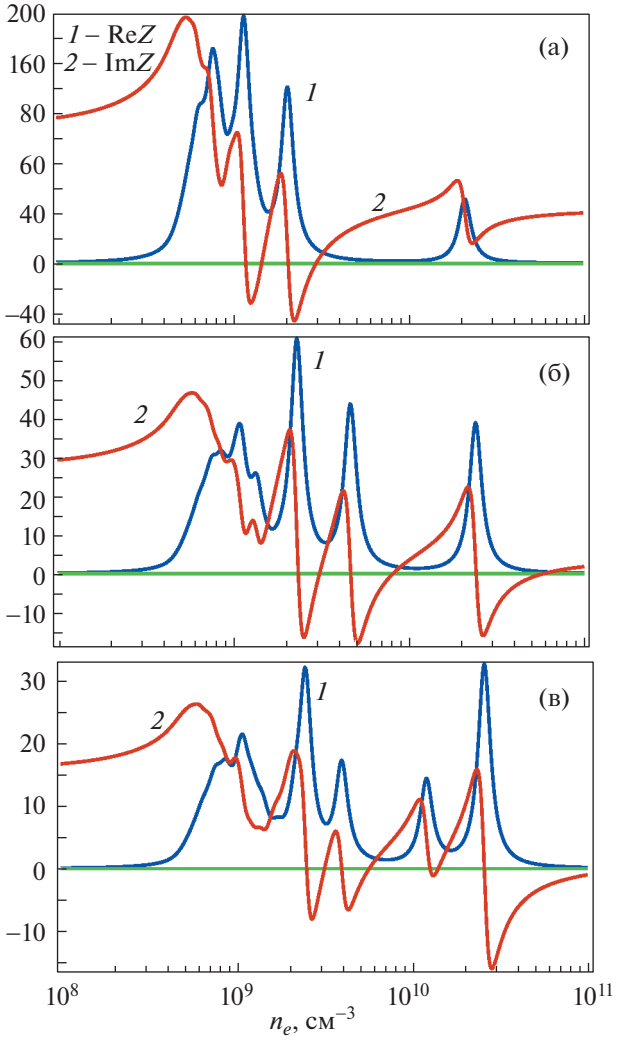

Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для противофазного возбуждения.

рактер, который нуждается в физической интерпретации. При высоких плотностях электронов длина поверхностной волны близка к длине волны в вакууме и ее поле плохо проникает в плазму, поэтому импеданс выходит на постоянное значение. Укорочение поверхностной волны, которое происходит при уменьшении плотности электронов, приводит к появлению резонансов, если размеры системы кратны некоторому числу полуволн (мнимая часть импеданса проходит через ноль или бесконечность). На зависимостях импеданса Z от плотности можно выделить резонансы тока (в резонансной точке $d\,\mathrm{Im}\,Z/dn_e < 0$) и резонансы напряжения ($d\,\mathrm{Im}\,Z/dn_e > 0$). На зависимостях $Y(n_e) = 1/Z(n_e)$ знаки производных в резонансной точке $d\,\mathrm{Im}\,Y/dn_e$ будут обратными. Резонансы для антисимметричного поля (поверхностная волна короче) наблюдается при более высоких плотностях электронов, чем для симметричного. Рассчитанные численно зависимости импеданса от плотности электронов имеют сложный изрезанный характер, который не может быть объяснен при учете возбуждения только одной поверхностной волны, без учета высших мод, поэтому при аналитическом исследовании этой задачи необходим одновременный учет высших мод, отсутствующий в упомянутых во введении работах.

2. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ИМПЕДАНСА, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ ТРЕХСЛОЙНОЙ ВОЛНОВЕДУЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Для аналитического расчета импеданса разряда, по аналогии с работой [46], представим поле

внутри разрядной камеры в виде суммы собственных волн трехслойной структуры (ТС) металл–слой пространственного заряда–плазма–слой пространственного заряда–металл [8, 9, 12, 14]. Используя выражения, приведенные в [46] для электромагнитного поля при $r < R_1$ для осевой компоненты электрического поля E_z и азимутальной компоненты магнитного поля H_φ, получим следующие представления:

$$\begin{pmatrix}\mathbf{E}_z\\ \mathbf{H}_\varphi\end{pmatrix} = \left(A_{0+}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0+z}(z)J_0(h_{0+}r)\\ \mathbf{h}_{0+\varphi}(z)J_1(h_{0+}r)\end{pmatrix} + \right.$$
$$+ A_{0-}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0-z}(z)J_0(h_{0-}r)\\ \mathbf{h}_{0-\varphi}(z)J_1(h_{0-}r)\end{pmatrix} +$$
$$+ \sum_{n=1}^{\infty}\tilde{A}_{n+}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n+z}(z)I_0(\tilde{h}_{n+}r)\\ \mathbf{h}_{n+\varphi}(z)I_1(\tilde{h}_{n+}r)\end{pmatrix} + \quad (1)$$
$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty}\tilde{A}_{n-}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n-z}(z)I_0(\tilde{h}_{n-}r)\\ \mathbf{h}_{n-\varphi}(z)I_1(\tilde{h}_{n-}r)\end{pmatrix}\right)\exp(-i\omega t).$$

Здесь два первых слагаемых соответствуют возбуждению симметричной и антисимметричной поверхностных волн с радиальными постоянными распространения h_{0+} и h_{0-}, а сумма содержит затухающие моды (постоянные затухания $\tilde{h}_{n\pm} = ih_{n\pm}$). Для поля волны при $r > R_1$ можно записать аналогичные выражения

$$\begin{pmatrix}\mathbf{E}_z\\ \mathbf{H}_\varphi\end{pmatrix} = \left(B_{0+}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0+z}(z)Q_0(h_{0+}r)\\ \mathbf{h}_{0+\varphi}(z)Q_1(h_{0+}r)\end{pmatrix} + \right.$$
$$+ B_{0-}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0-z}(z)Q_0(h_{0-}r)\\ \mathbf{h}_{0-\varphi}(z)Q_1(h_{0-}r)\end{pmatrix} +$$
$$+ \sum_{n=1}^{\infty}B_{n+}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n+z}(z)K_0(\tilde{h}_{n+}r)\\ \mathbf{h}_{n+\varphi}(z)K_1(\tilde{h}_{n+}r)\end{pmatrix} + \quad (2)$$
$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty}B_{n-}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n-z}(z)K_0(\tilde{h}_{n-}r)\\ \mathbf{h}_{n-\varphi}(z)K_1(\tilde{h}_{n-}r)\end{pmatrix}\right)\exp(-i\omega t).$$

В выражении (2)

$$Q_0(h_{0\pm}r) = H_0^{(1)}(h_{0\pm}r) + DH_0^{(2)}(h_{0\pm}r),$$
$$Q_1(h_{0\pm}r) = H_1^{(1)}(h_{0\pm}r) + DH_1^{(2)}(h_{0\pm}r)$$

– решения уравнения Бесселя, удовлетворяющие условию $Q_0(h_{0\pm}R_3) = 0$ на боковой стенке, откуда следует

$$D = -H_0^{(1)}(h_{0\pm}R_3)\big/H_0^{(2)}(h_{0\pm}R_3),$$

$J_n(x)$, $H_n^{(1,2)}(x)$, $I_n(x)$, $K_n(x)$– функции Бесселя, Ханкеля первого и второго рода, Бесселя мнимого аргумента и Макдональда порядка n. В выражениях (1), (2) функции $\mathbf{e}_{m\pm}(z)$ и $\mathbf{h}_{m\varphi\pm}(z)$ зависят только от z, они приведены в приложении 2 работы [46]. В данном разделе считается, что расстояние между электродом и вакуумной камерой по радиусу мало. Поэтому подводимое ВЧ-напряжение равно разности напряжений на наружной и внутренней линиях передачи. Для расчета амплитуд поверхностной волны и высших мод плазмы будем предполагать, что это напряжение приложено к слоям пространственного заряда. В разряде с одинаковой толщиной слоев у электродов условия равенства тангенциальных полей в точке возбуждения удобно записать отдельно для четных и нечетных волн ($r = R_1$)

$$A_{0-}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0\pm z}(z)J_0(h_{0\pm}r)\\ \mathbf{h}_{0\pm\varphi}(z)J_1(h_{0\pm}r)\end{pmatrix} +$$
$$+ \sum_{n=1}^{\infty}\tilde{A}_{n\pm}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n\pm z}(z)I_0(\tilde{h}_{n\pm}r)\\ \mathbf{h}_{n\pm\varphi}(z)I_1(\tilde{h}_{n\pm}r)\end{pmatrix} -$$
$$- \left(B_0\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0\pm z}(z)Q_0(h_{0\pm}r)\\ \mathbf{h}_{0\pm\varphi}(z)Q_1(h_{0\pm}r)\end{pmatrix} + \right. \quad (3)$$
$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty}B_{n\pm}\begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n\pm z}(z)K_0(\tilde{h}_{n-}r)\\ -\mathbf{h}_{n\pm\varphi}(z)K_1(\tilde{h}_{n-}r)\end{pmatrix}\right) =$$
$$= \begin{pmatrix}(U_1 \pm U_2)\delta(z-L)/2\\ 0\end{pmatrix}.$$

В силу симметрии при расчетах рассматривается только одна из половин ($z > 0$) разрядной камеры, для нее же рассчитывается падение напряжение и импеданс. Для определения коэффициентов разложения в рядах (1) и (2) необходимо умножить скалярно выражения (3) на соответствующие собственные функции сопряженного оператора $\mathbf{e}^+_{m\pm z}(z)$ и $\mathbf{h}^+_{m\varphi\pm}(z)$ [49, 50] и проинтегрировать по оси $0Z$ с учетом веса и условий ортогональности. Магнитные поля (H_φ) Е-волн удовлетворяют уравнению (h – постоянная распространения, индекс ± опускаем)

$$\frac{d}{dz}\frac{1}{\varepsilon(z)}\frac{dH_\varphi}{dz} + \left(k_0^2 - \frac{h^2}{\varepsilon(z)}\right)H_\varphi = 0,$$

поэтому собственные функции магнитного поля будут ортогональны с весом $\varepsilon(z)^{-1}$. Поскольку в условиях газового разряда в пределах волновода весовой множитель $\varepsilon(z)^{-1}$ будет знакопеременным, общие математические теоремы об ортогональности и полноте системы собственных волн, предполагающие постоянность знака весового множителя [51], могут оказаться неприменимы-

ми для нашего волновода, не удовлетворяющего этому условию. Следовательно, необходимо проверить выполнение этих результатов для нашей конкретной системы. Прямой расчет показывает (см. Приложение 1), что собственные функции для магнитного поля ($\mathbf{h}_{m\varphi}$) ортогональны с весом $\varepsilon(z)^{-1}$. Собственные функции для z-компоненты электрического поля ($\mathbf{e}_{mz}$), ортогональны с весом $\varepsilon(z)$. Функции, представляющие радиальную компоненту электрического поля пропорциональны производной магнитного поля по координате z. Условия ортогональности для собственных функций, представляющих поперечные (по отношению к постоянной распространения h; в данном случае азимутальное магнитное и осевое электрическое) поля, можно записать также исходя из уравнений Максвелла в волноводном представлении, исключая из рассмотрения радиальные компоненты [49]

$$\begin{aligned}\nabla_\perp \times \mathbf{E}_\perp - ih(\mathbf{e}_r \times \mathbf{E}_\perp) &= ik\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\mathbf{H}_\perp,\\ \nabla_\perp \times \mathbf{H}_\perp + ih(\mathbf{H}_\perp \times \mathbf{e}_z) &= -ik\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\varepsilon\mathbf{E}_\perp.\end{aligned} \tag{4}$$

В этом случае условия ортогональности имеют вид $\left(\mathbf{e}_{n\pm}, \mathbf{h}^+_{m\pm}\right) = \delta_{nm}N^2_{m\pm}$, $\left(\mathbf{h}_n, \mathbf{e}^+_{m\pm}\right) = \delta_{nm}\tilde{N}^2_{m\pm}$, где $\left\{\mathbf{e}^+_{m\pm}, \mathbf{h}^+_{m\pm}\right\}$ – полная система собственных функций сопряженного к (4) оператора, а $N_{m\pm}$, $\tilde{N}_{m\pm}$ – соответствующие нормы. Аналогичные условия нормировки следуют из [50]. Выражения для норм совпадают с приведенными в Приложении 1 с точностью до постоянного множителя. При этом из системы уравнений (3) следуют выражения для коэффициентов $U_\pm = (U_1 \pm U_2)$

$$\begin{aligned} A_{0\pm}J_1(h_{0\pm}R_1) &= B_{0\pm}Q_1(h_{0\pm}R_1),\\ A_{0\pm}J_0(h_{0\pm}R_1) - B_{0\pm}Q_0(h_{0\pm}R_1) &= -iU_\pm\frac{\mathbf{e}^+_{0\pm z}(L)}{N^{E2}_{0\pm}},\\ A_{n\pm}I_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1) &= -B_{n\pm}K_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1),\\ A_{n\pm}I_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1) - B_{n\pm}K_0(\tilde{h}_nR_1) &= -iU_\pm\frac{\mathbf{e}^+_{n\pm z}(L)}{N^{E2}_{n\pm}}.\end{aligned} \tag{5}$$

Отсюда получаем выражения для коэффициентов разложения

$$\begin{aligned} A_{0\pm} &= -iU_\pm\frac{\mathbf{e}_{\mathbf{0}\pm z}(L)}{N^{E2}_{0\pm}}\times\\ &\times\left(J_0(h_{0\pm}R_1) - \frac{J_1(h_{0\pm}R_1)}{Q_1(h_{0\pm}R_1)}Q_0(h_{0\pm}R_1)\right)^{-1},\\ A_{n\pm} &= -iU_\pm\frac{\mathbf{e}_{n\pm z}(L)}{N^{E2}_{n\pm}}\times\\ &\times\left(I_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1) + \frac{I_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{K_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}K_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)\right)^{-1}.\end{aligned} \tag{6}$$

и для тока разряда

$$\begin{aligned} I_\pm = -2\pi iR_1U_\pm&\left(\left(\frac{J_0(h_{0\pm}R_1)}{J_1(h_{0\pm}R_1)} - \frac{Q_0(h_{0\pm}R_1)}{Q_1(h_{0\pm}R_1)}\right)^{-1}\times\right.\\ &\times\frac{\mathbf{e}^+_{0\pm\varphi}(L)\mathbf{h}_{0\pm\varphi}(L)}{N^{E2}_{0\pm}}\\ &+\left.\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{I_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{I_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)} + \frac{K_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{K_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}\right)^{-1}\frac{\mathbf{e}^+_{n\pm\varphi}(L)\mathbf{h}_{n\pm\varphi}(L)}{N^{E2}_{n\pm}}\right).\end{aligned}$$

Используя связь собственных функций для электрического и магнитного полей, получим

$$\begin{aligned} I_\pm = -2\pi iR_1U_\pm&\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\left(\frac{J_0(h_{0\pm}R_1)}{J_1(h_{0\pm}R_1)} - \frac{Q_0(h_{0\pm}R_1)}{Q_1(h_{0\pm}R_1)}\right)^{-1}\times\right.\\ &\times\frac{k}{h_{0\pm}}\frac{\mathbf{h}_{0\pm\varphi}(L)\mathbf{h}^+_{0\pm\varphi}(L)}{N^{H2}_{0\pm}} + \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{I_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{I_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)} + \right.\\ &\left.\left.+\frac{K_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{K_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}\right)^{-1}\frac{k}{\tilde{h}_{n\pm}}\frac{\mathbf{h}_{n\pm\varphi}(L)\mathbf{h}^+_{n\pm\varphi}(L)}{N^{H2}_{n\pm}}\right).\end{aligned} \tag{7}$$

Импеданс разряда при симметричном Z_+ или антисимметричном Z_- возбуждении может быть рассчитан по формуле

$$\begin{aligned} Z_\pm = \frac{iL}{2\pi R_1}&\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\left\{\left(\frac{J_0(h_{0\pm}R_1)}{J_1(h_{0\pm}R_1)} - \frac{Q_0(h_{0\pm}R_1)}{Q_1(h_{0\pm}R_1)}\right)^{-1}\times\right.\\ &\times\frac{k}{h_{0\pm}}\frac{\mathbf{h}_{0\pm\varphi}(L)\mathbf{h}^+_{0\pm\varphi}(L)L}{N^{H2}_{0\pm}} + \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{I_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{I_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)} + \right.\\ &\left.\left.+\frac{K_0(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}{K_1(\tilde{h}_{n\pm}R_1)}\right)^{-1}\frac{k}{\tilde{h}_{n\pm}}\frac{\mathbf{h}_{n\pm\varphi}(L)\mathbf{h}^+_{n\pm\varphi}(L)L}{N^{H2}_{n\pm}}\right\}^{-1}.\end{aligned} \tag{8}$$

Более простой вид последней формулы по сравнению с общей, приведенной в [46], связан с тем, что согласно (5) коэффициенты разложения зависят только от приложенного к разряду напряжения и не зависят от протекающего по разряду тока. В общем случае напряжение на электродах U_1, U_2 и их токи I_1, I_2 связаны соотношением

$$\begin{pmatrix}U_1\\U_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}Z_{11} & Z_{12}\\ Z_{21} & Z_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}I_1\\I_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}Z_+ + Z_- & Z_+ - Z_-\\ Z_+ - Z_- & Z_+ + Z_-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}I_1\\I_2\end{pmatrix}.$$

Из полученного результата следует, что разомкнутая линия передачи между электродами ($r < R_1$) и замкнутая линия передачи между точкой возбуждения и стенкой ($r > R_1$) подключены к

источникам питания последовательно. Линии, соответствующие поверхностным волнам и высшим модам поля, соединены параллельно. В данном приближении классический геометрический резонанс напряжений плазма–слой пространственного заряда невозможен. В одномодовом режиме резонанс напряжений происходит, если напряжение на внутренней разомкнутой линии ($0 < r < R_1$) равно напряжению на внешней замкнутой линии ($R_1 < r < R_3$). Данное условие соответствует выполнению соотношения $Q_1(h_{0\pm}R_1)J_0(h_{0\pm}R_1) - J_1(h_{0\pm}R_1)Q_0(h_{0\pm}R_1) = 0$.

Обращение тока в ноль означает равенство бесконечности импеданса одной из упомянутых выше соединенных последовательно линий $Q_1(h_{0\pm}R_1) = 0$ или $J_1(h_{0\pm}R_1) = 0$. При этом точка подвода мощности совпадает с узлом тока одной из волн. Согласно формуле (8) импеданс обращается в бесконечность (в отсутствие потерь), если диэлектрическая проницаемость плазмы равна нулю, так как в этом случае магнитное поле не возбуждается и отсутствует протекание тока по электроду и стенке трубки. Этот резонанс аналогичен резонансу трубки, ограниченной диэлектриком, и при учете емкости подводящей линии он сдвигается в область более высоких плотностей электронов [46]. Резонанс напряжений наблюдается в том случае, если емкостной импеданс разомкнутой центральной линии передачи компенсируется индуктивным импедансом замкнутой периферийной линии.

Согласно формулам Приложения I при плотностях электронов выше удвоенной критической $N_{0\pm}^2 > 0$ и $N_{n\pm}^2 < 0$, и, следовательно, поверхностная волна вносит емкостной импеданс, а высшие моды – индуктивный. Однако в отличие от разряда, ограниченного диэлектрическими стенками [46], в данном случае амплитуды высших мод оказываются достаточно малыми, поскольку источники возбуждения находятся не в центральной области (здесь амплитуды полей высших мод велики), а в области слоя, где поля высших волн малы. Поэтому амплитуды высших мод и их вклады в импеданс должны быть существенно ниже, чем в предыдущем случае.

Результаты расчета импеданса разряда по формулам для синфазного и противофазного возбуждения (рис. 4) показывают, что в обоих случаях в области возбуждения поверхностных волн импеданс в среднем имеет индуктивный характер, который приносят нераспространяющиеся моды, но при учете импеданса, вносимого поверхностными волнами, он может быть и емкостным, и индуктивным в зависимости от радиуса и плотности плазмы. В случае симметричного возбуждения индуктивная составляющая импеданса выше из-за большей глубины проникновения волны в плазму (меньших значений постоянной затухания $\tilde{h}_{n\pm}$).

Резонансный характер зависимости импеданса от плотности электронов в условиях расчета сильнее проявляется в разряде меньшего размера, что связано с большим затуханием поверхностной волны при распространении к центру разряда. Поскольку импеданс разряда очень сильно зависит от плотности электронов, в области 1 ($n_e < 2n_C$) масштаб кривых на рисунке уменьшен в 20 раз.

Прямое сравнение аналитических расчетов (рис. 4) с численными (рис. 2, 3) невозможно, так как в первом случае рассчитывается импеданс в точке возбуждения ($r = (R_1 + R_2)/2$), а во втором – в сечениях 6 (рис. 1), поэтому к току, протекающему через разряд, добавляется ток, протекающий по отрезку линии передачи, подводящей ВЧ-сигнал к разряду. Поскольку длина этой линии много меньше длины волны, то, согласно [46], общий импеданс разряда будет

$$\hat{Z} = Z_{\pm}\left(1 - \frac{ik}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}CZ_{\pm}\right)^{-1}.$$

Результаты расчета по этой формуле показаны на рис. 5. Дополнительная емкость, вносимая внешней цепью, считалась равной 10, 30 и 50 пФ для радиусов разрядной камеры 10, 20 и 30 см, что примерно соответствует емкости цилиндрического конденсатора с радиусами электродов R_1 и R_2 и высотой цилиндра 1 см. Сопоставление с расчетом в COMSOL Multiphysics® (рис. 2, 3) дают качественное, а иногда и количественное, совпадение для симметричного разряда, несмотря на пренебрежение слоями пространственного заряда у боковой стенки, учете только трех электродинамических мод и пренебрежение конечным размером области возбуждения. Аналитические формулы правильно описывают в среднем индуктивный характер разряда в области концентраций электронов 5×10^8–5×10^9 см$^{-3}$, положение резонансов и значение импеданса в нерезонансной области. Существенная погрешность наблюдается при описании формы резонанса токов, лежащего в области границы существования поверхностных волн ($n_e \sim 2n_C$), что связано с неприменимостью в этой области использованной для их описания теории возмущений.

Для антисимметричного возбуждения, несмотря на общее качественное согласие аналитических и численных расчетов, наблюдается большее число резонансов и другое их расположение на оси плотностей электронов. Скорее всего, это отличие обусловлено отсутствием учета слоев пространственного заряда у боковой стенки в рассматриваемой модели. При симметричном возбуждении, когда ток течет по боковой стенке,

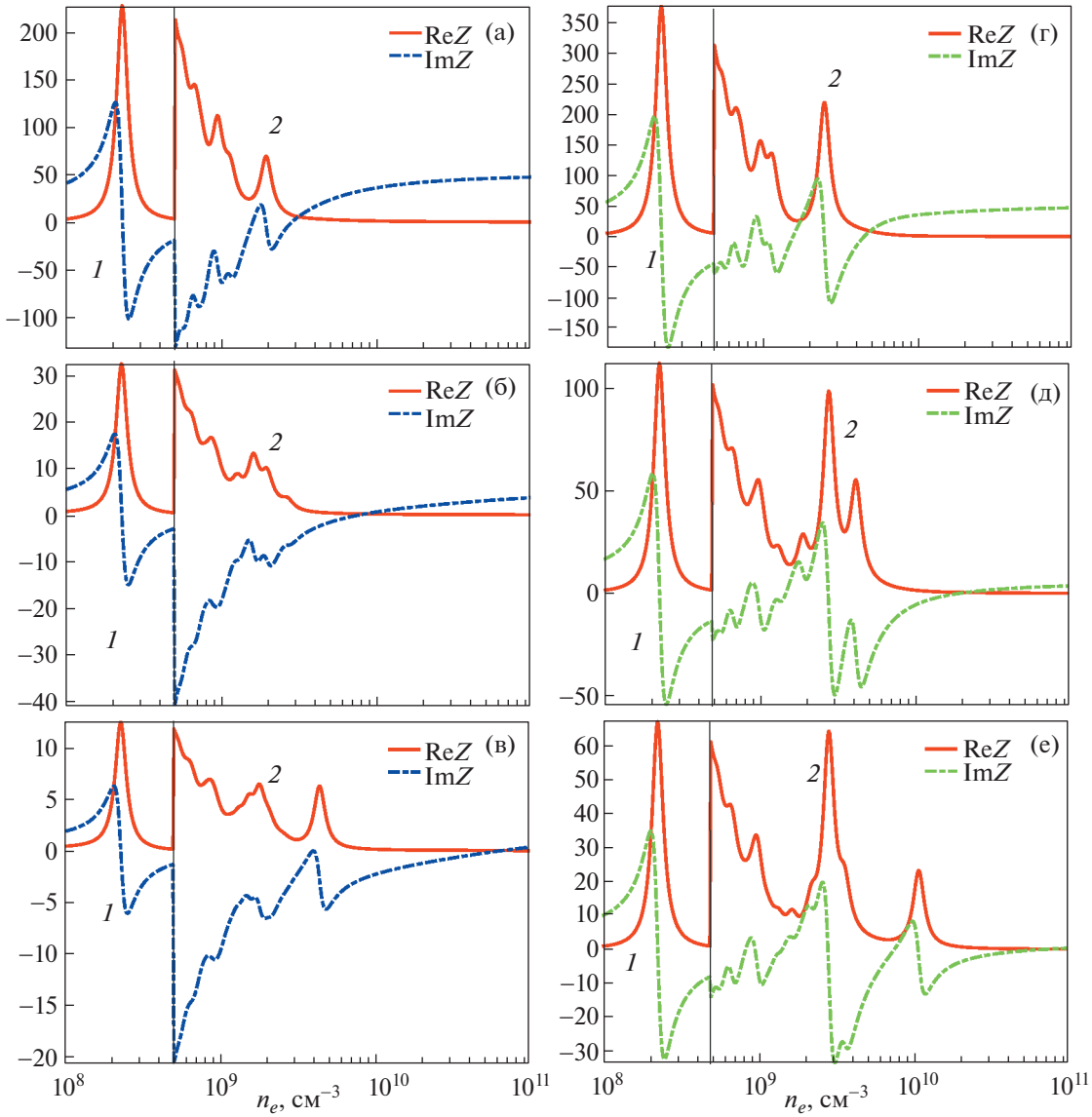

Рис. 4. Импеданс разряда в Омах для полностью заполненной плазмой камеры (*1* – Re *Z*, *2* – Im *Z*) толщина слоев $d_1 = d_2 = d_4 = 3$ мм при симметричном (а–в) и антисимметричном (г–е) возбуждении. Частота 135.6 Мгц. Радиус разрядной камеры 10 (а, г), 20 (б, д) и 30 (в, е) см. Расчет по аналитическим формулам.

параллельно границе плазмы, токи через СПЗ малы и их влияние несущественно. В антисимметричном случае ток через СПЗ течет, поэтому его вкладом в импеданс пренебречь нельзя и можно ожидать появления резонанса, аналогичного резонансу плазма–слой пространственного заряда, между индуктивным импедансом плазмы (или длинной линии между областью возбуждения и слоем), и импедансом слоя у боковой границы плазмы. Поскольку осевое распределение поля неоднородно, то возможно резонансное возбуждение поверхностных волн, распространяющихся вдоль боковой поверхности вакуумной камеры. Эти процессы в данной работе в силу их несущественности при симметричном возбуждении плазмы и математической громоздкости не рассматриваются.

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В РАЗРЯДЕ И АНАЛИЗ ПРИРОДЫ РЕЗОНАНСОВ

Проведем сравнение результатов аналитического анализа с данными численного моделирования структуры электромагнитного поля с помощью пакета COMSOL Multiphysics® в широком диапазоне плотностей электронов для вакуумной камеры, размеры которой указаны в разд. 1. Ниже приведены результаты для плотностей электро-

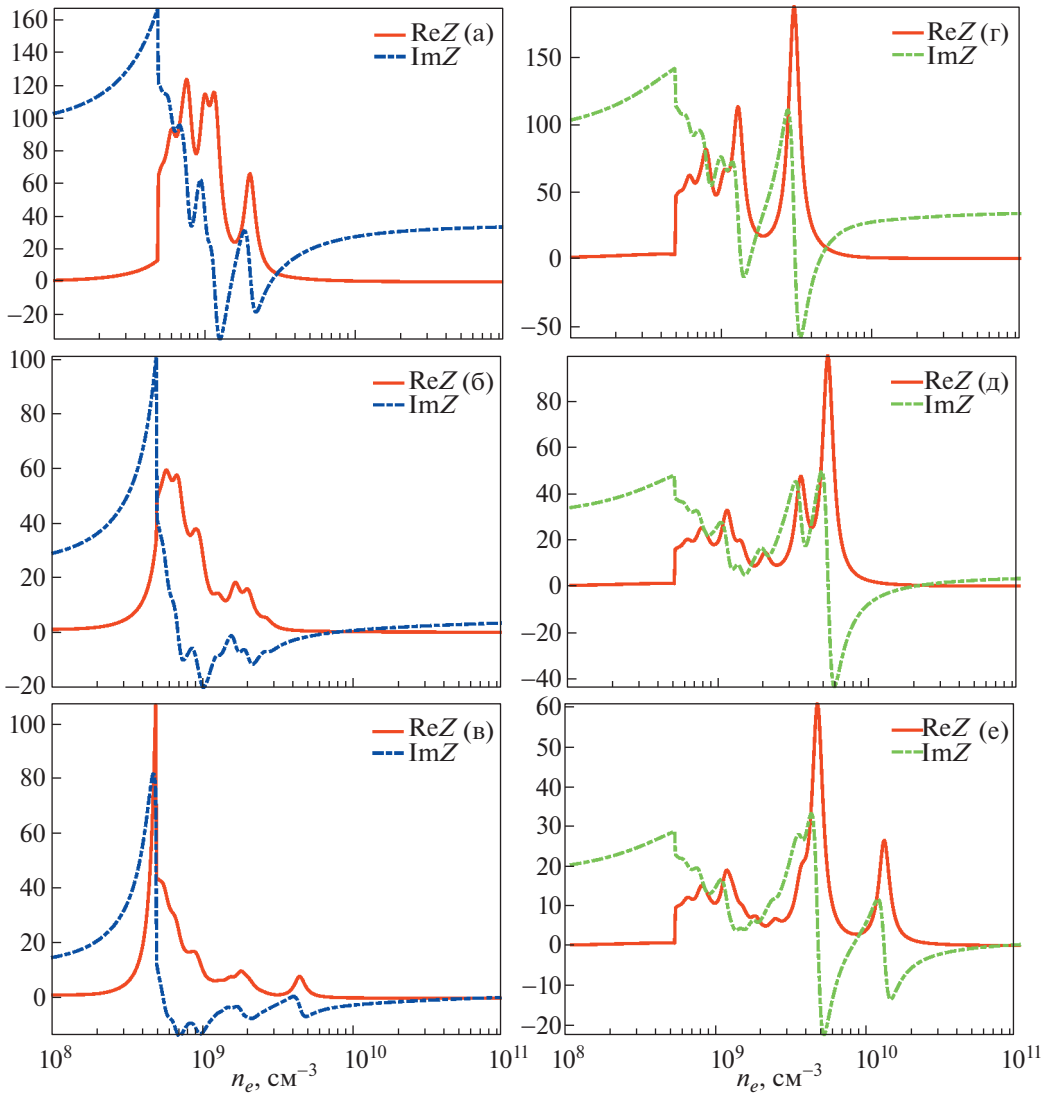

Рис. 5. То же, что и на рис. 4. Расчет по аналитическим формулам при учете дополнительной емкости, вносимой подводящей линией передачи.

нов, для которых наблюдался резонанс токов и напряжений (см. рис. 2, 3) или резкое изменение реактивной части импеданса при увеличении мнимой.

Здесь обсуждаются результаты расчетов азимутального магнитного поля для условий, при которых различные типы распределений проявляют себя наиболее ярко, приведенные на рис. 6–8 (для синфазного возбуждения плазмы) и рис. 9–11 (для противофазного) в разрядных камерах с внешним радиусом 10 см (рис. 6, 9), 20 см (рис. 7, 10), 30 см (рис. 8, 11).

В области плотностей электронов $3 \times 10^8 < n_e < 5 \times 10^8$ см$^{-3}$($n_C < n_e < 2n_C$) поверхностные волны не распространяются, и поле в области возбуждения затухает на глубине скин-слоя (рис. 6а, б, 7а, б, 8а–г, 9а, б, 10а, б).

При плотности электронов, слегка выше удвоенной критической, во всех случаях в плазме возбуждается поверхностная волна, распространяющаяся в обе стороны от области возбуждения. Коэффициент поглощения коротких поверхностных волн велик, поэтому волна затухает быстрее, чем дойдет до центра рабочей камеры или до боковой стенки (рис. 6–11).

Увеличение плотности электронов сопровождается увеличением длины поверхностной волны и уменьшением ее коэффициента затухания (см. [46, 50, 51]. Поэтому в окрестности источника формируется стоячая поверхностная волна, а при

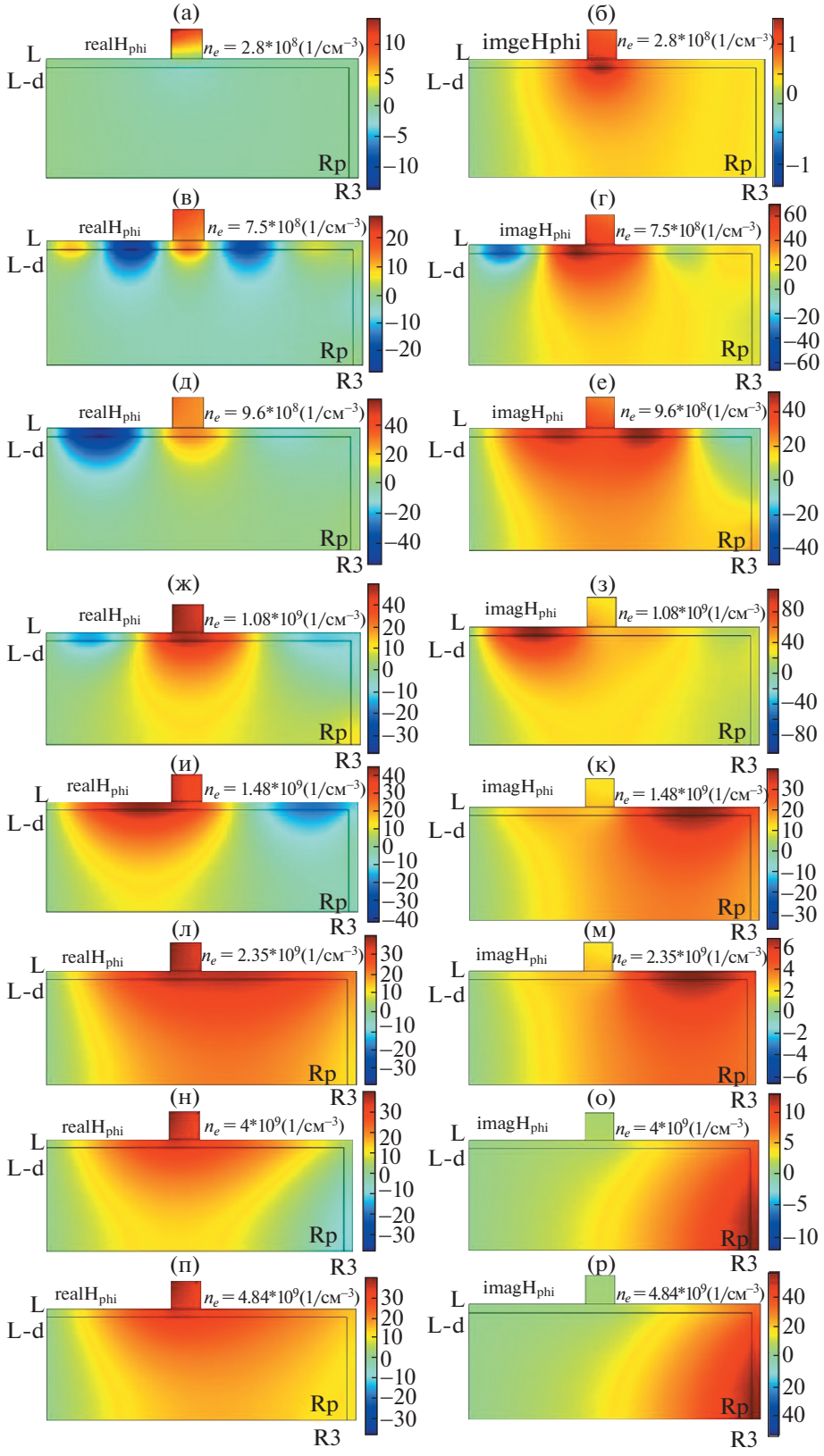

Рис. 6. Изменение пространственной структуры магнитого поля с ростом плотности электронов для полностью заполненной плазмой камеры (слева – Re H, справа – Im H, А/м) толщина слоев $d_1 = d_2 = d_3 = d = 3$ мм. Поле возбуждается током $I = 1$ А частотой 135.6 Мгц. Радиус разрядной камеры $R_3 - 10$ см. Симметричное возбуждение. Плотность электронов приведена на рисунке. $R_p = R_3 - d$ – радиус плазмы..

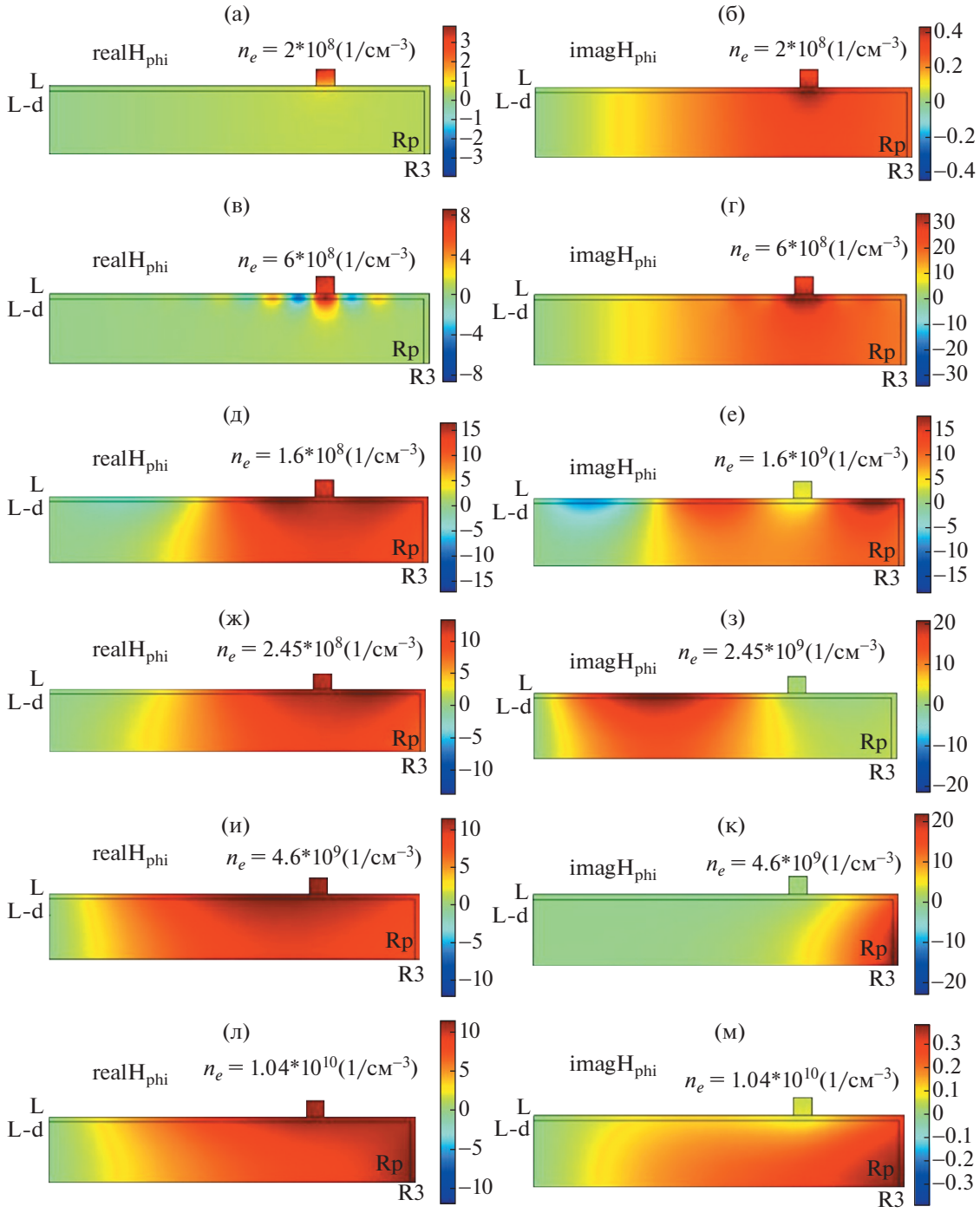

Рис. 7. То же, что и на рис. 6 для радиуса разрядной камеры 20 см.

определенных плотностях наблюдаются резонансы токов и напряжений.

Поскольку длина поверхностных волн при противофазном возбуждении меньше, чем при синфазном, для противофазного возбуждения резонанс с целым числом полуволн наблюдается при более высоких плотностях электронов, чем при синфазном. Согласно расчетам дисперсионной кривой (рис. 6 статьи [46]) резонанс напряжений, соответствующий наибольшей плотности ($h_{0\pm}R = 2.405$), должен наблюдаться: при плотностях 5×10^9 см$^{-3}$ и 3×10^9 см$^{-3}$ для радиуса 10 см, при 7.3×10^9 см$^{-3}$ и 1.8×10^9 см$^{-3}$ для радиуса 20 см (первое число соответствует синфазному, а вто-

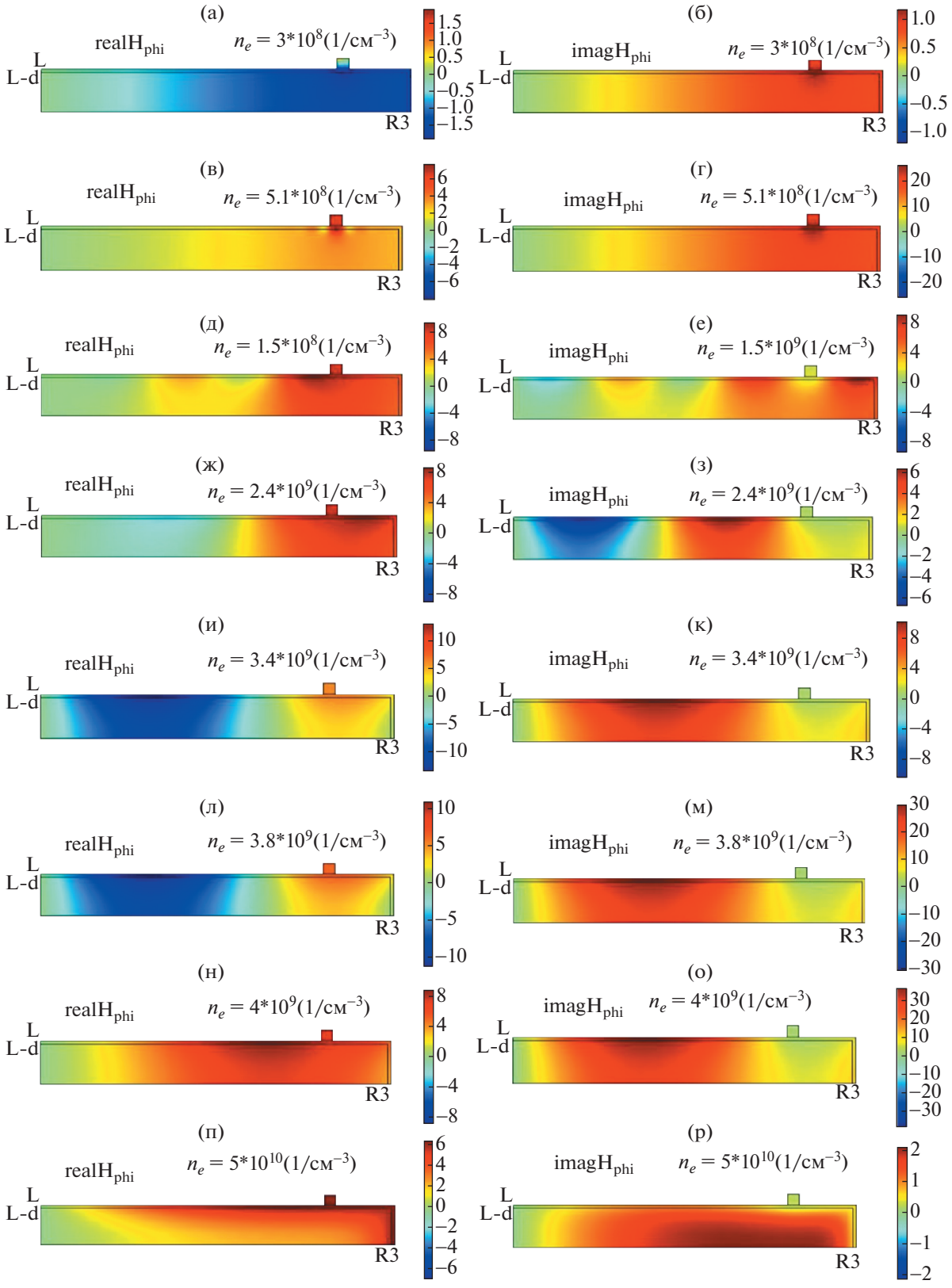

Рис. 8. То же, что и на рис. 6 для радиуса разрядной камеры 30 см.

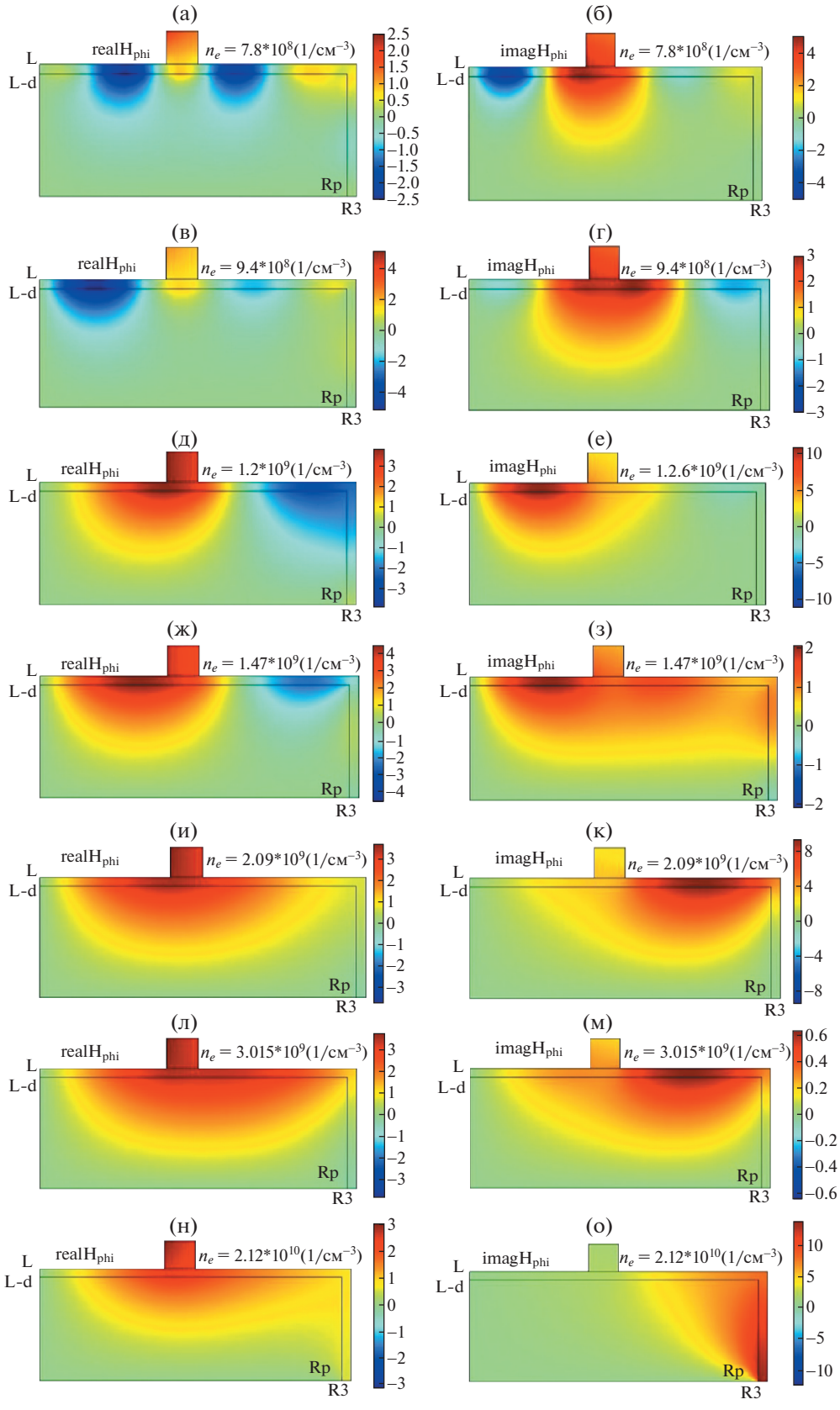

Рис. 9. То же, что и на рис. 6, но для антисимметричного возбуждения.

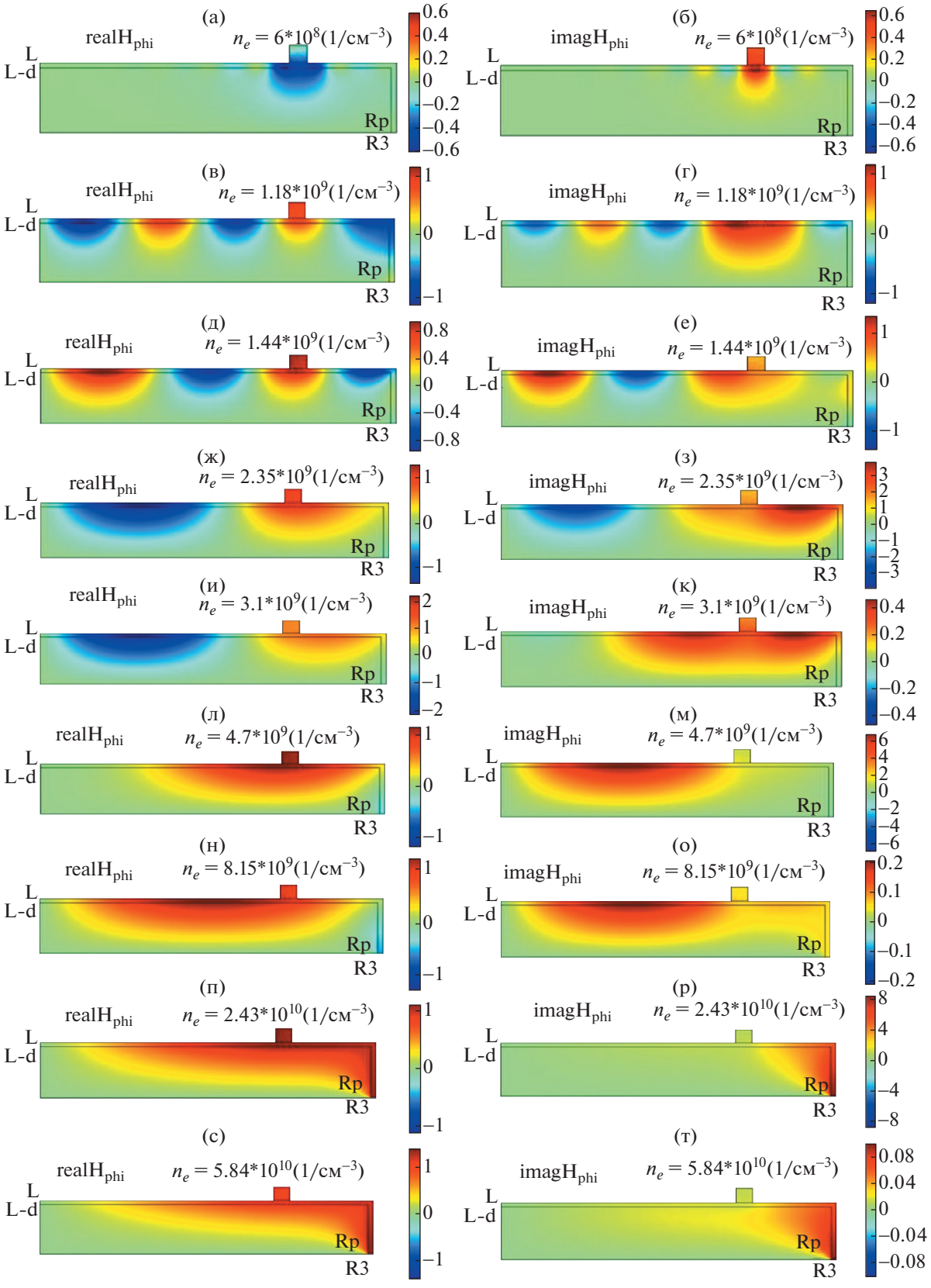

Рис. 10. То же, что и на рис. 9 для радиуса разрядной камеры 20 см.

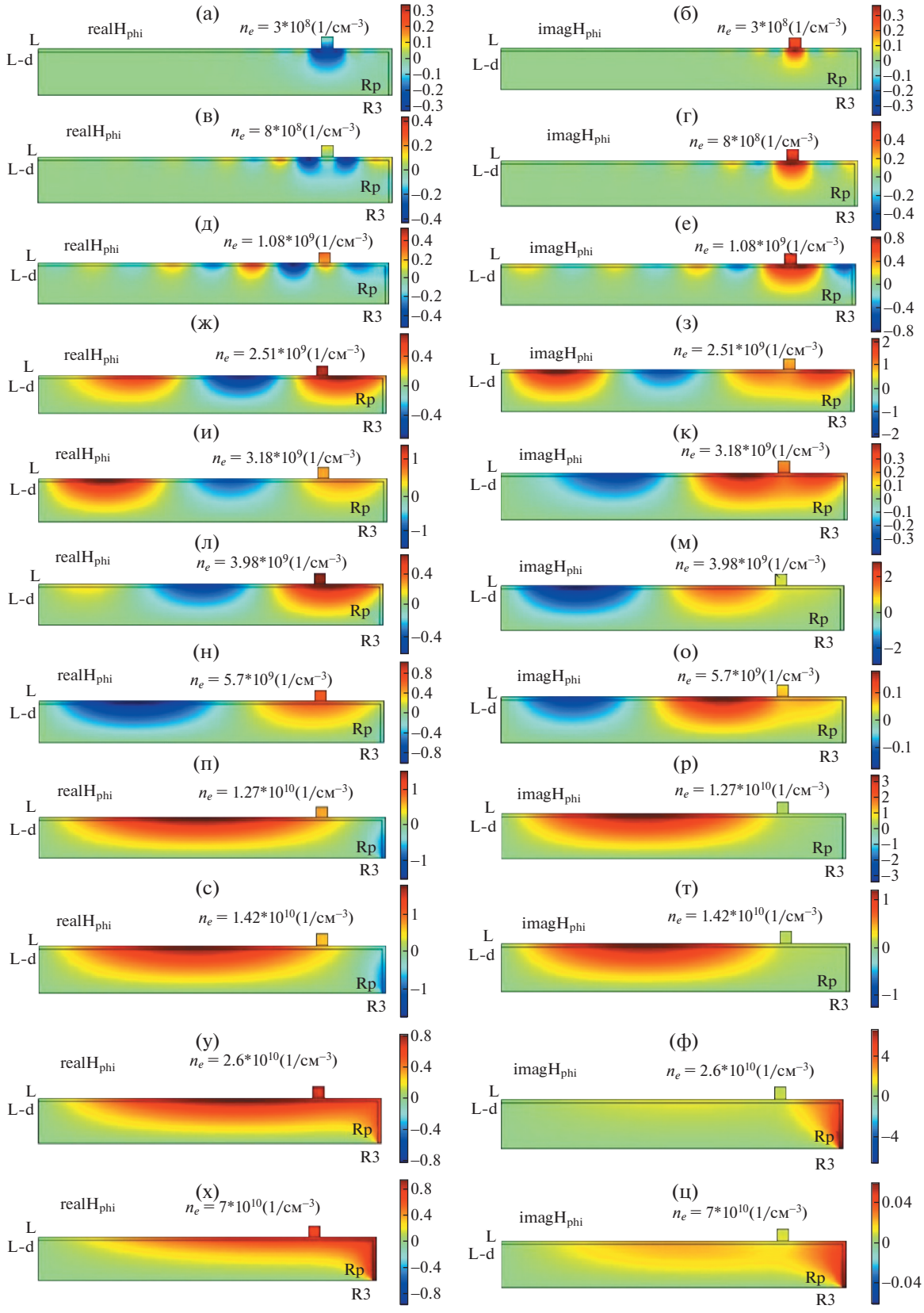

Рис. 11. То же, что и на рис. 6 для радиуса разрядной камеры 30 см.

рое – противофазному возбуждению) и ~7 × × 10^{10} см$^{-3}$ для 30 см. При радиусе 30 см резонансные плотности и в первом, и во втором случае близки, так как волны у различных границ плазмы плохо проникают в нее и взаимодействуют слабо. Для синфазного возбуждения эти цифры близки к полученным в численных расчетах. При более высоких плотностях разряд имеет емкостной импеданс. На ряде рисунков максимум магнитного поля у бокового слоя достигается в центральной (по координате z) части трубки, это свидетельствует о возбуждении в окрестности боковой стенки стоячей поверхностной волны (рис. 6н–р, рис. 7и–к). На рисунках 8н, о магнитное поле поверхностной волны сдвинуто примерно на $\pi/2$ относительно поля основной моды, что говорит о резонансном характере возбуждения. Вносимые этой волной потери подавляют возможность резонанса.

Для противофазного возбуждения (рис. 9–11) рост плотности электронов также приводит к появлению ярко выраженной стоячей поверхностной волны в радиальном направлении, число полуволн которой уменьшается с ростом плотности электронов. Резонанс напряжений в этих режимах наблюдается при более высоких плотностях электронов, чем это следует из простой оценки, следующей из расчета дисперсионной зависимости. Для разряда в камере радиусом 30 см эта плотность, соответствующая резонансу напряжений, лежит при плотностях выше 10^{11} см$^{-3}$ поэтому этот резонанс на рис. 3 отсутствует. Анализ пространственных распределений магнитного поля показывает, что максимальные поля сосредоточены в периферийной области (рис. 10п–т и 11у–ц), поэтому разряд при этих плотностях должен существовать в режиме резонанса плазма–слой в периферийной области. При меньшем радиусе электрода (10 см) разряд и без учета слоя пространственного заряда имеет емкостной импеданс, поэтому дополнительная емкость, вносимая периферийным слоем пространственного заряда, не меняет емкостной характер импеданса. Однако максимум распределения поля при высоких плотностях электронов также наблюдается в периферийной области (рис. 9н, о). Данные, представленные на рисунках, показывают, что амплитуда этого поля может существенно меняться от величины, превышающей амплитуду поля радиальной волны (рис. 9н, о, рис. 10п, р, рис. 11у, ф), до пренебрежимо малой, по сравнению с ней (рис. 10с, т, рис. 11х, ц).

Сложный характер изменения импеданса в области плотностей электронов $4 \times 10^8 - 4 \times 10^9$ см$^{-3}$ также демонстрирует возможность возбуждения поверхностных волн у торца плазмы, которая не рассматривалась в аналитических исследованиях в данной работе.

Суммируем более кратко основные физические выводы из приведенных выше аналитических и численных расчетов.

1. Импеданс разряда, который важен для согласования технологических процессов, определяется как высшими нераспространяющимися модами поля, возбуждаемыми в окрестности области возбуждения, так и поверхностными волнами, распространяющимися вдоль интерфейса плазма–слой пространственного заряда–металл. В рассматриваемом приближении ($R_2 - R_1 \ll L$ различные моды волн возбуждаются независимо друг от друга (параллельное включение импедансов), что отражено появлением соответствующих слагаемых только в фигурных скобках в знаменателе (8). При этом линии передачи, соответствующие возбуждению волн в центральной и периферийной области, оказываются соединенными последовательно (слагаемые в круглых скобках). Таким образом, изменяя точку подвода энергии можно изменять соотношение между амплитудами полей в центральной и периферийной областях. Соотношение амплитуд поверхностных волн и высших мод определяется близостью слагаемого для поверхностных волн $\left(J_0(h_{0\pm}R_1)/J_1(h_{0\pm}R_1) - Q_0(h_{0\pm}R_1)/Q_1(h_{0\pm}R_1)\right)$ к резонансу. Коэффициент связи соответствующей линии передачи с источником поля зависит от множителей $k\,\mathbf{h}_{n\pm\varphi}(L)\,\mathbf{h}^{+}_{n\pm\varphi}(L)\,L\Big/\left(\tilde{h}_{n\pm}N^{H2}_{n\pm}\right)$, т.е. от осевого распределения поля для возбуждаемой волны.

2. Для синфазного возбуждения разряда в рабочем диапазоне плотностей электронов вследствие отсутствия тока на боковую стенку можно пренебречь влиянием СПЗ у боковой стенки, за исключением, возможно, области очень близкой к удвоенной критической плотности, когда поверхностная волна у боковой стенки будет находиться в условиях резонанса. При достаточно большом расстоянии между областью возбуждения и боковой стенкой эта волна не должна возбуждаться вследствие затухания радиальной поверхностной волны на отрезке ($R_3 - R_2$).

3. Для противофазного возбуждения разряда возможно появление дополнительного резонанса плазма–слой пространственного заряда у боковой стенки. В рамках используемой в данной задачи модели этот резонанс может быть включен в рассмотрение изменением функций $Q_0(h_{0\pm}r)$ и $Q_1(h_{0\pm}r)$, с учетом того факта, что длинная линия, описывающая распространение поверхностной волны в периферийной области, уже не будет замкнутой, а будет соединена с землей через некоторую “эффективную” емкость СПЗ. Авторы не проводили детальные расчеты по такой усложненной модели, чтобы не увеличивать объем данной работы.

Обсудим теперь кратко влияние изменения частоты поля, поддерживающего плазму, на вид рассматриваемых кривых, при неизменности остальных параметров плазмы. Расчеты показали, что качественно картина зависимости импеданса от плотности электронов не меняется. Однако импеданс разрядной камеры в целом при малых и высоких (когда глубина скин-слоя много меньше характерных размеров плазмы) увеличивается обратно пропорционально частоте, так как в этом случае импеданс камеры определяется ее полной емкостью ($n_e \to 0$), либо емкостью слоев пространственного заряда ($n_e \to \infty$). Положение резонанса токов, либо области, где существенным становится возбуждение поверхностных волн, а также резонанса плазма–слой пространственного заряда на оси плотностей электронов изменяется пропорционально изменению критической концентрации $n_C = \varepsilon_0 m\omega^2/e^2$, пропорционально квадрату частоты. Изменение положения резонансов, связанных с возбуждением поверхностных волн, также примерно пропорционально изменению критической концентрации, однако для них возможен сдвиг по плотности, связанной с тем, что указанные законы подобия не работают для дисперсионной кривой поверхностной волны, хотя качественно ее поведение и асимптотики при $n_e \to 2n_C$ и $n_e \to \infty$ не изменяются.

Уменьшение частоты поля в два раза (до 67.8 МГц) приведет к уменьшению области плотностей электронов, где существенны резонансы. Верхняя граница области плотностей электронов, где лежат рассматриваемые резонансы уменьшится с 10^{10} см$^{-3}$ до 2×10^9 см$^{-3}$, для симметричных волн и с 8×10^{10} см$^{-3}$ до 2×10^{10} см$^{-3}$ для несимметричных. Уменьшение частоты поля до 27.12 МГц приводит к дальнейшему снижению этих плотностей до 2×10^8 см$^{-3}$ и 2×10^9 см$^{-3}$.

Приведенные оценки касаются проявления резонансов, связанных пространственным распределением поля поверхностных волн. Ограничение глубины проникновения поля в плазму, которое обычно не принимается во внимание в кинетических моделях плазмы, в соответствии с результатами [8] должно учитываться при плотностях электронов выше 10^{10} см$^{-3}$.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. При возбуждении емкостного высокочастотного разряда в камере с большой площадью электродов пространственное распределение электромагнитного поля и импеданс разряда существенно модифицируются при изменении плотности электронов.

2. Аналитические расчеты поля в емкостном высокочастотном разряде низкого давления показали, что представление поля в виде суммы поверхностных и нераспространяющихся собственных мод Е-волн в трехслойной структуре слой пространственного заряда–плазма–слой пространственного заряда, окруженной металлическими электродами, позволяет правильно объяснить поведение импеданса. Плотности электронов в плазме, при которых наблюдается резонанс, в большинстве случаев рассчитываются с точностью до $\pm 10\%$.

3. При больших размерах электродов и малых частотах столкновений ($\nu/\omega < \lambda/L$) возможно проявление резонансов тока и резонансов напряжения, связанных с кратностью радиуса разряда определенному числу полуволн поверхностной волны. Хотя механизм возбуждения высших мод в разряде в полностью заполненной камере отличается от возбуждения в разряде с диэлектрической боковой стенкой, и их амплитуда должна быть меньше, они приводят к изменению плотностей электронов, при которых наблюдается резонанс, а в широкой области плотностей электронов емкостный разряд имеет в среднем индуктивный импеданс.

4. Стоячие поверхностные волн, возбуждение которых возможно у торцевого слоя пространственного заряда, существенны в области плотностей электронов, в несколько раз превышающих критическую. Эти волны в разряде малого радиуса, когда радиус сравним или меньше высоты разряда, оказывают существенное влияние на импеданс разряда в целом.

5. При высоких плотностях электронов и противофазном возбуждении существенную роль играет слой пространственного заряда у боковой стенки плазмы. Для разряда высокой плотности его наличие приводит к появлению нового резонанса, который можно также рассматривать как геометрический резонанс плазма-слой пространственного заряда, где индуктивный импеданс периферийной плазмы компенсируется емкостным импедансом периферийного слоя пространственного заряда. Поле внешнего источника при этом сосредотачивается в периферийной области.

6. Сопоставление результатов аналитических расчетов и численного моделирования свойств разряда с помощью пакета COMSOL Multiphysics® показало их удовлетворительное качественное, а в некоторых режимах и количественное, согласие.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Условие ортогональности волн в трехслойной структуре, окруженной металлическими стенками

Приведем выражения для собственных функций для магнитного поля: четных волн $\tilde{L} = L - d$, $\mathbf{h}_{\varphi 0+} = \mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_P}z\right)/\mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)$ в плазме ($|z| < L-d$), $\mathbf{h}_{\varphi 0+} = \mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_1}(L-|z|)\right)/\mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_1}d\right)$ в слое ($L-d < |z| < L$), и для нечетных волн $\mathbf{h}_{\varphi 0-} = \mathrm{sh}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}z\right)/\mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)$ в плазме ($|z| < L-d$), $\mathbf{h}_{\varphi 0-} = \frac{z}{|z|}\mathrm{th}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)/$ $/\mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_1}(L-|z|)\right)/\mathrm{ch}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_1}d\right)$ в слое ($L-d < |z| < L$) соответствующие выражения для высших мод имеют вид $\mathbf{h}_{\varphi 0+} = \cos\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{0+}^2}z\right)/\cos\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{0+}^2}\tilde{L}\right)$ в плазме ($|z| < L-d$), $\mathbf{h}_{\varphi 0+} = \cos\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{0+}^2}(L-|z|)\right)/$ $/\cos\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{0+}^2}d\right)$ в слое ($L-d < |z| < L$), $\mathbf{h}_{\varphi 0+} = \sin\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{0-}^2}z\right)/\cos\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{0-}^2}\tilde{L}\right)$ в плазме ($|z| < L-d$), $\mathbf{h}_{\varphi 0-} = \frac{z}{|z|}\mathrm{th}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{0-}^2}\tilde{L}\right)/$ $/\mathrm{ch}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{0-}^2}(L-|z|)\right)/\mathrm{ch}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{0-}^2}d\right)$ в слое.

Условия ортогональности этих функций, входящих в уравнения (1)–(3), сводятся к выражениям (индекс 0 соответствует поверхностным волнам, $\varepsilon = \varepsilon_P$ в плазме и $\varepsilon = \varepsilon_1 = 1$ в слое)

$$\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi 0+}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n+}(z) = \frac{1}{h_{0+}^2 - h_{n+}^2}\left[\left(\frac{\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_P}}{\varepsilon_P}\mathrm{th}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_1}}{\varepsilon_1}\mathrm{th}\left(\sqrt{h_{0+}^2 - k^2\varepsilon_1}d\right)\right) + \left(\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n+}^2}}{\varepsilon_P}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n+}^2}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n+}^2}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n+}^2}d\right)\right)\right].$$

Аналогичный расчет для двух затухающих волн приводит к соотношению

$$\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi m+}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n+}(z) = \frac{1}{h_{m+}^2 - h_{n+}^2}\left[\left(\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{m+}^2}}{\varepsilon_P}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{m+}^2}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{m+}^2}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{m+}^2}d\right)\right) + \left(\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n+}^2}}{\varepsilon_P}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n+}^2}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n+}^2}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n+}^2}d\right)\right)\right].$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой сумму дисперсионных выражений для собственных волн, поэтому оно равно нулю. Таким образом, если $m \neq n$, то знаменатель отличен от нуля, и собственные функции ортогональны. При $m = n$ рассматриваемые интегралы представляют собой квадрат нормы собственной функции и будут рассчитаны ниже (эти интегралы не являются квадратом нормы в том смысле, в котором мы к нему привыкли, поскольку для затухающих волн интеграл при отрицательных ε_P будет отрицательным). Для антисимметричных волн соответствующие интегралы имеют вид

$$\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi 0-}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n-}(z) = \frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n-}^2}\tilde{L}\right)}{h_{0-}^2 - h_{n-}^2} \times\left[\left(\frac{\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}}{\varepsilon_P}\mathrm{cth}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_1}}{\varepsilon_1}\mathrm{th}\left(\sqrt{h_{0-}^2 - k^2\varepsilon_1}d\right)\right) + \left(-\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n-}^2}}{\varepsilon_P}\mathrm{ctg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P - h_{n-}^2}\tilde{L}\right) + \frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n-}^2}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1 - h_{n-}^2}d\right)\right)\right],$$

$$\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi m-}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n-}(z) = \frac{\left(\sqrt{h^2_{m-}-k^2\varepsilon_P}L\right)\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}\tilde{L}\right)}{h^2_{m-}-h^2_{n-}}\times$$
$$\times\left[\left(-\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{m-}}}{\varepsilon_P}\mathrm{ctg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{m-}}\tilde{L}\right)+\right.\right.$$
$$+\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{m-}}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{m-}}d\right)\Bigg)+$$
$$+\left(-\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n+}}}{\varepsilon_P}\mathrm{ctg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}\tilde{L}\right)+\right.$$
$$\left.\left.+\frac{\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n-}}}{\varepsilon_1}\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n-}}d\right)\right)\right].$$

Расчет для совпадающих собственных функций приводит к соотношениям

$$N^{H2}_{0+} = \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi 0+}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n+}(z) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\varepsilon_P}\left(\frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)}{\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_P}}+\right.\right.$$
$$\left.+\frac{\tilde{L}}{\mathrm{ch}^2\left(\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)}\right)+$$
$$\left.+\left(\frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_1}d\right)}{\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_1}}+\frac{d}{\mathrm{ch}^2\left(\sqrt{h^2_{0+}-k^2\varepsilon_1}d\right)}\right)\right],$$

$$N^{H2}_{n+} = \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi n+}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n-}(z) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\varepsilon_P}\left(\frac{\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n+}}\right)\tilde{L}}{\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n+}}}+\right.\right.$$
$$\left.+\frac{\tilde{L}}{\cos^2\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n+}}\tilde{L}\right)}\right)+$$
$$\left.+\left(\frac{\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n+}}d\right)}{\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n+}}}+\frac{d}{\cos^2\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n+}}d\right)}\right)\right].$$

Для антисимметричных волн интегралы отличается знаком в скобках

$$N^{H2}_{0-} = \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi 0-}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n-}(z) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\varepsilon_P}\left(\frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)}{\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_P}}-\frac{\tilde{L}}{\mathrm{ch}^2\left(\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)}\right)+\right.$$
$$+\mathrm{th}^2\left(\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_P}\tilde{L}\right)\times$$
$$\left.\times\left(\frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_1}d\right)}{\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_1}}+\frac{d}{\mathrm{ch}^2\left(\sqrt{h^2_{0-}-k^2\varepsilon_1}d\right)}\right)\right],$$

$$N^{H2}_{n-} = \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi \mathbf{n}-}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n-}(z) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\varepsilon_P}\left(\frac{\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}\tilde{L}\right)}{\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}}-\right.\right.$$
$$\left.-\frac{\tilde{L}}{\cos^2\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}L\right)}\right)+\mathrm{tg}^2\left(\sqrt{k^2\varepsilon_P-h^2_{n-}}\tilde{L}\right)\times$$
$$\left.\times\left(\frac{\mathrm{tg}\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n-}}d\right)}{\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n-}}}+\frac{d}{\cos^2\left(\sqrt{k^2\varepsilon_1-h^2_{n-}}d\right)}\right)\right].$$

Собственные функции для z-компоненты электрического поля $\mathbf{e}_{zn\pm}$ связаны с $\mathbf{h}_{\varphi n\pm}$ соотношением

$$\mathbf{e}_{z0\pm} = \frac{h_{0\pm}}{k\varepsilon}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}[\mathbf{r}_0\times\mathbf{h}_{\varphi 0\pm}],$$
$$\mathbf{e}_{z\mathbf{n}\pm} = \frac{h_{n\pm}}{k\varepsilon}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}[\mathbf{r}_0\times\mathbf{h}_{\varphi n\pm}],$$

где $\mathbf{r}_0$ – единичный вектор в радиальном направлении. Таким образом, квадрат нормы для этих функций связан с квадратом нормы $N^2_{n\pm}$ соотношением

$$N^{E2}_{m\pm} = \int_0^L \mathbf{e}_{zm\pm}(z)\mathbf{e}^+_{zn\pm}(z)\varepsilon(z)dz =$$
$$= \frac{h_{m\pm}h_{n\pm}}{k^2}\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi m\pm}(z)\mathbf{h}^+_{\varphi n\pm}(z) =$$
$$= \frac{h^2_{m\pm}}{k^2}\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)N^2_{m\pm}\delta_{nm}$$

и эти функции также ортогональны. Наконец,

$$N_{m\pm}^2 = \int_0^L e_{zm\pm}(z)\, h_{zn\pm}^+(z)dz =$$

$$= \frac{h_{m\pm}}{k}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int_0^L \frac{dz}{\varepsilon(z)}\mathbf{h}_{\varphi m\pm}(z)\,\mathbf{h}_{\varphi n\pm}^+(z) = \frac{h_{m\pm}}{k}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}N_{m\pm}^2\delta_{nm}.$$

Вычисление интеграла для δ-функции (см. пункт 3) приводит к выражению

$$\int_0^L \varepsilon(z')\,dz'\delta(z'-L)\left(\mathbf{z}_0\cdot\mathbf{e}_{zn\pm}^+(z')\right) =$$

$$= \frac{h_{n\pm}}{k}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\left(\boldsymbol{\varphi}_0\cdot\mathbf{h}_{\varphi n\pm}^+(L)\right).$$

Для r-компонент электрического поля интегрирование в плоскости $\varphi 0Z$ показывает, что эти компоненты поля не ортогональны [50]. Этот факт известен и коррелирует с тем утверждением, что коэффициенты разложения волн в волноводе полностью определяются только поперечными компонентами поля. Затем продольные компоненты поля могут быть найдены с использованием найденных коэффициентов [49, 50, 52–56], с добавлением полей, локально связанных с протекающими сторонними токами [56]. Заметим также, что при расчете ортогональности собственных функций в резонаторе интегрирование в плоскости $\varphi 0Z$ будет дополнено интегрированием вдоль радиуса в цилиндрической задаче, которое приведет с учетом граничных условий к занулению интегралов для функций с различными постоянными распространения, что доказывает ортогональность собственных функций в резонаторе для любой из компонент поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N.-Y.: Wiley, 2005.
2. *Samukawa S., Hori M., Raul S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A.B., Gutsol A.F., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J.-P., Sommerer T.J., Kushner M.J., Czarnetzki U., Mason N.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 253001.
3. *Adamovich I., Baalrud S.D., Bogaerts A., Bruggeman P.J., Cappelli M., Colombo V., Czarnetzki U., Ebert U., Eden J.G., Favia P., Graves D.B., Hamaguchi S., Hieftje G., Hori M., Kaganovich I.D., Kortshagen U., Kushner M.J., Mason N.J., Mazouffre S., Mededovic Thagard S., Metelmann H.-R., Mizuno A., Moreau E., Murphy A.B., Niemira B.A., Oehrlein G.S., Petrovic Z.Lj., Pitchford L.C., Pu Y.-K., Rauf S., Sakai O., Samukawa S., Starikovskaia S., Tennyson J., Terashima K., Turner M.M., van de Sanden M.C.M., Vardelle A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 323001.
4. *Perrin J., Schmitt J., Hollenstein C., Howling A., Sansonnes L.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2000. V. 42. P. B353.
5. *Liu Y.X., Zhang Yu-Ru, Bogaerts A., Wang Y.-N.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2015.V. 33. P. 020801. https://doi.org/10.1116/1.4907926
6. *Schmitt J., Elyaakoubu M., Sansonnes L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. V. 11. P. A206.
7. *Park A.E., Cho B.U., Lee J.K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 628.
8. *Liberman M.A., Booth J.P., Chabert P., Rax J.M., Turner M.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2002.V. 11. P. 283.
9. *Chabert P., Ramimbault J.-L., Rax J.-M., Lieberman M.A.* // Phys. Plasmas. 2004. V.11. P. 1175.
10. *Chabert P., Ramimbault J-L., Rax J-M, Pepper A.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 4081.
11. *Proschek N., Yin Y., Charles S., Aanesland A., McKenzie D.R., Bilek M.M., Boswell R.W.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 407.
12. *Sansonnens L., Howling A.A., Hollenstein Ch.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 15. P. 302.
13. *Chabert P.* // J. Phys. D.: Appl. phys. 2007. V. 40. P. R63.
14. *Howling A.A., Sansonnens L., Hollenstein C.* // Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 5059.
15. *Mussenbrock T., Hemke T., Ziegler D., Brinkman R.P., Klick M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 025018.
16. *Sung D., Woo J., Lim K., Kim K., Volynets V., Kim G.-H.* // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 023303.
17. *Xu X., Zhao S-X., Zhang Yu-Ru, Wang Y.-N.* // J. Appl. Phys. 2010. V.108. P. 043308.
18. *Zhang Yu-Ru, Xu X., Bogaerts A., Wang Y.-N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 015202.
19. *Zhang Yu-Ru, Xu X., Bogaerts A., Wang Y.-N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 015203.
20. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Kawamura E., Chabert P.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 013501. https://doi.org/10.1063/1.4938204
21. *Wen De-Qi, Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Wang Y.-N.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 083517.
22. *Saikia P., Bhuyan H., Escalona M., Favre M., Rawat R.S., Wyndham E.* // AIP Advances. 2018. V. 8. P. 045113. https://doi.org/10.1063/1.5022654
23. *Saikia P., Bhuyan H., Escalona M., Favre M., Bora B., Kakati M., Wyndham E., Rawat R.S., Schulze J.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 183303. https://doi.org/10.1063/1.5023884
24. *Kawamura E., Lieberman M.A., Graves D.B.* // Plasma Sources Sci. Technol. V. 23. P. 064003.
25. *Schmidt F., Schulze J., Johnson E., Booth J.-P., Keil D., French D.M., Trieschmann J., Mussenbrock T.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 095012.
26. *Gekelman W., Barnes M., Vincena S., Pribyl P.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 045003.
27. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Kawamura E., Marakhtanov A.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. V. 24. P. 055011.

28. *Zhao K., Wen De-Qi, Liu Y.-X., Lieberman M.A., Economou D.J., Wang Y.-N.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 185002.
29. *Mussenbrock T., Brinkman R.P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. P. 377.
30. *Mussenbrock T., Brinkman R.P., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Kawamura E.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 085004.
31. *Wen De-Qi, Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Wang Y.-N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 015007.
32. *Wilczek S., Trieschmann J., Schulze J., Donkó Z., Brinkmann R.P., Mussenbrock T.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 125010.
33. *Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 093517.
34. *Lee I., Graves D.B., Lieberman M.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 015018.
35. *Eremin D., Hemke T., Brinkmann R.P., Mussenbrock T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 084017.
36. *Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 123505.
37. *Wen De-Qi, Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Wang Y.-N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 495201.
38. *Sharma S., Mishra S.K., Kaw P.K., Turner M.M.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 013509. https://doi.org/10.1063/1.4973889
39. *Eremin D.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2017. V. 45. P. 527.
40. *Schmidt F., Mussenbrock T., Trieschmann J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 105017.
41. *Hebner G.A., Barnat E.V., Miller P.A., Paterson A.M., Holland J.P.* // Plasma Source Sci. Technol. 2006. V. 15. P. 889.
42. *Ding K., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Shi J.J., Zhang J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 065048.
43. *Saikia P., Bhuyan H., Favre M., Wyndham E., Veloso F.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 013503. https://doi.org/10.1063/1.4973233
44. *Zhao K., Liu Y.-X., Kawamura E., Wen De-Qi, Lieberman M.A., Wang Y.-N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 055017.
45. *Saikia P., Bora B., Schulze J., Bhuyan H.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 083501. https://doi.org/10.1063/1.5032296
46. *Двинин С.А., Синкевич О.А., Кодирзода З.А., Солихов Д.К.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12, С. 1094–1118.
47. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, ГРФМЛ, 1961.
48. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1976.
49. *Никольский В.В.* Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука. 1967. С. 169.
50. *Фелсен Л., Маркувитц Н.* Излучение и рассеяние волн. Т. 1. М.: Мир. 1978. 547 с.
51. *Михлин С.Г.* Вариационные методы в математической физике. М.: Наука, 1970. 512 с.
52. *Двинин С.А., Вологиров А.Г., Михеев В В., Свиридкина В.С.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 746.
53. *Пономарев В.Н., Солнцев Г.С.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 1376.
54. *Никольский В.В., Никольская Т.А.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 543 с.
55. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1990. 442 с.
56. *Стреттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат. 1948. 540 с.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 61–74

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 537.525

О РАЗВИТИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН, ПРЕДВАРЯЮЩИХ ПРОБОЙ В ДЛИННОЙ КАПИЛЛЯРНОЙ ТРУБКЕ С ГЕЛИЕМ ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

© 2021 г. Ю. С. Акишев[a,b,*], В. Б. Каральник[a], А. В. Петряков[a], Ю. З. Ионих[c]

[a] *ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет — Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия*

[c] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

**e-mail: akishev@triniti.ru*

Поступила в редакцию 03.07.2020 г.
После доработки 06.08.2020 г.
Принята к публикации 10.08.2020 г.

Выполненные эксперименты выявили основные закономерности развития полного пробоя в длинной капиллярной трубке при разных конфигурациях электродов. Показано, что при наличии дополнительного внешнего электрода вокруг трубки быстрая стадия, завершающая пробой, предваряется медленной стадией, обусловленной развитием внутри трубки слаботочного поверхностного барьерного разряда. Этот разряд реализуется за счет распространения прямых (от высоковольтного электрода) и встречных (от заземленного электрода) поверхностных волн ионизации. Наличие в трубке заранее и локально отложенного заряда, противоположного по знаку полярности импульсу напряжения, приводит к ускорению распространения ионизационных волн. В отсутствие внешнего электрода пробой происходит гораздо быстрее, но с очень большим разбросом по времени его запаздывания (вплоть до отсутствия пробоя) относительно подачи импульса напряжения. Во многих приложениях нестабильность срабатывания газоразрядного устройства, определяемая формированием пробоя, представляет гораздо бóльшую проблему, чем более медленное, но стабильное его включение. Поэтому результаты исследований, доказывающих возможность управлять процессом пробоя, представляют как научную, так и практическую ценность.

Ключевые слова: электрический пробой, волны ионизации, разряд в трубках

DOI: 10.31857/S0367292121010017

1. ВВЕДЕНИЕ

Для создания неравновесной низкотемпературной плазмы, широко используемой в науке и практике, применяются различные методы, среди которых газовые разряды получили наибольшее распространение [1–4]. В случае формирования низкотемпературной плазмы газовыми разрядами важной стадией является развитие пробоя при подаче напряжения на электроды. Именно стадия пробоя определяет такие важные для практического использования характеристики газоразрядных приборов как быстрота и надежность их включения в работу. Жесткие требования к пробою предъявляются, например, в навигационных лазерных гироскопах [5], а также во многих других газоразрядных устройствах, применяемых в светотехнике и радиоэлектронике.

Сценарий развития пробоя существенно зависит не только от сорта и давления газа и параметров прикладываемого напряжения (амплитуды напряжения U и скорости его нарастания dU/dt), но также от геометрии газоразрядной системы и конструктивных особенностей электродов. Наиболее простая и хорошо изученная ситуация соответствует пашеновскому пробою при низком давлении между плоскими и близко расположенными электродами, когда аспектный параметр $L/D \ll 1$, где L – длина промежутка между электродами, D – характерный поперечный размер электродной системы. В этом случае поперечно-однородный пробой происходит за счет развития таунсендовских электронных лавин, стартующих с катода [6].

По более сложному сценарию развивается пробой в ситуации, когда аспектный параметр $L/D \gg 1$. Указанное условие соответствует развитию разряда в длинных диэлектрических трубках сравнительно большого диаметра или капиллярных трубках небольшой длины. Зажигание разряда в таких трубках предваряется распространени-

ем одной или нескольких волн ионизации, возникающих после приложения к электродам высокого напряжения. Ионизационные волны создают начальную плазму, которая обеспечивает условия для полного завершения пробоя с формированием высокопроводящей плазмы между электродами. Распространение ионизационных волн в диэлектрических трубках сопровождается отложением на их внутреннюю поверхность электрического заряда, который влияет как на скорость распространения волны, так и на развитие последующего быстрого и полного пробоя. Таким образом, выяснение механизмов распространения ионизационных волн в длинных и узких трубках, а также степени влияния заряда стенки на характеристики волн и динамики пробоя являются актуальными исследованиями, имеющими большой научный и практический интерес.

В зависимости от конкретной ситуации, скорости ионизационных волн могут отличаться на много порядков. К настоящему времени достаточно подробно изучено поведение так называемых быстрых волн ионизации (их скорости не менее ~10^9 см/с), возникающих в длинных трубках при подаче на электроды высоковольтных наносекундных импульсов (вплоть до 180 кВ) с крутым передним фронтом ($dU/dt \sim 10^{12}$ В/с и более). Обзор достижений в этой области был сделан в [7]. Было установлено, что распространение быстрых волн ионизации описывается как “диффузия” потенциала вдоль газоразрядной системы, в которой потенциал обеспечивает на фронте волны необходимое электрическое поле, создающее необходимую скорость ионизации среды. Коэффициент “диффузии” потенциала определяется как $D_\varphi \approx 1/RC$, где C – погонная емкость трубки; R – сопротивление всей плазмы, созданной за фронтом волны, которое увеличивается с расстоянием, пройденным быстрой волной. Распространение такой ионизационной волны поддерживается емкостными токами через стенки трубки и сопровождается отложением на ее внутренних стенках заряда, который участвует в формировании суммарного электрического поля, движущего фронт волны. Отложение заряда требует времени, поэтому скорость ионизационных волн, ограниченных диэлектрическими стенками, как правило, ниже скорости волн ионизации в свободном пространстве, например, таких, как объемные стримеры.

Во многих случаях возбуждение ионизационных волн производится не столь экстремальными импульсами напряжения, как указано выше. Обычно используются импульсы с умеренной амплитудой напряжения ($U \sim 10^3$–10^4 В) и плавно нарастающим фронтом ($dU/dt \sim 10^9$ В/с или менее). В этом случае ионизационные волны характеризуются более медленными скоростями распространения порядка 10^5–10^7 см/с. Наличие медленных волн ионизации в длинных и широких трубках с газом при пониженном давлении было подтверждено в ряде исследований (см. [8] и приведенные там ссылки, а также недавние работы [9–13]). Распространение ионизационных волн от анода может поддерживаться фотоэмиссией электронов со стенки трубки, обеспечивающей затравочные электроны перед фронтом волн ионизации [8]. Этот же процесс может быть существенным и для инициирования самой волны [9, 11, 12]. Кроме того, в работе [13] исследовано влияние полного поверхностного заряда, оставшегося на стенке по всей длине трубки после прохождения ионизационной волны. Оказалось, что этот заряд может приводить к самопробою в трубке между стенкой и высоковольтным электродом уже после окончания приложенного импульса напряжения. При этом возникает вторичная волна ионизации, которая при своем распространении нейтрализует поверхностный заряд, оставшийся на стенке после прохождения первичной ионизационной волны.

По сути предпробойные волны ионизации в диэлектрической трубке являются импульсным барьерным разрядом, создаваемым в цилиндрической конфигурации. В самом деле, барьерный разряд может быть реализован в любой конфигурации, в частности, широко известен так называемый поверхностный барьерный разряд в плоской конфигурации, который используется во многих приложениях, например, в аэродинамике для управления параметрами обтекающего потока [14] или в аэроакустике для подавления шума [15]. Важно отметить, что параметры импульсов напряжений, инициирующих медленные предпробойные волны ионизации в диэлектрических трубках, являются типичными для поверхностных барьерных разрядов при атмосферном давлении. В этих разрядах также формируются ионизационные волны, только в виде стримеров, распространяющихся по поверхности диэлектрических барьеров от высоковольтных электродов. При этом отложение заряда на диэлектрике поверхностными стримерами также является ключевым процессом, влияющим на скорость их распространения. Идентичность механизмов распространения поверхностных стримеров в барьерном разряде и волн ионизации в диэлектрических трубках показана, например, в работах [16–18]. Как оказалось, сравнительно медленное распространение поверхностного стримера по плоскому диэлектрику барьерного разряда описывается той же концепцией диффузии потенциала, что и распространение быстрой волны ионизации в диэлектрической трубке.

Для понимания влияния предпробойных ионизационных волн на процесс формирования последующего полного пробоя в трубках и капиллярах с высоким аспектным отношением $L/D \gg 1$, важна также информация о поперечной структуре медленных волн ионизации. В литературе на эту тему существуют разные данные. Так, в случае барьерного разряда при атмосферном давлении, формируемого в капиллярах, медленная ионизационная волна при своем распространении прижимается к стенкам капилляра и при этом неоднородна по сечению [19]. В то же время, в обзоре [20], также посвященному барьерному разряду при атмосферном давлении, показано, что в узких трубках диаметром около 1–2 мм волна ионизации прижата к стенкам трубки и имеет аксиально-симметричную кольцевую структуру. Что касается медленных ионизационных волн в широких трубках при пониженных давлениях газа, то вопрос об их поперечной структуре в работах [9–13] не рассматривался.

Особый интерес имеет вопрос о поперечной структуре предпробойных волн ионизации в капиллярных трубках, поскольку при пониженных давлениях толщина пристеночной плазменной кольцевой структуры может превысить радиус капиллярной трубки. В этом случае предпробойные ионизационные волны будут однородными по сечению капилляра, что должно сказаться на быстроте установления полного пробоя. В литературе этот вопрос не рассматривался, отсутствует также информация о влиянии локального заряда, заранее отложенного на стенке капиллярной трубки, на поведение волны ионизации и последующего пробоя.

В данной работе подробно исследована поперечная структура и поведение медленных ионизационных волн, предваряющих пробой в длинной капиллярной трубке при пониженных давлениях гелия в зависимости от давления газа, полярности и амплитуды прикладываемого напряжения, а также от конфигурации электродной системы и величины и знака заряда, локально отложенного на разных участках внутренней стенки капилляра.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Исследования динамики волн ионизации проводились в гелии при давлениях $P = 1$–10 Торр. Разряд инициировался в кварцевой трубке длиной 300 мм. Капиллярная трубка имела внутренний и внешний диаметры 2.5 и 4.1 мм соответственно. Уникальность созданной установки в том, что кварцевая трубка имела открытые концы, через которые можно было наблюдать поперечную структуру разряда. Внешний вид и общая схема экспериментальной установки, а также схема электрических измерений приведены на рис. 1. В экспериментах использовались два типа электродных систем – двухэлектродная и трехэлектродная, имеющая дополнительный внешний электрод. Типы исследованных электродных систем схематически представлены на рис. 2.

Двухэлектродная система (рис. 2а) состояла из двух внутренних электродов, которые располагались на противоположных краях кварцевой трубки. Этими электродами служили полые и тонкостенные медные цилиндры с внутренним диаметром 2 мм, внешним диаметром 2.5 мм и длиной 25 мм, которые плотно прилегали к внутренней поверхности кварцевой трубки. Расстояние между краями внутренних электродов, обращенных друг к другу, составляло 250 мм.

Трехэлектродная система (рис. 2б–г) состояла из двух внутренних электродов, описанных выше, и дополнительного внешнего, который мог находиться под плавающим потенциалом, либо соединяться с землей через токовый шунт. Внешним электродом служила медная фольга, которой была плотно оклеена кварцевая трубка снаружи по всей ее длине. В фольге была вырезана узкая щель по всей длине трубки для наблюдения за развитием ионизационных волн и полного пробоя в трубке. Ширина щели составляла 2.5 мм.

Вдоль щели располагались четыре световода со входными отверстиями 100 мкм. Каждый световод соединен с отдельным ФЭУ. Один световод постоянно находился вблизи края внутреннего высоковольтного электрода (координата $x = 0$). Сигнал ФЭУ с этого световода являлся опорным и определял момент начала развития ионизационной волны в трубке. Три других световода были жестко закреплены на расстоянии 2 см друг от друга на платформе, которая могла передвигаться на оптическом рельсе вдоль оси трубки. Варьируя систему электродов, можно было добиться условий незавершенного пробоя, при котором в капиллярной трубке развиваются только медленные предпробойные волны ионизации (одна или две встречные волны, распространяющиеся от противоположных электродов), или условий, при которых распространение ионизационной волны вдоль трубки завершается полным пробоем.

Электрический заряд, остающийся на внутренних стенках трубки после разрядного импульса, снимался механически заземленным мягким шомполом, сделанным из большого числа очень тонких медных проволочек. Локальный электрический заряд, специально откладываемый в разных местах диэлектрической трубки перед подачей основного импульса напряжения, формировался самоограничивающимся слаботочным импульсным барьерным разрядом между высоковольтным точечным электродом внутри трубки и заземленным внешним электродом (рис. 1г). Точечным электродом служил открытый торец

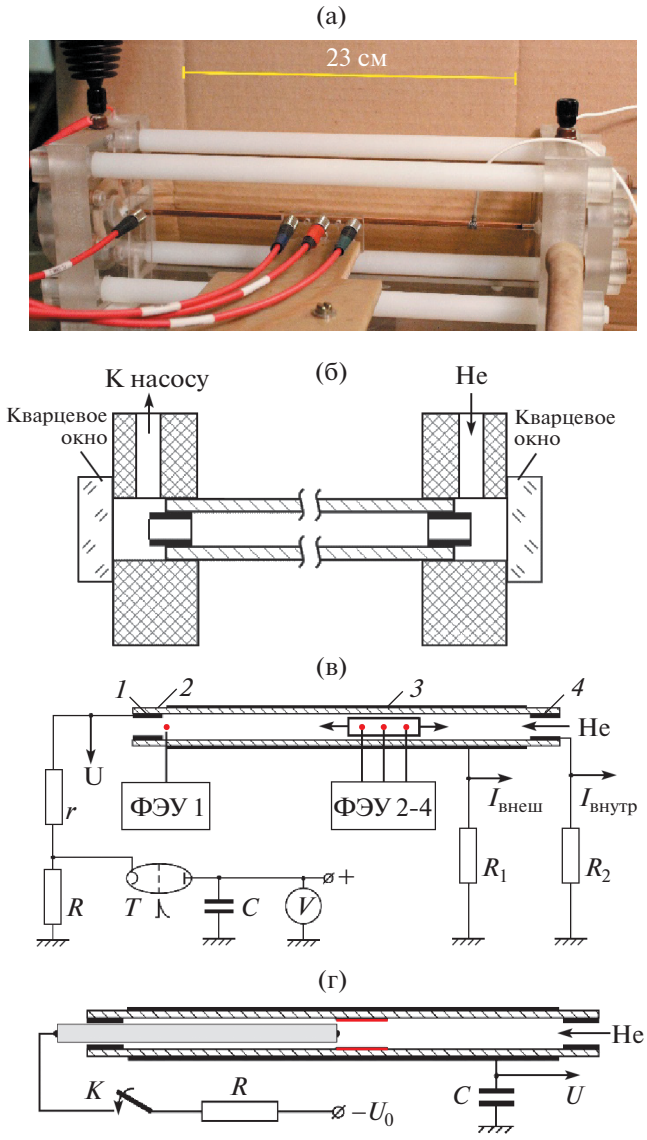

Рис. 1. Внешний вид газоразрядной установки (а); эскиз газоразрядной трубки со съемными кварцевыми окнами (б); эскизная схема газоразрядной трубки, электрическая схема подачи импульсного напряжения и схема измерений электрических сигналов: *1* – внутренний высоковольтный электрод, *2* – кварцевая капиллярная трубка, *3* – внешний электрод, *4* – внутренний заземленный электрод, ФЭУ 1 – стационарный световод с координатой $x = 0$ см, ФЭУ 2–4 – три световода на платформе, перемещаемой вдоль трубки, *T* – тиратрон 1000 А/25 кВ, $C = 12.5$ нФ, $R = 100$ кОм, $r = 1.2$ кОм, $R1 = 1$ Ом, $R2 = 0.75$ Ом (в); электрическая схема локального отложения заряда *q* на стенки капилляра и его измерения: $q = CU$, U_0 – прикладываемое напряжение, *U* – напряжение на измерительном конденсаторе емкостью *C*(г).

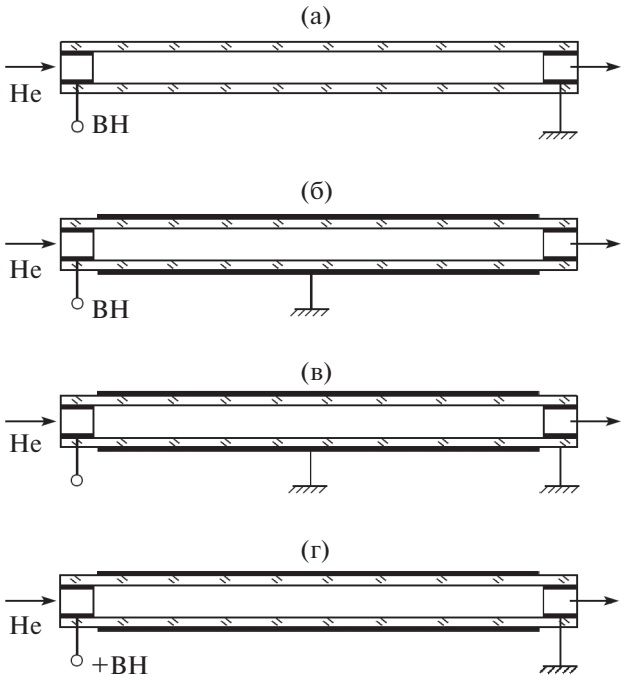

Рис. 2. Схемы электродных систем, исследованных в экспериментах: двухэлектродная конфигурация электродов (а); трехэлектродная конфигурация электродов (б–г): внешний электрод заземлен, внутренний отсоединен от земли (б); внешний и внутренний электроды заземлены (в); внутренний электрод заземлен, внешний отсоединен от земли (г).

электрически изолированной проволоки, вносимой внутрь трубки в нужное место.

Скорость подъема напряжения $\partial U/\partial t$ на фронте импульса, инициирующего волну ионизации и последующий пробой, была примерно одинаковой во всех экспериментах и равной 6×10^{10} В/с. Напряжение на разряде измерялось высоковольтным делителем PINTEK HVP-39 (1000:1, 40 кВ, 200 МГц). Электрические сигналы тока, напряжения и всех ФЭУ одновременно записывались двумя осциллографами INSTEKGDS-72204E (200 МГц, частота дискретизации – 1 ГГц). Эксперименты проводились при слабой и непрерывной прокачке газа через капиллярную трубку, обеспечивающей сохранение в ней паспортной чистоты гелия, а также удаление возможных продуктов плазмохимических реакций, происходящих в разряде. Давление газа и его расход измерялись датчиком PIZA 111 и натекателем TinyLeak-2. Газоразрядная трубка откачивалась вакуумным насосом NVR-5D. Изображение разряда с торца трубки снималось фотоаппаратом Canon EOS 550.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основные эксперименты были проведены с трехэлектодной системой. В ее конфигурации с присоединенным к земле внешним электродом и отсоединенным от земли внутренним электродом на правом конце трубки (рис. 2б) по капилляру

могла распространяться только одна ионизационная волна от высоковольтного электрода, не приводящая к завершению полного пробоя и установлению стационарного разряда, так как в этой электродной конфигурации постоянный ток в трубке течь не может. В таком случае съемка импульсного разряда с торца трубки позволяет получить изображение его поперечной структуры именно на стадии распространения ионизационной волны. Полученные изображения разряда при давлениях гелия $P = 10$ и 1 Торр представлены на рис. 3а, в.

На изображении разряда при $P = 10$ Торр ясно видна кольцевая структура ионизационной волны с прижатым к стенке светящимся плазменным слоем. Такая структура типична для аксиально-симметричного поверхностного барьерного разряда. Другими словами, при давлении в капиллярной трубке $P = 10$ Торр волна ионизации является поверхностной ионизационной волной. Для сравнения на рис. 3б представлена интегральная фотография поперечной структуры разряда при этом же давлении с завершенным пробоем, полученная для конфигурации электродов с присоединенным к земле внутренним электродом на правом конце трубки (рис. 2в). Видно, что разряд, сформировавшийся после завершения объемного пробоя, поперечно однороден. Заметим, что рис. 3б является наложением изображений предпробойной ионизационной волны и разряда, сформировавшегося в трубке после полного завершения пробоя. Поскольку интенсивность свечения высокопроводящей плазмы сформировавшегося разряда существенно превышает свечение поверхностной ионизационной волны на предпробойной стадии, то изображение этой волны “забивается” изображением объемной ярко-светящейся плазмы.

При уменьшении давления до $P = 1$ Торр поперечная структура ионизационной волны меняется. В этом случае (см. рис. 3в) ширина кольцевой плазменной структуры у поверхности трубки превышает радиус трубки, и ионизационная волна становится однородной в поперечном сечении трубки. Такая волна подготавливает лучшие условия для развития завершающего поперечно однородного пробоя в трубке (см. рис. 3г).

Осциллограмма тока внешнего электрода характеризует распространение медленной ионизационной волны (характерная скорость $(1–2) \times 10^7$ см/с) вплоть до ее подхода к внутреннему электроду на правом конце трубки, когда ток начинает резко спадать. Ток внешнего электрода максимален на стадии формирования ионизационной волны у высоковольтного электрода и медленно спадает в процессе движения волны к заземленному внутреннему электроду. Как видно на рис. 4а–г, подключение внутреннего электро-

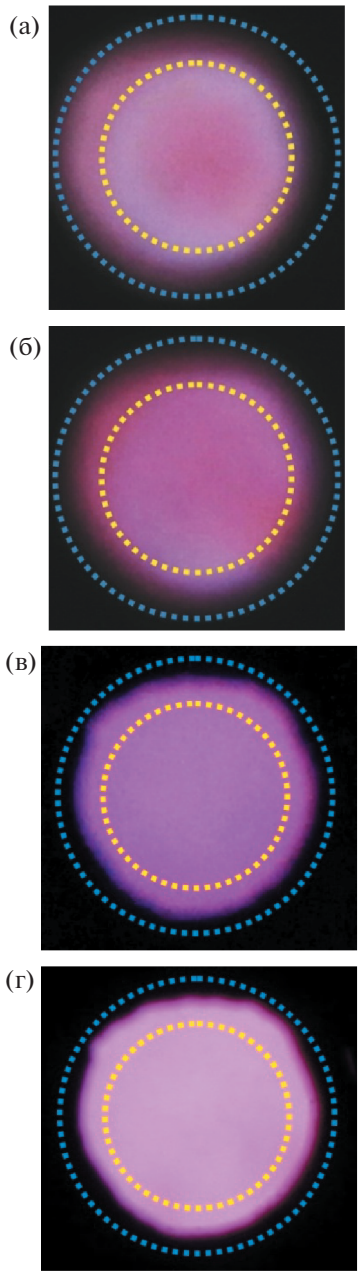

Рис. 3. Изображения поперечной структуры разряда внутри капиллярной трубки при давлении гелия $P = 10$ Торр(а, б) и $P = 1$ Торр (в, г). Стадия распространения поверхностной ионизационной волны (конфигурация электродов на рис. 2б) (а, в); после завершения пробоя, сформированного обратной объемной ионизационной волной (конфигурация электродов на рис. 2в) (б, г). Внутренние и внешние пунктирные кольца соответствуют внутреннему и внешнему диаметру трубки (2.5 и 4.1 мм). Параметры фотосъемки: ISO = 400, диафрагма 36 (а), ISO = 200, диафрагма 36 (б), ISO = 1600, диафрагма 5.7 (в), ISO = = 100, диафрагма 11 (г).

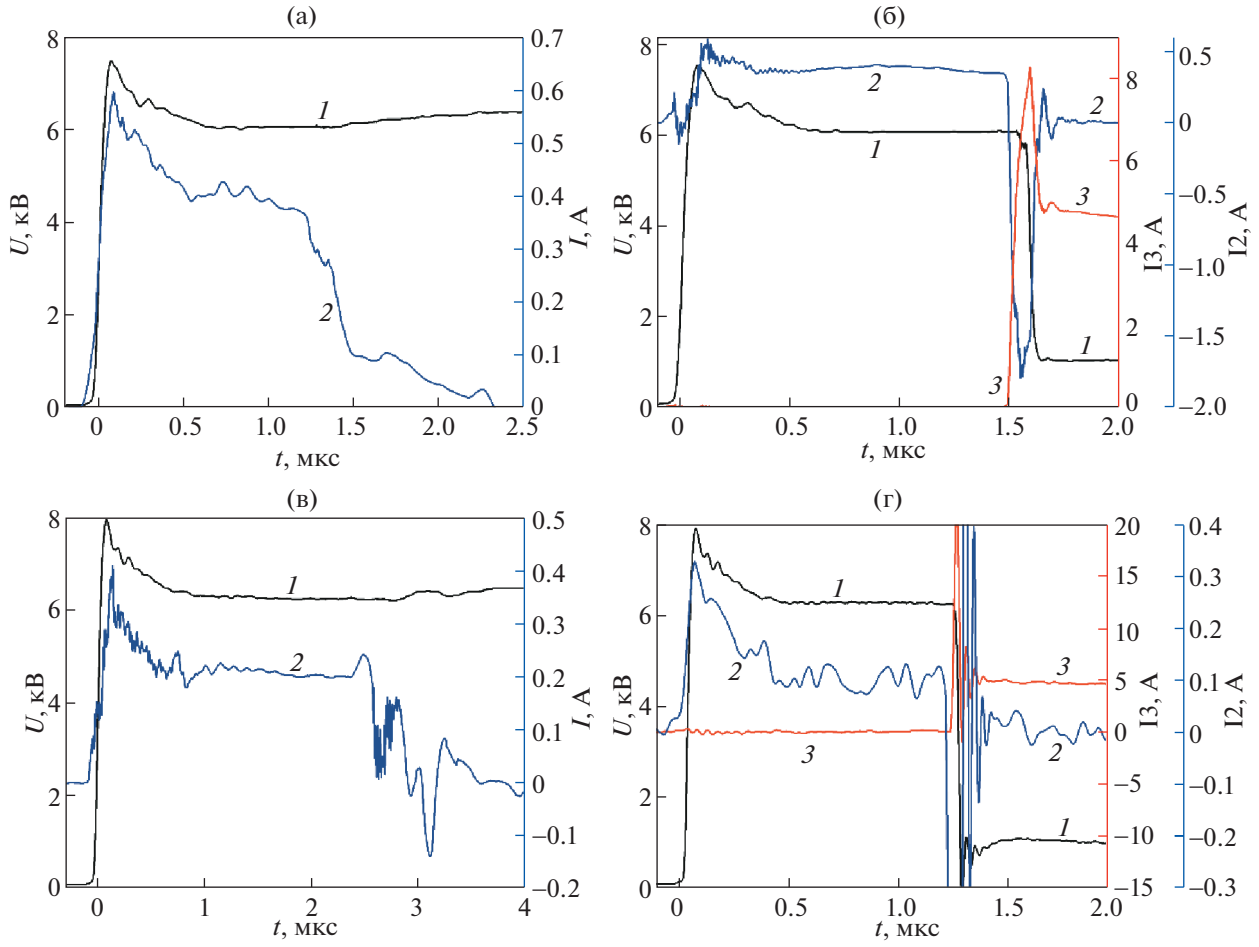

Рис. 4. Осциллограммы напряжения и тока разряда в процессе его развития. Осциллограммы (а–г) соответствуют изображениям разряда на рис. 3а–г. Кривая *1* – напряжение. Кривые *2* и *3* соответствуют токам, собираемым внешним и внутренним электродом; $U = +6.7$ кВ.

да к земле (конфигурация электродов рис. 2в) мало меняет осциллограмму тока внешнего электрода вплоть до подхода поверхностной ионизационной волны к внутреннему электроду. Резкие изменения тока на внешний и внутренний электрод происходят после подхода ионизационной волны к заземленному внутреннему электроду – ток на внешний электрод меняет знак, резко увеличивается по амплитуде и затем быстро спадает до нуля; ток на внутренний электрод резко нарастает до большой амплитуды и затем быстро опускается до квазистационарной величины, сформированной завершившимся пробоем (характерное время быстрых изменений около 100 нс). Как оказалось, снижение давления приводит к уменьшению скорости распространения ионизационной волны (см. рис. 3, 4).

Как правило, полный пробой трубки состоит из двух стадий. На первой стадии от высоковольтного электрода распространяется медленная ионизационная волна. После ее приближения к низковольтному электроду возникает вторая стадия, на которой от низковольтного электрода распространяется быстрая обратная волна ионизации, завершающая формирование пробоя после ее подхода к высоковольтному электроду. Важная информация о поведении медленных ионизационных волн, предваряющих пробой, и быстрых обратных волн ионизации, завершающих пробой, содержится в распределении вдоль трубки интенсивности свечения разряда. Соответствующие фотографии импульсного разряда при давлениях $P = 10$ и 1 Торр представлены на рис. 5.

Фотографии на рис. 5а и в получены при экспозиции, превышающей время распространения медленной волны ионизации. В этом случае изображение разряда формируется результирующим излучением движущегося фронта волны и плазмы, остающейся за фронтом медленной волны. Поскольку яркость свечения фронта ионизационной волны намного превышает свечение

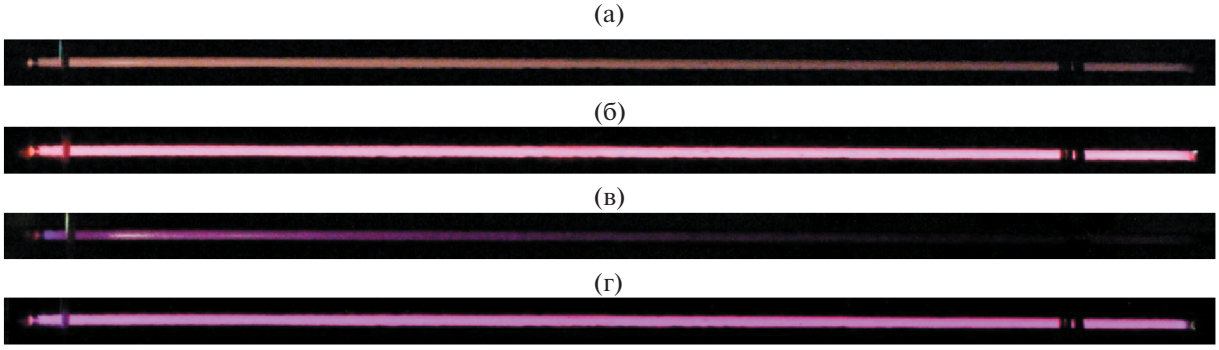

Рис. 5. Фотографии (вид сбоку) импульсного разряда в трубке с Не в отсутствие заранее отложенного заряда на стенке трубки; внешний электрод заземлен; $U = +6.7$ кВ. Изображения, сформированные медленной волной ионизации, распространяющейся слева направо от внутреннего высоковольтного электрода (анода), внутренний электрод (катод) оторван от земли: $P = 10$ Торр, параметры съемки – диафрагма 9, ISO = 12800 (а); $P = 1$ Торр, параметры съемки – диафрагма 5.6, ISO = 12800 (в). Изображения, сформированные быстрой ионизационной волной пробоя, распространяющейся справа налево от заземленного внутреннего электрода (катода): $P = 10$ Торр, параметры съемки – диафрагма 22, ISO = 12800 (б); $P = 1$ Торр, параметры съемки – диафрагма 20, ISO = 12800 (г).

плазмы за фронтом волны, то основной вклад в формирование изображения вносит излучение фронта. Поэтому на основании представленных фотографий можно утверждать, что интенсивность свечения фронта медленной волны ионизации падает по мере его удаления от высоковольтного электрода. Такой вывод согласуется с данными ФЭУ-измерений, представленных ниже.

Интенсивность свечения напрямую зависит от скорости возбуждения излучающих состояний гелия электронным ударом, которая в неравновесной плазме определяется локальной величиной приведенного электрического поля E/N. В таком случае можно утверждать, что величина E/N на фронте медленной ионизационной волны падает по мере распространения волны вдоль трубки. Отсюда следует, что при достаточно длинной трубке или недостаточно большой величине приложенного напряжения медленная волна ионизации может остановиться, не дойдя до заземленного электрода и завершенного пробоя не случится.

Изображения импульсного разряда на рис. 5б и г получены в конфигурации электродов рис. 2в, обеспечивающей возможность создания завершенного пробоя. Фотографии получены при экспозиции, превышающей суммарное время распространения медленной и быстрой волн. В этом случае изображение разряда формируется результирующим излучением фронтов обеих волн. Однако яркость свечения фронта быстрой волны, завершающей пробой в трубке, намного превышает свечение фронта медленной волны, предваряющей пробой. В результате распределение свечения разряда вдоль трубки формирует быстрая ионизационная волна, распространяющаяся от заземленного электрода к высоковольтному электроду. Видно, что свечение однородно распределено вдоль трубки при обоих давлениях, однако яркость свечения при $P = 10$ Торр выше, чем при $P = 1$ Торр.

Более точная информация о поведении ионизационных волн в капиллярной трубке при наложении импульса напряжения получена в экспериментах с регистрацией излучения разряда ФЭУ, расположенных в разных местах вдоль трубки. Пример полученных результатов показан на рис. 6 для электродных конфигураций, изображенных на рис. 2в и г. Эти и подобные им данные были использованы для определения величины и направления скоростей медленных поверхностных волн ионизации и быстрых волн пробоя. Каждая кривая на рис. 6 (за исключением осциллограмм тока и напряжения) соответствует сигналу отдельного ФЭУ, световод которого расположен на указанном в подписи к рисунку расстоянии от высоковольтного электрода, координата которого $x = 0$.

Пристальное изучение расположения ФЭУ-сигналов вдоль оси времени на рис. 6а показало, что на стадии распространения медленной поверхностной волны ионизации (вплоть до $t \approx \approx 0.65$ мкс) сигналы ФЭУ появляются в такой последовательности: $2 \rightarrow 4 \rightarrow 6 \rightarrow 12 \rightarrow 14 \rightarrow 16$, а на стадии распространения быстрой объемной волны пробоя (при $t \geq 0.65$ мкс) сигналы появляются в обратной последовательности: $6 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ (цифры указывают расстояние в сантиметрах, на котором расположен конкретный световод от высоковольтного электрода). Это означает, что при конфигурации электродов, изображенной на рис. 2в, медленная поверхностная волна ионизации распространяется от высоковольтного электрода к заземленному внутреннему электроду, а быстрая объемная волна пробоя возникает при подходе поверхностной волны ионизации к заземленному

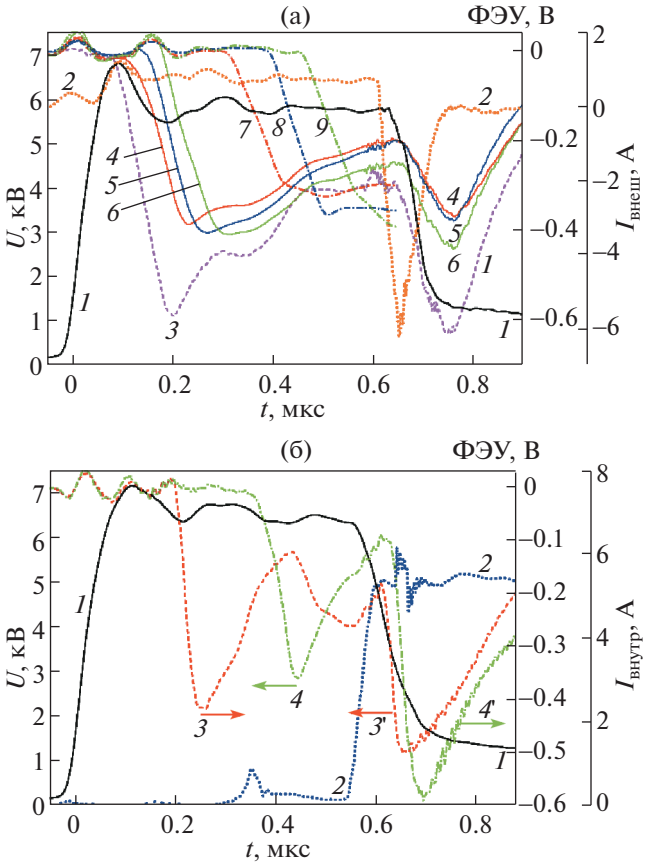

Рис. 6. Осциллограммы напряжения (кривая *1*) и тока внешнего электрода (кривая *2*) и кривые сигналов ФЭУ с координатами собирающих световодов: *3* – $x = 0$; *4* – $x = 2$ см; *5* – $x = 4$ см, *6* – $x = 6$ см; *7* – $x =$ $= 12$ см; *8* – $x = 14$ см; *9* – $x = 16$ см (а). Осциллограммы напряжения (кривая *1*) и тока внутреннего электрода (кривая *2*) и кривые сигналов ФЭУ с координатами собирающих световодов: *3*, *3'* $-x = 0$; *4*, *4'* – $x = 25$ см. Напряжение $U = +6.7$ кВ; давление гелия $P = 10$ Торр.

электроду и движется в обратном направлении – от заземленного электрода к высоковольтному.

Более сложная картина пробоя наблюдается в капиллярной трубке при конфигурации электродов, когда внешний электрод отсоединен от земли. Соответствующие осциллограммы представлены на рис. 6б. Чтобы не загромождать рисунок излишним количеством ФЭУ-кривых, на рис. 6б представлены только сигналы от ФЭУ, световоды которых расположены у высоковольтного (0 см) и заземленного (25 см) электродов. В этой конфигурации поверхностная волна ионизации формируется у высоковольтного электрода заметно позже, но быстрее набирает яркость, которая в максимуме все же меньше яркости фронта ионизационной волны в случае заземленного внешнего электрода.

Как видно, интенсивность свечения разряда у высоковольтного электрода немонотонна во времени – после возникновения поверхностной волны ионизации наблюдается спад интенсивности излучения ее фронта по мере удаления фронта от высоковольтного электрода, что согласуется с распределением интенсивности свечения вдоль трубки, представленным на фотографиях рис. 4. Однако после момента времени $t \approx 0.4$ мкс спад интенсивности свечения сменяется ее ростом. Обработка большого количества ФЭУ-сигналов от световодов, расположенных в разных местах вдоль трубки, показала, что этот момент соответствует появлению у заземленного электрода новой и более быстрой поверхностной волны ионизации, стартующей в направлении первой волны, которая еще не дошла до заземленного электрода. Действительно, как видно на рис. 6б, в момент $t \approx$ 0.4 мкс у заземленного электрода появляется интенсивное свечение. Рост интенсивности свечения у высоковольтного электрода продолжается до момента встречи двух поверхностных ионизационных волн.

В месте встречи двух поверхностных волн возникают две объемные ионизационные волны, быстро движущиеся от этого места в противоположных направлениях и заполняющие трубку высокопроводящей плазмой (наверное, можно утверждать, что это не две волны пробоя, а одна ионизационная волна, распространяющаяся одновременно в двух противоположных направлениях). Ток разряда начинает резко нарастать еще до прихода быстрых волн к электродам, но максимум тока совпадает с моментом прихода этих волн к электродам. После этого, высокопроводящая плазма шунтирует весь межэлектродный промежуток, напряжение на разряде падает и процесс формирования пробоя в трубке завершается. В целом, полный пробой в электродной конфигурации рис. 2г развивается быстрее и заканчивается раньше из-за возникновения двух встречных поверхностных волн ионизации.

С уменьшением давления гелия описанный выше сценарий развития пробоя в трубке с двумя встречными поверхностными волнами ионизации (электродная конфигурация рис. 2г) сохраняется, но все его стадии замедляются. Для примера на рис. 7 приведены осциллограммы тока и напряжения на разряде при $P = 1$ Торр, коррелированные во времени с координатами фронтов поверхностных волн ионизации, стартующих в разное время от высоковольтного и заземленного электродов. Амплитуда прикладываемого напряжения выбрана такой же, как при $P = 10$ Торр. Видно, что прямая поверхностная волна ионизации успевает пройти от высоковольтного электрода не более 5 см до момента встречи с более быстрой встречной поверхностной волной ионизации, стартовавшей позже от заземленного элек-

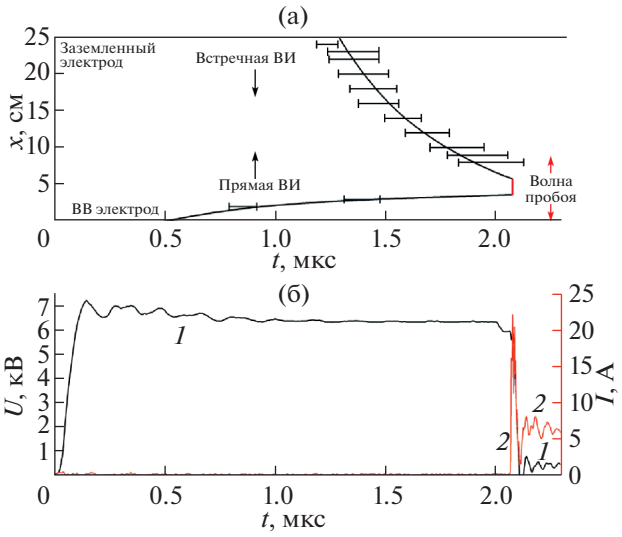

Рис. 7. *X*–*t*-диаграммы прямой и встречной поверхностных волн ионизации (а); осциллограммы напряжения на разряде (кривая *1*) и тока (кривая *2*) (б). Ток снимается с заземленного внутреннего электрода, внешний электрод отсоединен от земли. Расстояние *X* отсчитывается от высоковольтного внутреннего электрода; He, $P = 1$ Торр, $U = +6.7$кВ.

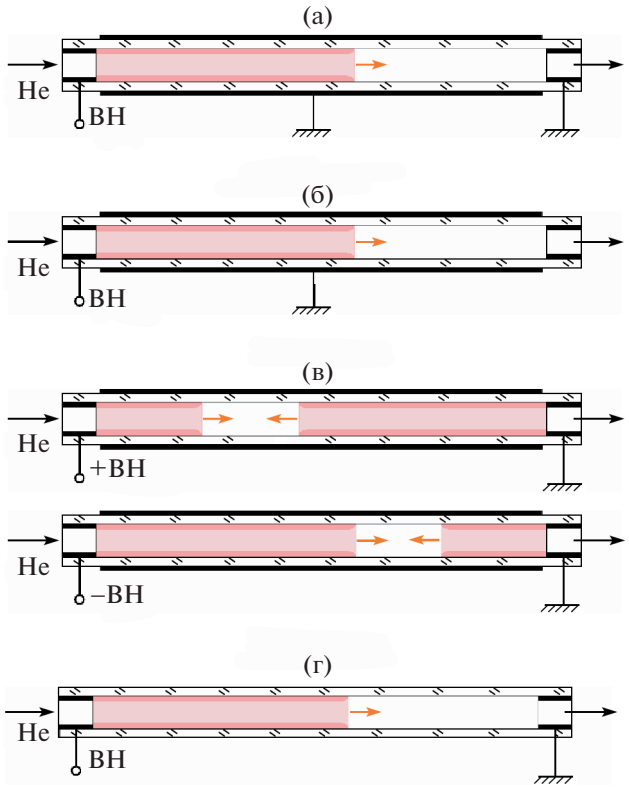

Рис. 8. Качественные иллюстрации, поясняющие развитие поверхностных волн ионизации, предваряющих завершение пробоя в длинной капиллярной трубке при давлении гелия $P = 10$ Торр и при разных конфигурациях электродных систем: пробой происходит после прихода поверхностной волны ионизации к заземленному электроду (а); пробоя не происходит – наблюдается лишь распространение от высоковольтного электрода поверхностной волны ионизации (б); пробой предваряется распространением двух встречных поверхностных волн ионизации (в); пробой происходит за счет распространения быстрой ионизационной волны от высоковольтного электрода (г).

трода. Исходя из представленных на рис. 7 зависимостях $X(t)$ для прямой и встречной волн видно, что скорости волн ионизации уменьшаются по мере их распространения. После встречи поверхностных волн возникают объемные ионизационные волны пробоя, которые очень быстро движутся к электродам.

На рис. 8 приведены сводные результаты выполненных экспериментов в форме качественных иллюстраций, поясняющих развитие поверхностных ионизационных волн, предваряющих завершение пробоя, т.е. установление проводимости и тока между внутренними электродами в длинной капиллярной трубке при давлении гелия $P = 10$ Торр и при разных конфигурациях электродных систем. Так, рис. 8а иллюстрирует тот факт, что при любой полярности напряжения объемный пробой происходит после прихода поверхностной волны ионизации к заземленному электроду, т.е. после завершения фазы поверхностного барьерного разряда. Рис. 8б поясняет, что при любой полярности напряжения объемного пробоя не происходит – наблюдается лишь распространение от высоковольтного электрода поверхностной волны ионизации, связанной с формированием внутри трубки поверхностного барьерного разряда. На рис. 8в показано, что при любой полярности напряжения объемный пробой предваряется распространением двух встречных поверхностных волн ионизации. Наконец, рис. 8г поясняет, что при любой полярности напряжения объемный пробой происходит за счет распространения ионизационной волны от высоковольтного электрода; развитие пробоя происходит гораздо быстрее, чем в трехэлектродной системе, но с очень большим разбросом по времени запаздывания начала пробоя относительно подачи импульса напряжения.

Эксперименты с заранее локально отложенным зарядом q на внутреннюю стенку трубки показали, с одной стороны, вполне ожидаемый брутто-эффект, т.е. уменьшение времени развития пробоя при отложении заряда, знак которого противоположен полярности приложенного напряжения, и увеличение времени развития пробоя при одинаковых знаках отложенного заряда и полярности приложенного напряжения. Однако измерение скорости распространения поверхностной волны ионизации вдоль трубки обнару-

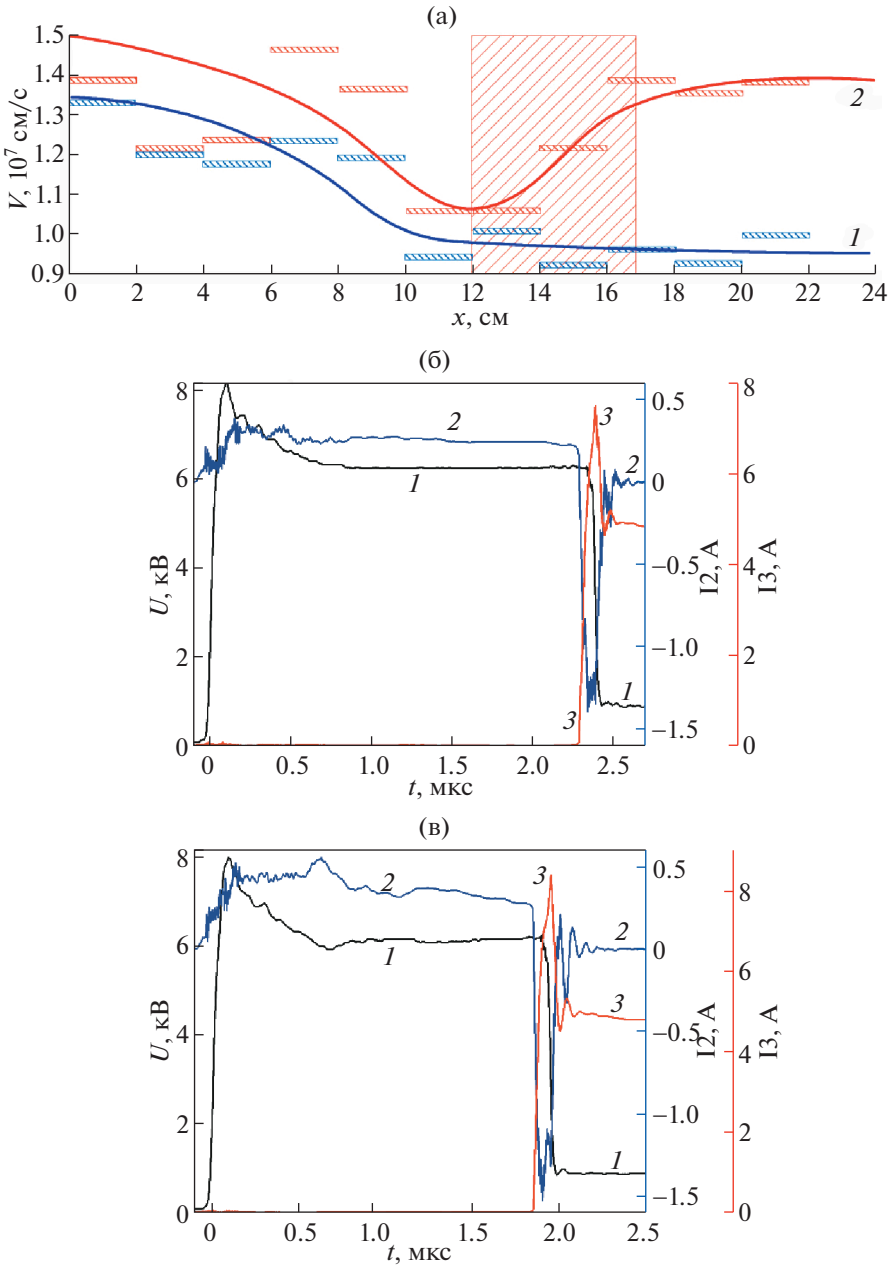

Рис. 9. Скорость распространения поверхностной волны ионизации вдоль тонкой трубки с гелием с заземленными внешним и внутренним электродами; кривая *1* – отложенного заряда нет, кривая *2* – предварительно отложен отрицательный заряд $q \approx -75$ нКл; заштрихованный прямоугольник показывает зону отложенного заряда (а). Осциллограммы импульса напряжения (кривая *1*) и токов внешнего (кривая *2*) и внутреннего (кривая *3*) электродов: в отсутствие отложенного заряда (б); при наличии предварительно отложенного заряда (б). $P = 10$ Торр, амплитуда напряжения $U = +6.7$ кВ.

жило ее нетривиальное поведение при наличии отложенного заряда. В качестве примера на рис. 9а приведены результаты по сравнению скоростей распространения поверхностных волн ионизации, возбуждаемых одинаковым импульсом напряжения положительной полярности, в отсутствие и при наличии локально отложенного отрицательного заряда. Зона отложенного заряда на этом рисунке заштрихована.

Как видно, в обоих случаях скорость поверхностной волны ионизации падает при удалении ее фронта от высоковольтного электрода, хотя скорость волны при наличии отложенного заряда несколько выше скорости в отсутствие заряда.

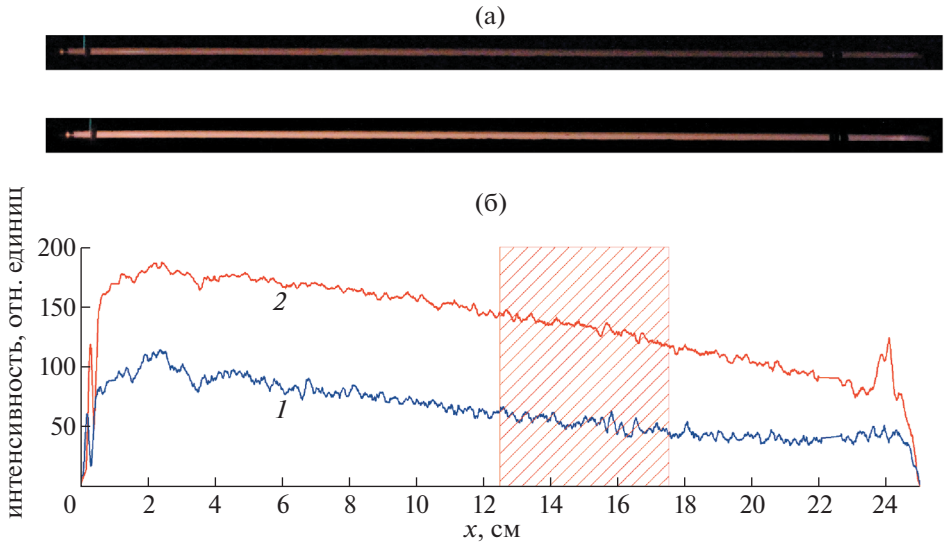

Рис. 10. Изображения (вид сбоку) импульсного разряда в капиллярной трубке с He, формируемые поверхностными волнами ионизации в отсутствие (а) и при наличии (б) заранее отложенного отрицательного заряда $q = -180$ нКл на стенке трубки; заземлен только внешний электрод. $P = 10$ Торр, $U = +6.7$ кВ. Параметры съемки: диафрагма 11, ISO = 12800 (а); диафрагма 11, ISO = 12800 (б). Распределение интенсивности свечения (относительные единицы) вдоль трубки, полученные фотометрированием изображений а и б: кривая *1* – отложенного заряда нет, кривая *2* – отложенный заряд есть (в). Заштрихованный прямоугольник – зона отложенного заряда.

Радикальное различие наступает при вхождении ионизационной волны в зону отложенного заряда и после выхода из этой зоны – скорость волны увеличивается по мере прохождения зоны отложенного заряда и остается высокой после выхода из этой зоны вплоть до подхода к заземленному электроду. При этом среднее время прохождения волной вдоль всей трубки в отсутствие заряда составляет ≈2.4 мкс и ≈1.9 мкс при наличии отложенного заряда. Соответствующие осциллограммы напряжения на разряде и токов с внешнего и внутреннего электродов приведены на рис. 9б, в.

В экспериментах по выяснению влияния локально отложенного заряда q на параметры поверхностной волны ионизации дополнительно были проведены съемки свечения разряда вдоль трубки при $q = 0$ и $q \neq 0$. Результаты представлены на рис. 10, на котором приведено также распределение интенсивности свечения ионизационной волны вдоль трубки для обоих случаев (рис. 10в). Как видно, наличие заранее отложенного заряда проявляется в заметном усилении интегрального свечения разряда, формируемого поверхностной волной ионизации, в то время как в распределении интенсивности свечения вдоль трубки заметного различия не наблюдается.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные результаты свидетельствуют, что завершенный пробой в длинной капиллярной трубке развивается в целом аналогично завершенному пробою в длинной трубке с аспектным отношением $L/D \gg 1$, т.е. он предваряется стадией возникновения и развития медленных поверхностных волн ионизации, поддерживаемых токами смещения через стенку диэлектрической трубки. Однако в капиллярных трубках реализуется ситуация, которая, как правило, отсутствует в длинных и широких трубках, т.е. когда толщина слоя приповерхностной плазмы, формируемой поверхностной волной ионизации, превышает радиус капилляра. Оказалось, что в такой ситуации процесс распространения волны замедляется.

По сути, механизм распространения поверхностных волн ионизации является идентичным механизму распространения поверхностных стримеров поверхностного барьерного разряда, реализуемого на плоских диэлектрических пластинах или в диэлектрических трубках. При заданных параметрах импульса напряжения, прикладываемого к электродам протяженного капилляра, длина распространения медленных волн ионизации является конечной. В таком случае завершающего пробоя может не произойти, если величины заданного напряжения недостаточно для распространения медленной волны ионизации вдоль всей длины капилляра вплоть до заземленного электрода. Аналогичная картина наблюдалась в [8] в экспериментах с длинной и широкой трубкой.

Эксперименты с капиллярной трубкой показали, что выбором соответствующей конфигурации электродов (т.е. с использованием дополни-

тельного внешнего электрода, окружающего трубку) можно вызвать формирование поверхностной волны ионизации не только со стороны высоковольтного электрода, но и встречной поверхностной волны, движущейся от заземленного электрода навстречу первой. Наличие двух поверхностных волн ионизации, одновременно движущихся навстречу друг другу, ускоряет формирование завершающего пробоя в трубке.

Параметры разряда, сформированного после полного пробоя в капиллярной трубке, являются сильно неравновесными. Например, удивительно (рис. 3), что при заданной амплитуде приложенного напряжения (U = +6.7 кВ) изменение давления в трубке в 10 раз практически не сказалось на величинах тока и напряжения разряда, сформированного после пробоя ($I \approx 4.5$ А и $U \approx 1$ кВ), хотя величины приведенной напряженности электрического поля E/N после пробоя при давлениях $P = 1$ и 10 Торр отличаются в 10 раз. Кроме того, следует отметить, что указанные параметры разряда, сформированные импульсным пробоем, например, при $P = 10$ Торр: $E/N \approx 15$ Тд, плотность тока в трубке $j \approx 300$ А/см^2 и плотность плазмы $n_e \approx 3 \times 10^{14}$ см$^{-3}$, являются сильно неравновесными и превышают соответствующие параметры стационарного гелиевого разряда в трубке, в котором при указанной величине E/N частота прямой ионизации менее чем 10^7 с$^{-1}$. Мы связываем этот факт с высокой напряженностью приведенного электрического поля E/N на фронте объемной волны пробоя, которое создает неравновесную плазму с повышенной концентрацией. Действительно, осциллограммы тока, снятые на больших временах после пробоя, показывают рекомбинационный распад плазмы и уменьшение тока до величины, примерно соответствующей стационарному разряду в трубке при $E/N \approx 15$ Тд.

Указанные на рис. 4 резкие изменения токов обусловлены возникновением у заземленного электрода обратной волны ионизации (волны пробоя) и ее быстрым распространением ($V \approx 2 \times \times 10^8$ см/с) к высоковольтному электроду. Большая скорость волны пробоя связана с положительным зарядом на стенке, отложенным медленной волной ионизации. Этот заряд увеличивает результирующее поле на фронте обратной волны, что приводит к заметному росту скорости ее распространения. Этому же способствует и наличие плазмы, сформированной медленной волной ионизации. Обратная волна пробоя оставляет за собой не только плазму с более высокой концентрацией, но также нейтрализует положительный заряд на стенке, оставленный предшествующей волной ионизации, и перезаряжает стенку отрицательным зарядом (электроны сформированного положительного столба тлеющего разряда заряжают стенку трубки отрицательно). Изменения токов, обусловленные указанными процессами нейтрализации предыдущего заряда и перезарядки стенки, хорошо видны на осциллограммах рис. 4б.

Отметим, что эффект “стирания” заряда, отложенного поверхностной волной ионизации, предшествующей завершающему объемному пробою, внешне похож на описанный в [13], однако их механизмы разные. В работе [13] стирание заряда происходит за счет вторичной волны ионизации, возникающей самопроизвольно в отсутствии приложенного напряжения и движущейся от высоковольтного электрода к заземленному. В нашем случае эффект “стирания” поверхностного заряда и перезаряжания стенки трубки зарядом противоположного знака связан с объемной ионизационной волной пробоя, которая возникает только при наличии приложенного напряжения и движется в противоположном указанному в [13] направлении – от заземленного электрода к высоковольтному.

Для уяснения причин, почему в той или иной конфигурации электродов возникают поверхностные волны ионизации в том или ином месте, были проведены двумерные расчеты электростатических полей, формирующихся в капиллярной трубке при подаче импульса напряжения на электроды различных форм. Результаты расчетов приведены на рис. 11. Расчеты показали, что в трехэлектродной конфигурации с внутренними электродами в форме полых цилиндров и при заземлении внешнего и внутреннего электродов максимальное электрическое поле формируется не на оси трубки вблизи высоковольтного электрода, а на внутренней поверхности трубки вблизи этого электрода, в то время как электрические поля у заземленного внутреннего электрода (осевое и на поверхности) близки к нулю (см. рис. 11а). Такая структура полей должна приводить к тому, что развитие пробоя будет начинаться с возникновения поверхностной волны ионизации у высоковольтного электрода. Затем эта волна будет распространяться вдоль поверхности трубки в сторону заземленного электрода. Этот вывод согласуется с экспериментом.

В трехэлектродной конфигурации при заземлении только внутреннего электрода максимальное электрическое поле формируется также не на оси трубки. Однако в этом случае большие поля одинаковой амплитуды формируются на внутренней поверхности трубки как вблизи высоковольтного, так и у заземленного электрода (см. рис. 11б). Формально, волны ионизации могут возникать у обоих электродов одновременно, но на практике поверхностная волна ионизации формируется сначала у высоковольтного электрода. Расчет показал, что при распространении поверхностной волны ионизации от высоко-

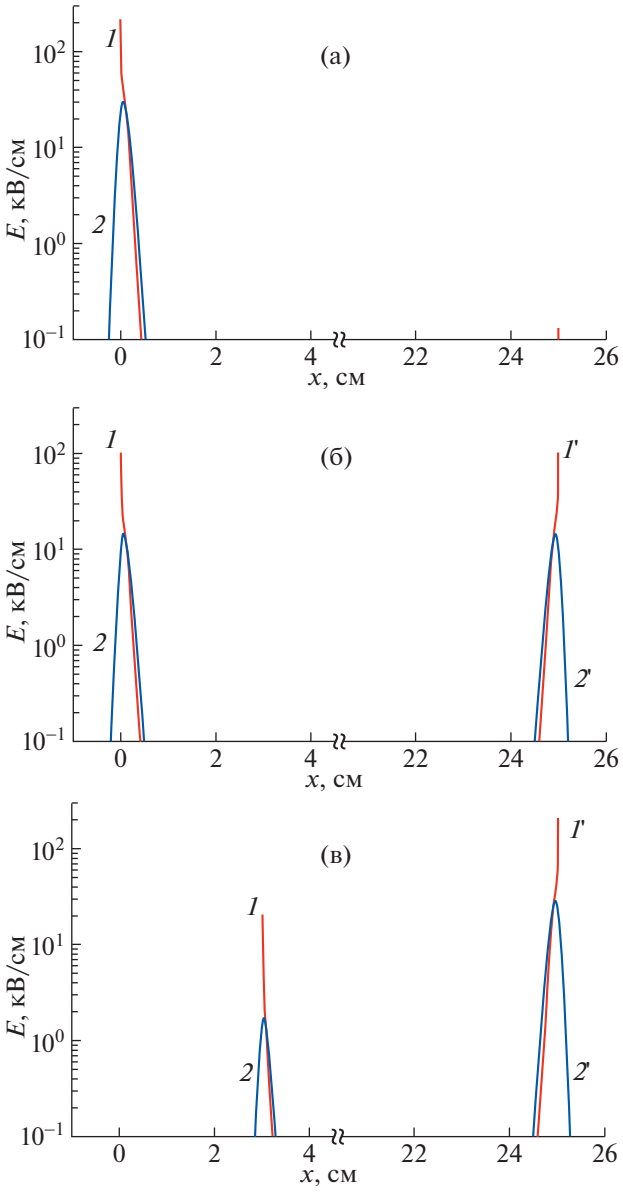

Рис. 11. Расчетное распределение электрических полей в капиллярной трубке при разных конфигурациях подсоединения электродов: внешний и внутренний ($x = 25$ см) электроды заземлены (а), внешний электрод отсоединен от земли, внутренний электрод ($x = 25$ см) заземлен (б, в). Распределение полей перед стартом волны ионизации (а, б); распределение полей после того, как волна прошла 3 см от высоковольтного электрода (в). На всех рисунках кривые *1* и *1'* – модуль x-компоненты электрического поля на внутренней поверхности трубки, кривые *2* и *2'* – модуль x-компоненты электрического поля на оси. Амплитуда напряжения $U = +6.7$ кВ.

вольтного электрода электрическое поле у поверхности трубки на фронте волны падает, а поле на поверхности у заземленного электрода нарастает (рис. 11в). В таком случае, распространение волны ионизации от высоковольтного электрода может спровоцировать появление встречной поверхностной волны, распространяющейся от заземленного электрода, что подтверждается экспериментом. Момент появления встречной волны может регулироваться величиной зазора между краями внешнего электрода и заземленного внутреннего электрода – чем больше этот зазор, тем позже возникает встречная волна.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные эксперименты позволили выявить основные закономерности развития полного пробоя (т.е. формирование высокопроводящей плазмы и установление тока между электродами в трубке) в длинном капилляре при разных конфигурациях электродов. Полученные результаты показывают, что в трехэлектродной системе, т.е. при наличии внешнего электрода вокруг трубки, формирование полного пробоя в трубке состоит из двух стадий – медленной и быстрой. Быстрая стадия, которая завершает пробой, предваряется медленной стадией развития внутри трубки поверхностного барьерного разряда за счет распространения прямых (от высоковольтного электрода) и встречных (от заземленного электрода) поверхностных волн ионизации. Наличие заранее и локально отложенного заряда, противоположного по знаку полярности импульсу напряжения, приводит к ускорению распространения поверхностных волн ионизации в капиллярной трубке.

В отсутствие дополнительного внешнего электрода полный пробой происходит гораздо быстрее, чем в трехэлектродной системе, но с очень большим разбросом по времени запаздывания пробоя (вплоть до отсутствия пробоя) относительно подачи импульса напряжения. Во многих приложениях нестабильность срабатывания газоразрядного устройства, определяемая формированием пробоя, представляет гораздо бóльшую проблему, чем более медленное, но стабильное его включение. Поэтому результаты проведенных исследований, доказывающих возможность управлять процессом пробоя, представляют не только научную, но и практическую ценность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00288_а). Авторы благодарят А.А. Балакирева и Н.И. Трушкина за помощь в проведении некоторых экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kogelschatz U.* // Contrib. Plasma Phys. 2007. V. 47. P. 80. https://doi.org/10.1002/ctpp.200710012
2. *Korolev Y.D., Frants O.B., Geyman V.G., Kasyanov V.S., Landl N.V.* // IEEE Transactions Plasma Sci. 2012.

V. 40. P. 2951.
https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2211622

3. *Korolev Yu.D.* // Russian J. General Chemistry. 2015. V. 85. P. 1311.
https://doi.org/10.1134/S1070363215050473
4. *Акишев Ю.С., Петряков А.В., Трушкин Н.И., Устюгов В.А.* // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 20.
5. *Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Saveliev I.I.* // Quantum Electron. 2015. V. 45. P. 171.
6. *Raizer Yu.P.* Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
7. *Лагарьков А.Н.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме / Под ред. И.М. Руткевич. М.: Наука, 1989. С. 206.
8. *Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 234004.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/23/234004
9. *Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В.* // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. С. 929.
10. *Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Шишпанов А.И., Калинин С.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 936.
11. *Shishpanov A.I., Meshchanov A.V., Kalinin S.A., Ionikh Y.Z.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 065017.
https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa6f7c
12. *Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 335202.
https://doi.org/10.1088/1361-6463/aad1d8
13. *Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М., Мещанов А.В., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
14. *Moreau E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 605.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/3/S01
15. *Kopiev V.F., Akishev Y.S., Belyaev I.V., Berezhetskaya N.K., Bityurin V.A., Faranosov G.A., Grushin M.E., Klimov A.I., Kopiev V.A., Kossyi I.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 505201.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/50/505201
16. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 464014.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/46/464014
17. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. P. 015004.
https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015004
18. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 135204.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/13/135204
19. *Xiong Z., Kushner M.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 034001.
https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/3/034001
20. *Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Reuter S., Graves D.B., Ostrikov K.* // Phys. Rep. 2016. V. 630. P. 1.
https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.03.003

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 75–81

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 541.183.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОГО ИСКРОВОГО КАНАЛА В ВОЗДУХЕ В ГЕОМЕТРИИ “ОСТРИЕ (АНОД)–ПЛОСКОСТЬ” НА СТАДИИ РАДИАЛЬНОГО РАСШИРЕНИЯ

© 2021 г. К. И. Алмазова[a], А. Н. Белоногов[a], В. В. Боровков[a], В. С. Курбанисмаилов[b], П. Х. Омарова[b], Г. Б. Рагимханов[b,*], Д. В. Терешонок[c], А. А. Тренькин[a], З. Р. Халикова[b]

[a] *Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский НИИ экспериментальной физики, Саров, Россия*

[b] *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

[c] *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

**e-mail: gb-r@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.06.2020 г.
После доработки 31.07.2020 г.
Принята к публикации 01.08.2020 г.

Представлены результаты исследований искрового разряда в воздухе в промежутке острие(анод) – плоскость длиной 1.5 мм. Показано, что после пробоя разряд развивается в виде пучка отдельных микроканалов, замыкающих разрядный промежуток, затем спустя 20–30 нс формируется сплошная внешняя граница канала и начинается его радиальное расширение. Концентрация электронов в этот момент достигает максимального значения на уровне 2×10^{19} см$^{-3}$. Установлено, что, начиная с 60 нс, от границы канала отходит цилиндрическая ударная волна. С течением времени разница в радиусах ударной волны и канала возрастает, в результате чего формируется радиальная структура в виде высокопроводящего внутреннего канала, отделенного от ударной волны промежуточной оболочкой. Предложена расчетно-теоретическая модель для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы и получено удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: газовый разряд, микроструктура, канал разряда, ударная волна

DOI: 10.31857/S0367292121010029

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность изучения высоковольтных наносекундных и микросекундных импульсных газовых разрядов обусловлена их широким практическим применением в таких областях как плазменно-стимулированное горение [1–3], плазменная медицина [4, 5], плазменная аэродинамика [6–8] и др. Помимо этого разрядные процессы весьма часто являются негативным фактором, приводящим к коротким замыканиям в высоковольтной технике различного назначения.

В пионерских исследованиях искрового разряда [9, 10] был получен широкий спектр экспериментальных и расчетно-теоретических данных о развитии разряда на временах около 1 мкс и более, где в том числе, была обнаружена радиальная структура канала разряда в виде высокопроводящей внутренней области, отделенной от отходящей от нее цилиндрической ударной волны (УВ) промежуточной оболочкой. Наличие указанной структуры было зарегистрировано после 100 нс от начала разряда в фазе радиального расширения искры [9]. Также были предложены методы расчета динамики искрового канала [10–12].

Несмотря на большое количество последующих работ в этом направлении, отдельные аспекты начальной фазы искрового разряда изучены далеко не полностью, что обусловлено сложностью протекающих газоразрядных процессов [13–15] и высокими требованиями в части пространственно-временного разрешения регистрирующего оборудования для их исследования.

Одним из таких аспектов является микроканальная пространственная структура разряда, зарегистрированная относительно недавно теневыми и интерференционными методами [16–21]. Согласно этим данным на временах менее 10 ns после начала разряда визуально выглядящей сплошным канал разряда в геометрии острие–плоскость представляет собой пучок большого количества микроканалов. В процессе развития микроканалы ветвятся, расширяются, после чего

наблюдается формирование сплошной внешней границы канала и его радиальное расширение. В этих же исследованиях для отрицательной полярности острийного электрода также обнаружено формирование радиальной структуры канала разряда, аналогичной [9, 10], но на более ранних временах – начиная с 40 нс [19]. Помимо этого, были замечены отличия в динамике процессов в начальной фазе разряда в зависимости от полярности острия [16].

В работе [24] представлены исследования по расширению канала микроструктурированного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в интервале 20–60 нс после пробоя при положительной полярности острия. Настоящая публикация продолжает эти исследования и посвящена рассмотрению динамики в фазе радиального расширения канала на временах до ~1 мкс.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ, МЕТОДИКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на стенде, включающем генератор импульсов напряжения (ГИН), кабельную линию, разрядный промежуток, диагностическую аппаратуру и систему синхронизации. Подробно аппаратура и методики описаны в [16–19].

Генерация импульсов напряжения обеспечивалась коммутацией заряженной емкости на кабельную линию. Амплитуда напряжения на выходе ГИН составляла 30 кВ, полярность – положительная, длительность фронта импульса по уровню 0.1–0.9 составляла 7 нс.

Кабельная линия длиной 7 м нагружалась на разрядный промежуток острие–плоскость. В качестве острия использовался осесимметричный электрод длиной 40 мм, диаметром 10 мм, углом при вершине 14°, радиусом кривизны 0.1 мм, изготовленный из нержавеющей стали. Межэлектродный зазор составлял 1.5 мм.

В экспериментах измерение напряжения (емкостным делителем) и тока (резистивным шунтом) осуществлялось на выходе ГИН.

Система оптической регистрации включала в себя источник зондирующего излучения – лазер (длина волны 532 нм, длительность импульса на полувысоте 6 нс), объектив, светофильтры и цифровую электронно-оптическую камеру. Плоскопараллельный пучок лазерного излучения, проходя через область разряда перпендикулярно оси электрода-острия, регистрировался электронно-оптической камерой. Система регистрации обеспечивала пространственное разрешение не хуже 5 μm.

С применением описанной системы оптической регистрации и оптической схемы на базе интерферометра Маха–Цендера была реализована интерференционная методика [19].

Сдвигом момента запуска системы оптической регистрации относительно момента пробоя обеспечивалась визуализация различных стадий разрядного процесса. Съемка велась в однокадровом режиме – один кадр за импульс. За момент пробоя был принят момент начала роста тока и, соответственно, спада напряжения.

Таким образом, система оптической регистрации обеспечивала получение тенеграмм, интерферограмм и фотографий свечения разряда в различные моменты времени.

Экспозиция кадра интерферограммы и тенеграммы определялась длительностью импульса лазера. Интерференционная методика позволяла также определять усредненную по сечению концентрацию электронов в канале разряда [19].

В экспериментах по фотографированию собственного свечения разряда лазер не использовался. Экспозиция кадра электронно-оптического регистратора составляла 40 нс. При фотографировании ранних стадий разряда (на временах менее 40 нс после пробоя) часть времени экспозиции опережала начало формирования разряда.

Временная привязка кадров осуществлялась следующим образом. Для тенеграмм и интерферограмм время, характеризующее кадр, соответствовало началу кадра. Для фотографий свечения разряда время соответствовало окончанию кадра. Отсчет времени осуществлялся относительно момента пробоя.

После пробоя промежутка в разрядной цепи возникал колебательный процесс с экспоненциальным затуханием амплитуд тока и напряжения. Период колебаний составлял 1 μs, амплитуда тока и время его затухания, соответственно, – 1.5 kA и 2 μs. Определенные в результате измерений параметры разрядной цепи позволили получить аппроксимацию осциллограммы тока разряда $I(t)$ в виде классического затухающего колебательного процесса:

$$I(t) = I_0 \exp(-\delta t)\sin(\omega t), \qquad (1)$$

где $\omega = 6.3$ МГц – круговая частота колебаний тока, $\delta = R/(2L)$ – декремент затухания, I_0 – определяет амплитуду тока разряда, $R = 2.5\ \Omega$ – сопротивление цепи при развитом канале разряда, $L = 2$ μH – индуктивность цепи. На рисунке 1 приведены осциллограмма тока разряда и ее аппроксимация (1) на интервале времени до 1 μs. Ступенчатый вид осциллограммы тока обусловлен наличием кабельной линии. Видно, что используемое аналитическое выражение в целом довольно хорошо описывает ток разряда.

В соответствии с экспериментальными данными в момент времени 2 нс после пробоя фиксируются микроканалы с радиусом около

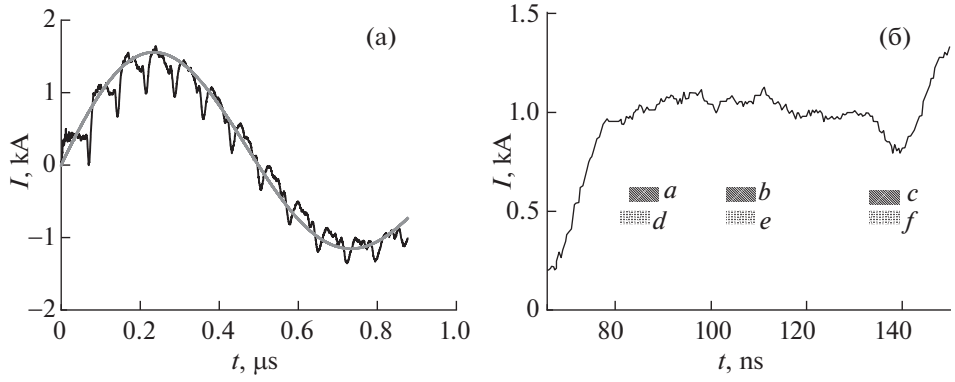

Рис. 1. а) Осциллограмма тока I разряда (черная линия) и ее аппроксимация (серая линия) на интервале времени до 1 μs; б) Фрагмент осциллограммы тока. Временные интервалы (*а*–*е*) соответствуют кадрам тенеграмм (*а*–*в*) и интерферограмм (*d*–*f*) рисунка 2.

$r_{mch1} = 5$ μm и общим числом на уровне $N = 100$ [22]. В последующий временной промежуток от $t_{mch1} = 2$ до $t_{mch2} = 15$ нс после пробоя микроканалы увеличиваются в радиусе до, примерно, $r_{mch2} = 10$ μm и более, и уже к моменту 20 нс проводящая область представляется единым каналом с радиусом $R = 150$ μm, где микроканалы уже неразличимы.

Оценка сверху радиуса микроканала до их перекрытия дает значение $\pi r_{\max}^2 N = \pi R_{ch}^2 \Rightarrow r_{\max} = \frac{R_{ch}}{\sqrt{N}} = 15$ μm, которое следует рассматривать как завышенное, ввиду того что не учитывается сечение между каналами. Таким образом, перекрытие микроканалов происходит при r, меньших, чем $r_{\max}$.

Характерное время обмена энергиями между электронами и тяжелыми частицами можно оценить как $\tau_{ei} \sim \tau_{ee} \frac{\mathrm{M}}{2m_e} \sim 1$ нс [12], что дает достаточно большую температуру для тяжелых частиц, и в изохорическом приближении приводит к высокому давлению внутри микроканала, вызывающему его расширение. При этом средняя скорость расширения микроканалов $v \sim (r_{mch2} - r_{mch1})/(t_{mch2} - t_{mch1}) \sim$ ~ 400 м/с, что соответствует числу Маха $\mathrm{M} = 1.2$ при движении в холодном газе ($T = 300$ K). Таким образом, можно говорить о газодинамическом расширении микроканалов с возможным образованием ударных волн и их последующем взаимодействии.

На рис. 2 представлены тенеграммы (рис. 2а, б, в) и, примерно соответствующие им по времени, интерферограммы (рис. 2г, д, е) разряда в различные моменты времени относительно начала пробоя. Видно, что в ранней фазе разряд регистрируется в виде совокупности отдельных микроканалов. В течение 10–15 нс после пробоя ток разряда резко нарастает и достигает значения 1 kA. В этом интервале времени диаметр канала в средней его части почти не меняется и составляет около 0.3 мм, (рис. 3а, г). Формирование сплошной внешней границы канала происходит к моменту времени 20–30 нс (рис. 3б, д). Далее, начинается радиальное расширение канала, а с 60 нс регистрируется отходящая от его границы цилиндрическая ударная волна (рис. 3в, е). Ударная волна особенно заметна на интерферограмме в виде положительного фазового сдвига интерференционных полос, что характеризует скачок плотности газа на границе канала по сравнению с окружающим воздухом.

Результаты сравнения тенеграмм, интерферограмм и фотографий свечения показывают, что с 20 по 60 нс границы канала и области свечения практически совпадают. После 60 нс фронт УВ начинает отходить от ярко светящегося канала. При этом структура канала разряда представляется в виде высоко проводящего канала, промежуточной (не светящейся) оболочки и внешнего фронта УВ. С течением времени вплоть до 250 нс разница в радиусах канала и ударной волны возрастает. После 250 нс фронт УВ выходит из поля зрения оптической системы регистрации. На рисунке 3 представлены зависимости радиуса канала R (синие кресты) и радиуса ударной волны r (красные кресты) от времени, отсчитываемого относительно начала пробоя.

Следует отметить, что согласно полученным результатам, при прочих близких условиях, формирование радиальной структуры искры при положительной полярности острия происходит несколько позже по сравнению с отрицательной полярностью, где структура регистрировалась с 40 нс после пробоя [19].

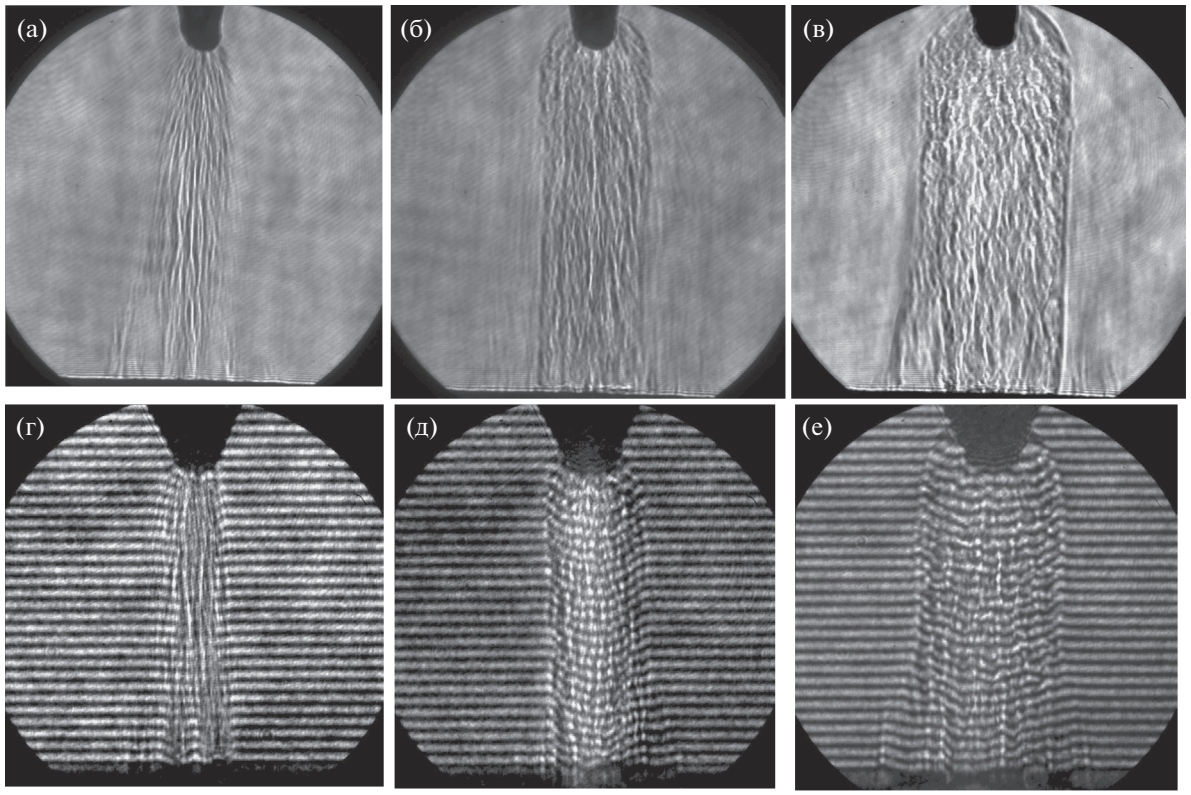

Рис. 2. Тенеграммы (а–в) и интерферограммы (d–e) разряда в различные моменты времени относительно начала пробоя: а) – 10 нс, б) – 30 нс, в) – 60 нс, г) – 8 нс, д) – 30 нс, е) – 60 нс. Межэлектродное расстояние 1.5 мм. Электрод–острие находится сверху.

3. РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДИНАМИКИ РАСШИРЕНИЯ КАНАЛА

Согласно представленным выше экспериментальным данным формирование сплошной внешней границы микроструктурированного канала и его радиальное расширение как единого целого начинается с момента времени $t_1 = 20$ нс. В этой связи исследуем динамику расширения канала, начиная с этого момента.

Изменение радиуса УВ r и канала разряда R во времени можно описать зависимостями [10]

$$r(t) = \left(\frac{\alpha}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{4}} \left[\int_0^t W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^{\frac{1}{2}}$$
$$R(t) = LW^M(t)\left[\int_0^t W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^N, \quad (2)$$

где W – энерговыделение на единицу длины канала, ρ_0 – начальная плотность газа, α – численный коэффициент, который для невозмущенного воздуха атмосферного давления составляет $\alpha = 0.55$ [10]. Остальные параметры имеют следующие значения [10]: $L = 0.19$, $M = 0.125$, $N = 0376$ (в системе СГС).

Величину W запишем в виде

$$W(t) = \int_0^t \frac{j^2}{\sigma}\pi\xi^2 dt = \int_0^t \frac{I^2}{\pi\xi^2\sigma}dt =$$
$$= \int_0^{t_1} \frac{I^2}{\pi\xi^2\sigma}dt + \int_{t_1}^t \frac{I^2}{\pi\xi^2\sigma}dt = W(t_1) + \int_{t_1}^t \frac{I^2}{\pi\xi^2\sigma}dt \quad (3)$$

где $j = I/\pi\xi^2 = \sigma E$ – плотность тока, E – напряженность электрического поля вдоль канала, ξ – радиус области сильного энерговыделения (обсуждается ниже), $\sigma = 1.53\times10^{-4}\dfrac{(T_e[K])^{3/2}}{\ln\Lambda}$ $\Omega^{-1}\cdot$см$^{-1}$ – электропроводность [12], $\ln\Lambda = 7.45 + \frac{3}{2}\lg(T_e[\mathrm{K}]) - \frac{1}{2}\lg(n_e[\mathrm{cm}^{-3}])$ – кулоновский логарифм [12].

Значение тока I задавалось согласно выражению (1), с некоторым сдвигом по времени $t_0 = 39$ нс так, чтобы к моменту времени 5 нс после пробоя значение тока $I(t)$ соответствовало результатам измерения $I = 400$ А [18].

Из (2) следует

$$r(t_1) \equiv r_1 = \left(\frac{\alpha}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{4}} \left[\int_0^{t_1} W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^{\frac{1}{2}}$$
$$R(t_1) = R_1 = LW^M(t_1)\left[\int_0^{t_1} W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^N, \quad (4)$$

что дает возможность записать выражение для текущих радиусов $r(t)$и $R(t)$

$$r^2(t) = r_1^2 + \left(\frac{\alpha}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{t_1}^{t} W^{\frac{1}{2}}(t)dt$$
$$R^{1/N}(t) = R_1^{1/N}\left[\frac{W(t)}{W(t_1)}\right]^{M/N} + \quad (5)$$
$$+ L^{1/N}W^{M/N}(t)\left[\int_{t_1}^{t} W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right].$$

Решение системы уравнений (3), (5) с начальным условием $r(t_1) = R(t_1) = r_1$, $v(t_1) = V(t_1) = v_1$ дает зависимости радиуса и скорости УВ и канала от времени. При этом полагалось, что в момент $t_1 = 20$ нс радиусы $r(t)$ и $R(t)$, а также их скорости расширения $v = \frac{dr}{dt}$ и $V = \frac{dR}{dt}$ совпадают и находятся на уровне, соответственно, 150 μm и 5 км/с, согласно представленным экспериментальным данным.

В соответствии с выражением (3) подразумевается, что током смещения j_d можно пренебречь. Используя аппроксимацию (1), можно записать $j_d = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \sim \frac{\varepsilon_0 I\omega}{\pi\xi^2\sigma(T_e)}$, где ε_0 – диэлектрическая постоянная. Плотность тока проводимости есть $j = \frac{I}{\pi\xi^2}$. Для определенности возьмем $T_e = 1$ эВ, соответственно, получим $\frac{j_d}{j} \sim \frac{\varepsilon_0\omega}{\sigma(T_e)} \sim 10^{-5}$, где $\sigma(T_e)$ рассчитывается по формуле Спитцера.

Следует отметить, что для проводимости σ используется формула, в которой доминирует кулоновское столкновение. Данное приближение оправдано, если степень ионизации находится на уровне 1% и более, поскольку в этом случае сечение кулоновского рассеяния примерно на два порядка больше, чем на нейтральных частицах. Данное обстоятельство накладывает ограничение на минимальную концентрацию электронов n_e, которая не должна быть ниже $\sim 10^{17}$ см$^{-3}$ в исследуемом временном промежутке.

Результаты измерения концентрации электронов в [23] в начальный момент ($\sim t_1$) дают значение

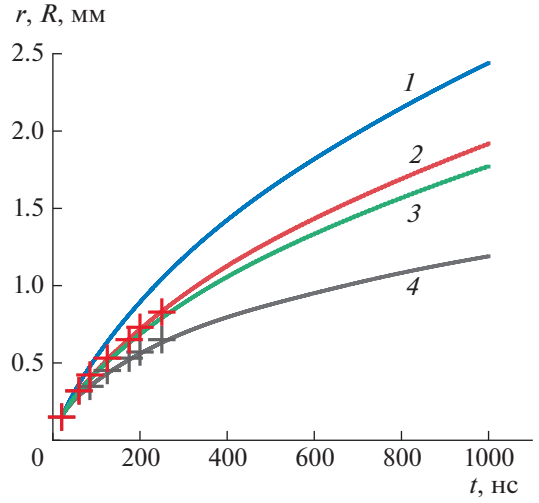

Рис. 3. Зависимости от времени радиуса ударной волны $r(t)$ (*1*, *2*, *3*) для трех случаев (*1* – $\xi = R(t)$ при $T_e =$ = 1 эВ; *2* – $\xi = R(t)$ при $T_e = 3$ эВ; *3* – $\xi = r(t)$ при $T_e = 3$ эВ) и радиуса канала $R(t)$ (*4*). Кресты – экспериментальные измерения радиуса ударной волны (красный цвет) и канала (серый цвет).

$n_e = 10^{19}$–10^{20} см$^{-3}$. В [24] показано, что за ~30–40 нс в воздухе атмосферного давления при развитии искрового разряда концентрация n_e падает в 2 раза. При этом в [25] за время ~1 μs n_e уменьшается только на порядок. Таким образом, в рассматриваемом случае до времен ~1 μs можно ожидать значение n_e не ниже 10^{18} см$^{-3}$, что оправдывает учет только кулоновского рассеяния для проводимости. В связи с этим в расчетах значение кулоновского логарифма для указанных концентраций n_e и температуры электронов T_e в несколько эВ [20, 21] можно положить равным $\ln\Lambda = 4.5$.

Частота межэлектронных столкновений при рассматриваемых T_e есть $\nu_{ee} \sim \tau_{ee}^{-1} \sim \frac{3.7 n_e \ln\Lambda}{(T_e[\mathrm{K}])^{3/2}} \sim$ $\sim 10^{13}$–10^{14} с$^{-1}$ [12]. При этом частота неупругих столкновений находится на уровне 10^{10}–10^{12} с$^{-1}$, что дает возможность считать функцию распределения электронов по энергиям максвелловской. Для T_e в несколько эВ основным механизмом ионизации атомов является электронный удар. Для концентрации электронов на уровне $n_e \sim$ $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$ будет преобладать трехчастичная рекомбинация с двумя электронами, что дает возможность говорить о равновесии ионизационных и рекомбинационных процессов.

Таким образом, в рассматриваемых условиях, благодаря большой концентрации электронов, реализуется состояние плазмы близкое к локаль-

ному термодинамическому равновесию, о чем сказано в ряде работ, например [26, 27].

В рассматриваемых условиях среднее значение температуры электронов может достигать значений $T_e = 4$ эВ [20, 26], затем происходит ее монотонный спад. Так как эта температура соответствует временам несколько ns, а мы рассматриваем, начиная с 20 ns, то за верхнюю границу T_e целесообразно принять несколько меньшее значение, например, 3 эВ, что в соответствии с формулой Спитцера дает $\sigma \sim 200\ \Omega^{-1} \cdot см^{-1}$.

На временах в несколько сотен наносекунд (~1 μs) T_e падает не более чем в два раза, что дает оценку снизу не менее 1 эВ [25], соответственно для электропроводности получим значение $\sigma \sim 40\ \Omega^{-1} \cdot см^{-1}$.

В соответствии с моделью, представленной в настоящей работе, энерговыделение однозначно определяется электропроводностью, которая монотонно зависит от T_e (зависимость от кулоновского логарифма слабая) $\sigma(T_e) \sim T_e^{3/2}$. Таким образом, мы получаем две предельных кривых для радиуса канала $R(t)$ от времени, при этом зависимости $R(t)$, соответствующие промежуточным значениям T_e, будут находиться между двумя предельными кривыми.

На рис. 3 представлены результаты расчетов зависимости радиуса канала и радиуса УВ от времени относительно начала пробоя для $T_e = 1$ эВ и $T_e = 3$ эВ, соответственно. При этом для $T_e = 3$ эВ вычисления радиуса УВ выполнены для двух случаев: в первом полагалось, что ξ совпадает с радиусом канала R, во втором – ξ есть радиус УВ r. Видно, что до 60 нс разница между $r(t)$ и $R(t)$ не существенна, поэтому можно полагать, что в этом интервале времени положение УВ совпадает с границей канала, радиус которого увеличивается от 150 до 320 μm.

Кроме того, расчеты показывают, что значения $r(t)$ не сильно отличаются для двух случаев, когда в (3) радиус области протекания тока (высокопроводящей области) определяется границей канала $\xi = R(t)$ и положением УВ $\xi = r(t)$.

При этом большему значению T_e соответствует более медленное расширение УВ, что обусловлено меньшим энерговкладом в соответствии с выражением (3), где проводимость растет вместе с температурой и тем самым, при прочих равных условиях, приводит к уменьшению джоулева нагрева $\frac{j^2}{\sigma}$.

Стоит отметить, что в соответствии с [24] в рамках предложенной кинетической модели T_e в интервале 20–60 нс после пробоя падает от 3 до 2 эВ, здесь же, на основании сопоставления газодинамики, получаем, что T_e близка к 3 эВ вплоть до ~1 μs.

Значение для $r(t)$ (рис. 3) говорят о том, что скорость движения УВ в интервале от 20 нс до ~1 μs монотонно падает от 5 до 1 км/с.

Таким образом, проведенные расчеты показывают хорошее согласие с экспериментальными данными, что обосновывает приемлемость предложенной расчетно-теоретической модели для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (ВЫВОДЫ)

Представлены результаты экспериментальных исследований искрового разряда в воздухе в промежутке острие(анод)–плоскость длиной 1.5 мм с использованием методов скоростного и теневого фотографирования, а также интерференционного метода.

Показано, что после пробоя разряд развивается в виде пучка отдельных микроканалов, замыкающих разрядный промежуток, затем спустя 20–30 нс формируется сплошная внешняя граница канала и начинается его радиальное расширение. При этом момент начала расширения совпадает с моментом достижения концентрацией электронов максимального значения на уровне 2×10^{19} см$^{-3}$.

Установлено, что, начиная с 60 нс, от границы канала отходит цилиндрическая ударная волна и формируется радиальная структура в виде высокопроводящего внутреннего канала, отделенного от ударной волны промежуточной оболочкой. С течением времени разница в радиусах ударной волны и канала возрастает. Скорость радиального расширения ударной волны на временах от 20 нс до ~1 μs уменьшается от 5 до 1 км/с.

Обнаружено, что при прочих близких условиях, формирование радиальной структуры канала разряда при положительной полярности острия происходит несколько позже по сравнению с отрицательной полярностью, где структура регистрировалась, начиная с 40 нс после пробоя.

На основании используемого в [10] подхода предложена расчетно-теоретическая модель для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы. Модель позволяет получать зависимости скорости и радиуса канала и ударной волны по заданному току разряда.

Выполнены расчеты радиуса канала и ударной волны в условиях проведенных экспериментов и получено удовлетворительное согласие результатов. На основании чего можно предположить, что температура электронов T_e от момента формиро-

вания сплошной внешней границы канала до времен ~1 μs находится на уровне $T_e \sim 3$ эВ, а проводимость канала можно описывать в спитцеровском приближении, значение которой составляет $\sigma \sim 200\ \Omega^{-1} \cdot см^{-1}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-01043.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Starikovskaia S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
2. *Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 045002.
3. *Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Kosarev I.N., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y.* // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 205.
4. *Fridman G., Friedman G., Gutsol A., Shekhter A.B., Vasilets V.N., Fridman A.* // Plasma Processes and Polymers. 2008. V. 5. P. 503.
5. *Lee H.J., Shon C.H., Kim Y.S., Kim S., Kim G.C., Kong M.G.* // New J. Phys. 2009. V. 11. P. 115026.
6. *Son E.E., Tereshonok D.V.* // EPL 2012. V. 99. P. 15002.
7. *Starikovskii A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupassov D.V.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
8. *Golub V.V., Saveliev A.S., Sechenov V.A., Son E.E., Tereshonok D.V.* // High Temp. 2010. V. 48. P. 903.
9. *Abramson I.S., Hegechkori N.M., Drabkina S.I., Mandelstam S.L.* //Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1947. V. 17. P. 10.
10. *Drabkina S.I.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1951. V. 21. P. 4.
11. *Marode E., Bastien F. and Bakker M.* // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P.140.
12. *Raiser Yu.P.* Physics of gas discharge (Intelligence, Dolgoprudny), 2009. P. 736.
13. *Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 680.
14. *Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Али Дж.Г. Аль Шатрави* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26.
15. *Держиев В.И., Майоров С.А., Яковленко С.И.* // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 9. С. 1050.
16. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Tren'kin A.A., Kharitonov S.Yu.* // Technical Physics. 2018. V. 68. № 6. P. 827.
17. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Tren'kin A.A., Kharitonov S.Yu.* // Technical Physics. 2019. V. 89. № 1. P. 69.
18. *Tren'kin A.A., Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Kharitonov S.Yu.* // Technical Physics. 2019. V. 89. № 4. P. 512.
19. *Trenkin A.A., Almazova K.I., Belonogov A.N. et al.* // Pulsed lasers and lasers applications "AMPL-2019": Abstracts of XIV International conference. Tomsk: SST. 2019. P. 139.
20. *Parkevich E.V., Medvedev M.A., Khirianova A.I., Ivanenkov G.V., Selyukov A.S., Agafonov A.V., Shpakov K.V., Oginov A.V.* // Plasma Sources Science Technologies. 2019. V. 12. № 28. P. 125007.
21. *Parkevich E., Ivanenkov G., Medvedev M., Khirianova A., Selyukov A., Agafonov A., Mingaleev A., Shelkovenko T., Pikuz S.* // Plasma Sources Science and Technology. 2018. V. 27. 11LT01.
22. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Kurbanismailov V.S., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V., Trenkin A.A.* // EPL. 2020. V. 130. P. 65002.
23. *Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Тренькин А.А., Терешонок Д.В., Халикова З.Р.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. Вып. 15. С. 10.
24. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V., Trenkin A.A.* // Plasma Sources Science and Technology. 2020. in *press*
https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba8cc.
25. *Lo A., Cessou A., Lacour C., Lecordier B., Boubert P., Xu D.A., Laux C.O., Ervisch P.V.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. P. 045012
26. *Minesi N., Stepanyan S., Mariotto P., Stancu G.D. and Laux C.O.* // Plasma Sources Science and Technology. 2020.in press
https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab94d3
27. *Stritzke P., Sander I. and Raether H.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1977.V. 10. P. 2285.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 82–87

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 541.183.5

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

© 2021 г. В. С. Курбанисмаилов[a], Г. Б. Рагимханов[a, *], Д. В. Терешонок[b], З. Р. Халикова[a]

[a] *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

[b] *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

**e-mail: gb-r@mail.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.
После доработки 15.07.2020 г.
Принята к публикации 17.07.2020 г.

Представлено сравнение результатов моделирования наносекундного разряда в однородном электрическом поле в аргоне при атмосферном давлении на основе двух кинетических моделей: с одним и с шестью возбужденными состояниями соответственно. Выполнен анализ развития ионизационных волн в сантиметровом промежутке в двумерной осесимметричной геометрии. Показано, что на полученный результат влияет выбор транспортного сечения рассеяния электрона на атоме аргона. Приводится сравнение напряженностей электрического поля, концентраций заряженных частиц и скоростей движения катодо- и анодонаправленных ионизационных волн в разные моменты времени.

Ключевые слова: плазма, импульсный разряд, волны ионизации, аргон, численное моделирование

DOI: 10.31857/S036729212101008X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование наносекундных разрядов в газе является актуальной проблемой как с точки зрения фундаментальных вопросов, что обусловлено недостатком знаний в области развития ионизационных волн (ИВ), так и для прикладных задач, включающих в себя такие общеизвестные направления как обработка поверхности, плазменная аэродинамика, плазменно-стимулированное горение и т.д. [1–10].

Относительно недавно появилось еще одно быстро развивающееся междисциплинарное направление как плазменная медицина, в котором изучают воздействие холодных плазменных струй на биологические поверхности [11–13]. В данном направлении также важен такой аспект как развитие ИВ в инертных газах, которые используются в качестве рабочей среды с последующим зажиганием в них импульсно-периодических наносекундных разрядов.

Исследованию развития различных разрядов, в том числе стационарных и импульсных, и их устойчивости в инертных газах в широком диапазоне давлений посвящено большое количество работ [14–20], что обусловлено широким практическим применением. Тем не менее, получение пространственно-временно́й характеристики плазменного образования во всей области разряда остается все еще трудной задачей, несмотря на существенный прогресс в экспериментальных исследованиях. Понять физику происходящих явлений в таких системах помогает численное моделирование.

В настоящее время существует несколько общепринятых подходов для моделирования разрядов. Наиболее часто используют гидродинамическую модель, которая получается посредством усреднения кинетического уравнения по скоростям для всех видов частиц [21], и включает в себя уравнения переноса для электронов, ионов, возбужденных частиц и уравнение Пуассона для электрического поля $\vec{E}$ [22–24]. Именно этот подход использован в настоящей работе по исследованию развития ИВ в аргоне при атмосферном давлении в сантиметровом промежутке.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ И МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ

Первая модель, относительно простая, подробно описана в [25] и включает в себя 11 реакций с одним возбужденным состоянием (Модель 1). Вторая – включает шесть возбужденных состояний (Ar(1s2-1s5), Ar(hl), Ar_2^*) и более 130 реакций (Модель 2). Кроме возбужденных состояний также рассматриваются электроны, ато-

марные и молекулярные ионы. Константы скоростей реакций зависят от температуры электронов T_e, которая определяется балансом энергии. Таким образом, система уравнений для исследуемых компонент записывается в следующем виде:

$$\begin{gathered}\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla\cdot\vec{\Gamma}=S,\\ \vec{\Gamma}=qn\mu\vec{E}-\nabla(Dn),\\ \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}n_e k_B T_e\right)+\nabla\cdot\vec{F}=S_E-S_{el}-S_{in},\\ S_E=\vec{j}\cdot\vec{E},\\ \vec{j}=e\vec{\Gamma}_e,\\ \vec{F}=\frac{5}{2}k_B T_e\vec{\Gamma}_e-\nabla(\lambda_e T_e),\\ \lambda_e=\frac{5}{2}n_e D_e,\\ \nabla\cdot\vec{E}=\frac{\rho^*}{\varepsilon_0},\\ \rho^*=e(n_{Ar^+}+n_{Ar_2^+}-n_e),\end{gathered}\qquad(1)$$

где n, $\vec{\Gamma}$, q, μ, D – концентрация, поток, заряд (для ионов $q=+1$, для электронов $q=-1$, для возбужденных частиц $q=0$), подвижность и коэффициент диффузии частиц; S – источник рождения и гибели частиц; S_E – энергия от поля; S_{el}, S_{in} – упругие и неупругие потери соответственно; ρ^* – плотность объемного заряда; k_B, ε_0, e – постоянная Больцмана, диэлектрическая постоянная и заряд электрона.

Подвижность атомарных и молекулярных ионов рассчитывались в соответствии с [26] $\mu_i=1.55\dfrac{2.69\times10^{19}}{N_a[\text{см}^{-3}]}$ см^2/(В $\cdot$ с), $\mu_{i2}=1.86\dfrac{2.69\times10^{19}}{N_a[\text{см}^{-3}]}$ см^2/(В $\cdot$ с). Диффузия заряженных частиц определялась как $D/\mu=k_BT/e$; для всех возбужденных принималась на уровне $D=\dfrac{1.9\times10^{18}}{N_a[\text{см}^{-3}]}$ см^2/с, где N_a – концентрация нейтральных атомов.

Набор плазмо-химических реакций для второй модели учитывал прямую, ступенчатую и пеннинговскую ионизацию, возбуждение и тушение различных уровней (как при электронном ударе, так и при столкновении с тяжелыми частицами), двух- и трехчастичную рекомбинацию, и радиационное высвечивание. Константы или сечения соответствующих процессов были взяты из [27–31].

В настоящей работе будем использовать два набора сечений упругого рассеяния электрона на атоме аргона. Первый набор σ_{ea} взят из [25]:

$$\sigma_{ea}(T_e)=\left(3.6\cdot10^{-4}T_e[K]-0.1\right)\times10^{-16}\ \text{см}^2.\qquad(2)$$

Второй вычислялся посредством усреднения:

$$\sigma_{ea}(T_e)=\int_0^\infty\sigma_{ea}(\varepsilon)f(\varepsilon,T_e)d\varepsilon,\qquad(3)$$

где $\sigma_{ea}(\varepsilon)$ – экспериментальные данные [26], $f(\varepsilon,T_e)$ – максвелловская функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).

При развитии ИВ в наносекундных разрядах при атмосферном давлении ФРЭЭ является немаксвелловской. При этом константы скоростей различных реакций в настоящей работе рассчитаны исходя из интегрирования по функции распределения Максвелла. Такое допущение позволит определить нижнюю границу *pd,* где в ионизационных процессах можно не учитывать пеннинговскую и ступенчатую ионизацию (о чем будет сказано в разделе 4).

Комбинируя различные модели и наборы σ_{ea} исследуем поведение ИВ. Будем обозначать комбинацию двумя цифрами – первая соответствует модели, вторая – транспортному сечению σ_{ea}. Например, М2Т3 соответствует Модели 2 с набором сечений в соответствии с (3).

Для решения уравнений переноса системы (1) использовался двухшаговый подход [32], который дает второй порядок точности по времени и пространству. Интегрирование проводилось с числом Куранта равным $CFL=0.1$. Уравнение Пуассона решалось итерационным методом переменных направлений.

3. НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Начальное распределение заряженных частиц (электронов и атомарных ионов) задавалось гауссовским профилем с максимальным значением в центре разрядного промежутка, который представлял собой прямоугольную осесимметричную область с межэлектродным расстоянием $d=1$ см и радиусом плоских параллельных электродов $R=2$ см:

$$\begin{gathered}n_e=n_i=n_0\exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{\sigma_r^2}\right)\times\\ \times\exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2}\right)+n_b,\end{gathered}\qquad(4)$$

где $n_0=10^8$ см$^{-3}$, $r_0=0$, $x_0=0.5$ см, $\sigma_r=\sigma_x=0.02$ см, $n_b=10^{-3}$ см$^{-3}$ – фоновая концентрация.

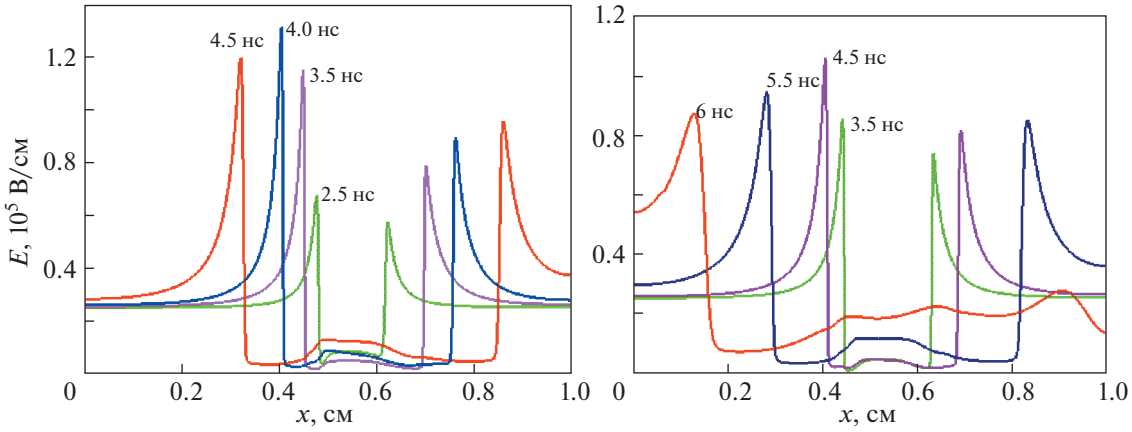

Рис. 1. Напряженность электрического поля по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. M2T3 – слева, M1T2 – справа.

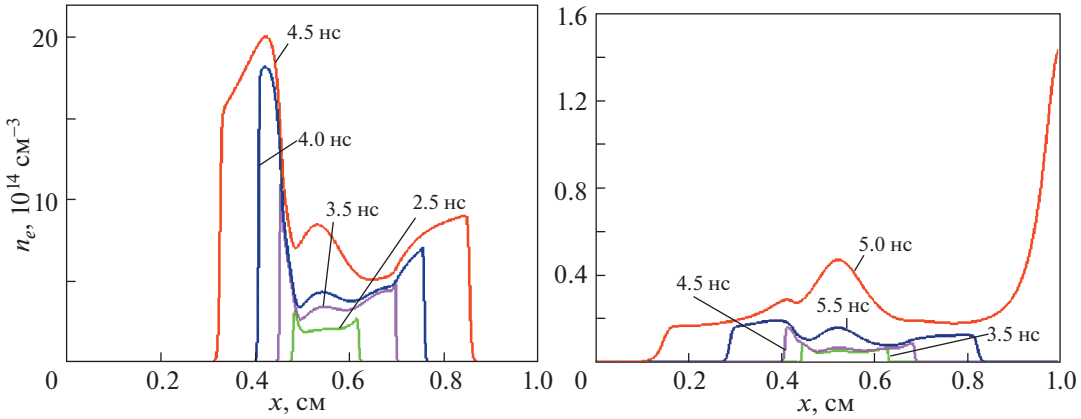

Рис. 2. Концентрация электронов по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. M2T3 – слева, M1T2 – справа.

Граничные условия для частиц брались такие же, как и в [33–35]. Потенциал на катоде задавался нулевым $\varphi_c = 0$, на аноде $\varphi_a = U_0 = 25$ кВ, что дает однородное поле $E_0 = 25$ кВ/см в межэлектродном промежутке в начальный момент времени.

Распределение (4) обусловлено тем, что предионизация создается ультрафиолетовым источником (УФ) [36]. При этом, если пространственный масштаб воздействия УФ оказывается меньше межэлектродного промежутка, то область предионизации представляет собой некое распределение электронов и ионов с максимальным значением концентрации в центре разрядного промежутка.

При этом стоит отметить, что выбор величины фоновой концентрации n_b не влияет на результаты расчетов. По крайней мере, разница в полученных значениях n_e для $n_b = 10^{-3}$ и $n_b = 10^3$ см$^{-3}$ не превосходит толщины линии на графиках рис. 2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим результаты моделирования различных комбинаций моделей и транспортных сечений.

На рис. 1 и 2 приведены значения продольной компоненты электрического поля E_x и концентрации электронов n_e в разные моменты времени в центре разрядного промежутка, рассчитанные по разным моделям, на которых отчетливо видно образование двух ИВ – анодо-(АВ) и катодонаправленной (КВ), как и должно быть в соответствии с подобными расчетами, например [32]. Скорости движения волн определяются перемещением максимального значения, например, как

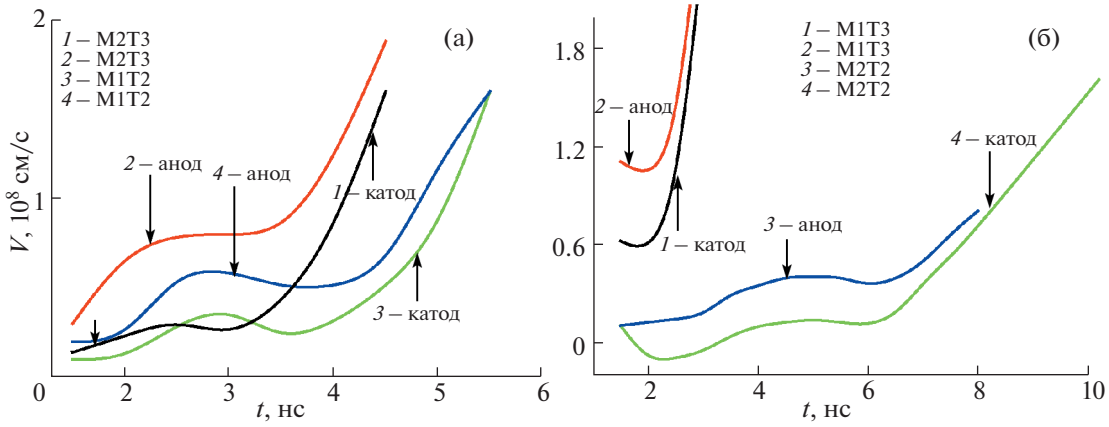

Рис. 3. Характерные зависимости скоростей анодо- и катодонаправленных ионизационных волн от времени.

концентрации электронов, так и напряженности поля.

На рис. 3а представлена зависимость скорости движения АВ и КВ, рассчитанные для комбинаций M1T2 (Модель 1 – транспортное сечение (2)) и M2T3 (Модели 2 – транспортное сечение (3)). К моменту времени 3 нс по Модели 2 скорость АВ достигает значений 0.8×10^8 см/с, в то время как по Модели 1 скорость АВ находится на уровне 0.5×10^8 см/с. Для КВ обе модели дают значение 0.3×10^8 см/с. После 3.5 нс происходит резкое ускорение волн. При этом АВ первой достигает электрода, после чего в ней наблюдается резкое падение напряженности, а КВ еще больше ускоряется и к моменту достижения катода имеет скорость ~10^9 см/с.

Среднюю скорость движения АВ и КВ определим как $v = \dfrac{d}{2\tau}$, что дает $v = (0.8\text{–}1)\times 10^8$ см/с. Коэффициент 2 появляется в связи с тем, что каждая из волн движется из центра и преодолевает только половину межэлектродного промежутка.

На рис. 3б приведены результаты для скоростей ИВ, полученные для комбинаций M1T3 и M2T2. Время замыкания межэлектродного промежутка τ для M1T3 составляет менее 3 нс, что дает для средней скорости величину не менее, чем $v = 1.7\times 10^8$ см/с. Для M2T2 τ имеет значение более 10 нс, соответственно максимальная скорость ограничена величиной $v = 0.5\times 10^8$ см/с.

Выполним сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными [36]. В работе [36] исследовалось развитие наносекундных разрядов в сантиметровом промежутке между двумя сферическими электродами в аргоне при атмосферном давлении и напряжениях источника питания от 6 до 20 кВ в условиях предварительной ионизации. Радиус кривизны электродов был намного больше межэлектродного промежутка, что оправдывает моделирование разряда между двумя плоскими параллельными электродами.

В соответствии с экспериментальными измерениями в рассматриваемых условиях при приложении напряжения 7 кВ средняя скорость движения ИВ находится на уровне 2×10^7 см/с, для 18 кВ – 6×10^7 см/с [36]. Экстраполируя экспериментальные значения можно ожидать, что при 25 кВ скорость ограничена сверху величиной 10^8 см/с, и это удовлетворительно согласуется с результатами рис. 3а (M1T2 и M2T3). При этом моделирование с использованием M1T3 дает завышенное значение для средней скорости движения ИВ, а M2T2 – заниженное.

На рис. 4 приведена температура электронов на оси разрядного промежутка для момента времени 5.5 нс, рассчитанной по M1T2, на котором показано, что характерная температура электронов в ИВ находится на уровне $T_e = 5\text{–}7$ эВ. В то же время скорость движения ИВ определяется константой ионизации на фронте волны $v \sim k_{ion}(T_e)$ [37]. С другой стороны, в соответствии с уравнением (1), потери энергии электрона в упругих столкновениях намного меньше, чем в неупругих для $T_e = 5\text{–}7$ эВ, а значит, выбор транспортного сечения σ_{ea} не может напрямую влиять на скорость ИВ v. Тем не менее, расчеты по Модели 1 с разным набором транспортных сечений (2) и (3) дают значения для υ которые отличаются между собой в ~2 раза (рис. 3).

Объяснение данного эффекта может быть дано следующим образом. Запишем скорость движения ИВ через первый коэффициент Таунсенда α

$$v \sim k_{ion}(T_e) = \frac{\alpha \mu_e E}{N_a} \sim \frac{\alpha E}{N_a}\frac{1}{\sigma_{ea}}.$$

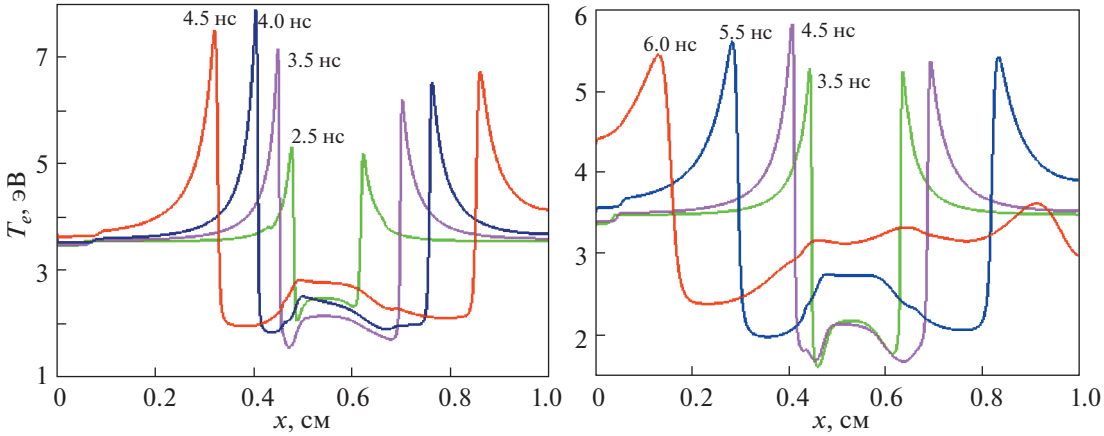

Рис. 4. Температура электронов по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. M2T3 – слева, M1T2 – справа.

Откуда следует, что с увеличением σ_{ea} скорость v падает.

Таким образом, выбор транспортного сечения σ_{ea} влияет на скорость движения ИВ. При использовании относительно простой кинетической модели (Модель 1) σ_{ea} следует рассчитывать в соответствии с (2). Для моделирования с детальной кинетикой (Модель 2) необходимо выбирать набор сечений (3). При этом для $T_e = 5–7$ эВ, что соответствует температуре электронов в области ионизационного фронта, значения σ_{ea} по (2) и (3) отличаются в ~ 2 раза.

На рис. 5 приведена эволюция во времени максимального значения напряженности электрического поля на оси разрядного промежутка

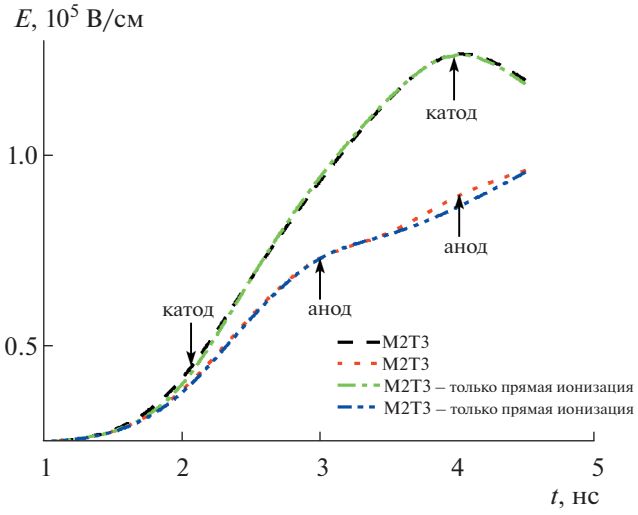

Рис. 5. Максимальная напряженность поля в ионизационной волне для комбимнации M2T3.

рассчитанная по M2T3, где показано роль ступенчатой ионизации. Откуда следует, что до момента замыкания межэлектродного промежутка каналом с высокой концентрацией электронов $n_e \sim 10^{15}$ см$^{-3}$, влияние пеннинговской и ступенчатой ионизации оказывается слабым, по крайней мере для $pd \sim 10^3$ Торр · см.

В исследуемых наносекундных разрядах ФРЭЭ сильно отличается от максвелловской, а значит, константы скоростей реакций являются завышенными (интегрирование по максвелловской дает более высокие значения из-за провала реальной ФРЭЭ в области возбуждения энергетических уровней).

Таким образом, в соответствии с рис. 5, значение $pd \sim 10^3$ Торр · см, полученное для максвеловской ФРЭЭ следует рассматривать как нижнюю границу влияния пеннинговской и ступенчатой ионизации на развитие ИВ. То есть с учетом реальной ФРЭЭ значение произведения pd окажется большим.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (ВЫВОДЫ)

В настоящей работе в двумерной осесимметричной постановке представлено сравнение развития ионизационных волн в аргоне, исследованных как с помощью относительно простой модели с одним возбужденным уровнем, так и с использованием разработанной модели с учетом шести возбужденных состояний.

На основе проведенного сравнения, полученных скоростей движения ионизационных фронтов с экспериментальными данными, показана важность выбора транспортного сечения рассеяния электрона на атомах аргона.

Показано, что в аргоне до замыкания межэлектродного промежутка высокопроводящим

каналом влияние пеннинговской и ступенчатой ионизации оказывается несущественным, по крайней мере для $pd \sim 10^3$ Торр · см.

Работа частично выполнена за счет средств гранта РФФИ (№ 18-08-00075а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Erofeev M., Ripenko V., Shulepov M., Tarasenko V.* // Eur. Phys. J. 2017. V. 71. P. 117.
2. *Komuro A., Takashima K., Suzuki K., Kanno S., Nonomura T., Kaneko T., Ando A., Asai K.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 104005.
3. *Терешонок Д.В.* // Письма в ЖТФ 2014. Т. 40. № 3. С. 83.
4. *Golub V.V., Saveliev A.S., Sechenov V.A., Son E.E., Tereshonok D.V.* // High Temp. 2010. V. 48. P. 903.
5. *Son E.E., Tereshonok D.V.* // EPL 2012. V. 99. P. 15002.
6. *Терешонок Д.В.* // ТВТ. 2014. Т. 52. С. 3.
7. *Starikovskaia S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
8. *Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 045002.
9. *Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Kosarev I.N., Starikovskaia S.M. and Starikovskii A.Y.* // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 205.
10. *Starikovskii A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupassov D.V.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
11. *Fridman G., Friedman G., Gutsol A., Shekhter A.B., Vasilets V.N., Fridman A.* // Plasma Processes and Polymers. 2008. V. 5. P. 503.
12. *Morfill G.E., Zimmermann J.L.* // Contributions to Plasma Physics. 2012. V. 52. P. 655.
13. *Ehlbeck J., Schnabel U., Polak M., Winter J., Woedtke Th. von, Brandenburg R., Von T., Hagen Dem., Weltmann K.-D.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. P. 013002.
14. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Калинин С.А., Митюрёва А.А.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. №. 2. С. 154.
15. *Шибков В.М.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 186.
16. *Sargsyan M.A., Gadzhiev M.Kh., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S.* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 073511.
17. *Sargsyana M.A., Tereshonok D.V., Valyano G.E., Scherbakov V.V., Konovalov P.A., Gadzhiev M.Kh.* // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. P. 023506.
18. *Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S.* // EPL. 2015. V. 111. P. 25001.
19. *Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S.* // EPL. 2016. V. 115. P. 35002.
20. *Ким В.П., Захарченко В.С., Меркурьев Д.В., Смирнов П.Г., Шилов Е.А.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 14.
21. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
22. *Babaeva N.Y. and Kushner M.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 035009.
23. *Tereshonok D.V., Babaeva N.Y., Naidis G.V., Panov V.A., Smirnov B.M. and Son E.E.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 045005.
24. *Babaeva N.Yu., Tereshonok D.V., Naidis G.V.* // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 774. P. 012151.
25. *Baeva M., Bösel A., Ehlbeck J., Loffhagen D.* // J. Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 056404.
26. *Smirnov B.M.* Properties of gas discharge plasma. Springer, New York, 2010.
27. *Zhu Xi-M. and Pu Yi-K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 015204.
28. *Bogaerts A., Gijbels R. and Vlcek J.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 121.
29. *Petrov G.M., Giuliani J.L. and Dasgupta A.* // Journal of Applied Physics. 2002. V. 91. P. 2662.
30. *Gaens V.W. and Bogaerts A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P.275201.
31. *Tian P. and Kushner M.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 034017.
32. *Yurgelenas Yu.V.* // Computational Mathematics and Mathematical Physics. 2010. V. 50. P. 1350.
33. *Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В.* // Письма в ЖТФ 2017. Т. 43. Вып. 18. С. 73.
34. *Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V.* // EPL. 2018. V. 123. P. 45001.
35. *Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45 Вып. 2.
36. *Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimkhanov G.B., Gadjiev M.H., Bairkhanova M.G., Kataa A.Dj.* // Plasma Physics Reports. 2010. V. 4. P. 56.
37. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 88–94

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9,537.521.7

ПОДПОРОГОВЫЙ РАЗРЯД, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ МИКРОВОЛНОВЫМ ПУЧКОМ В ГАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ, КАК СИСТЕМА МНОЖЕСТВА ПЛАЗМЕННЫХ “МИКРОВЗРЫВОВ”

© 2021 г. К. В. Артемьев[a], Г. М. Батанов[a], Н. К. Бережецкая[a], В. Д. Борзосеков[a, *], А. М. Давыдов[a], Е. М. Кончеков[a], И. А. Коссый[a], К. А. Саркисян[a], В. Д. Степахин[a], Н. К. Харчев[a]

[a] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

**e-mail: borzosekov@fpl.gpi.ru*

Поступила в редакцию 04.06.2020 г.
После доработки 17.07.2020 г.
Принята к публикации 20.07.2020 г.

Приведены результаты исследования самоподдерживающегося несамостоятельного газового разряда (СНС-разряда), возбуждаемого микроволновыми пучками, при высоком давлении газа (атмосферном или большем атмосферного) в условиях существенно подпороговой мощности излучения. Разряд имеет ряд свойств, отличающих его от всех описанных в литературе микроволновых разрядов. Физическая модель разряда, построенная в ИОФ РАН, описывает возбуждение его при столь высоких давлениях, что частота столкновений электрон-нейтрал оказывается существенно больше циклических частот микроволн, а мощность микроволнового пучка много меньше, чем пороговая для возбуждения самоподдерживающегося плазменного образования.В статье впервые приводятся результаты “теневого” фотографирования, демонстрирующие одно из основных свойств разряда – его структуру, представляющую собой множество “микровзрывных” образований, движущихся навстречу микроволновому излучению.

Ключевые слова: газовый разряд, ионизационно-перегревная неустойчивость, гиротрон, теневая фотография

DOI: 10.31857/S0367292121010030

1. ВВЕДЕНИЕ

Постоянный интерес к термонеравновесным разрядам в газах высокого давления (близкого к атмосферному или превышающего атмосферное) связан во многом с возможностью их использования для решения задач поддержания высокой чистоты воздушной среды в местах проживания (прежде всего в пределах современного мегаполиса). Анализ работ последних лет свидетельствует о быстром росте этого газоразрядного направления за счет обращения к микроволновому излучению. При этом наибольшая часть исследований относится к терагерцовому диапазону (см., например, [1–4]) и не достигает в настоящее время уровня, позволяющего осуществить переход от лабораторных экспериментов к экспериментам в реальной городской среде.

В настоящей работе в качестве источника микроволнового излучения использовался гиротрон с частотой 75 ГГц. Проведенные в ИОФ РАН исследования фундаментальных физических проблем, связанных с разрядами, возбуждаемыми микроволнами в газе, обеспечили основу для создания серии оригинальных плазменных источников, предназначенных для использования в физической лаборатории, а также для решения ряда технических и технологических проблем. К наиболее привлекательным разрядам для технологий будущего можно считать разряды в плазмотронах, базирующихся на подпороговой генерации их микроволновыми пучками. Одним из этих разрядов является открытый в ИОФ РАН [5, 6] и исследуемый в настоящей работе так называемый СНС (самоподдерживающийся несамостоятельный) разряд, схема возбуждения которого и характерная фотография приведены на рис. 1 и рис. 2. Разряд реализуется в следующих условиях:

а) микроволновый пучок вводится в газ в условиях, когда его давление столь велико, что выполняется неравенство

$$\nu_{eff} \gg \omega, \qquad (1)$$

где ν_{eff} – эффективная частота столкновений электрон-нейтрал, а ω – циклическая микроволновая частота;

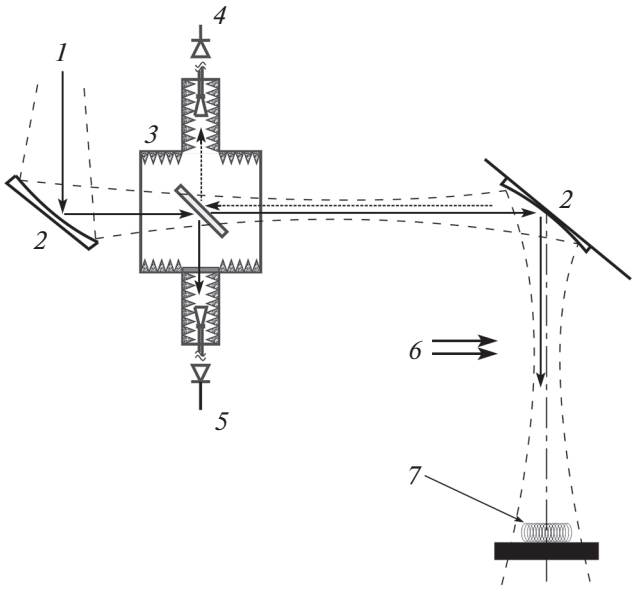

Рис. 1. Схемаэксперимента. *1* – микроволновый пучок; *2* – фокусирующие зеркала; *3*– квазиоптический ответвитель; *4* – детекторная секция регистрации отраженного излучения; *5* – детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; *6* – линия регистрации спектра излучения разряда (область перетяжки микроволнового пучка); *7* – инициатор разряда.

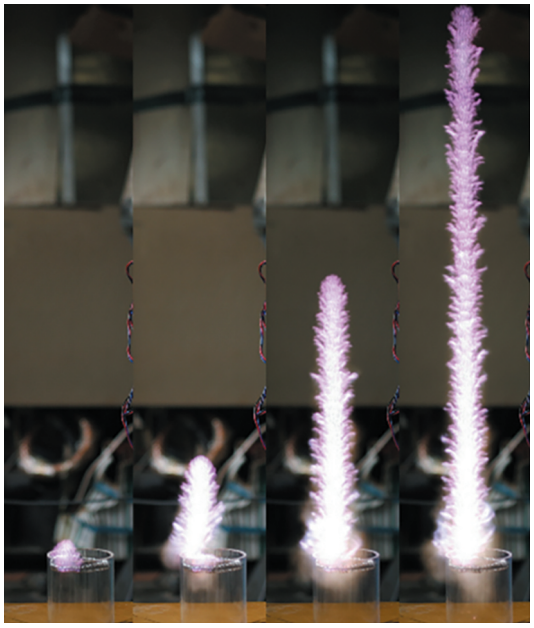

Рис. 2. Подборка серии фотографий СНС-разрядов в воздушной атмосфере в свободном пространстве при различных длительностях (слева направо длительности 0.5 мс, 1.5 мс, 2.5 мс и 3.5 мс соответственно) микроволнового импульса. $P = 380$ кВт.

б) приведенное микроволновое электрическое поле много меньше пороговой величины для возбуждения самоподдерживающегося разряда:

$$\gamma = E_0/n_m \ll [E_0/n_m]_{thr}, \qquad (2)$$

где E_0 – амплитуда микроволнового электрического поля, n_m – концентрация нейтралов, а $[E_0/n_m]_{thr}$ – пороговое приведенное электрическое поле;

в) при сильной подпороговости самоподдерживающийся разряд возбуждается в узком слое в определенном поперечном сечении микроволнового пучка с помощью вводимого в него инициатора. Конструкция и свойства инициатора, специально разработанного для задач настоящего эксперимента, таковы, что он не требует дополнительно к микроволнам внешнего источника энергии (“пассивный” инициатор) и не отражает сколько-нибудь значительной доли энергии падающего микроволнового излучения, способной привести к срыву генерации микроволн. Инициатор представляет из себя клубок хаотически спутанных тонких металлических нитей диаметром ~0.5 мм. Такая конструкция хаотического переплетения металлических нитей создает арочную систему, которой легко придавать различную форму и ею перекрывать значительную площадь сечения микроволнового пучка. Испытания данной конструкции в воздухе при нормальном давлении (1 атм) продемонстрировали ее эффективность для создания тонкого (≤1 см) слоя прилегающей к инициатору плазмы самоподдерживающегося разряда. Механизм пробоя связан с образованием при случайном переплетении проволок элементарных хаотически располагаемых полуволновых диполей, в которых происходит усиление электрического поля микроволн до пробойных для атмосферного воздуха значений.

В экспериментах в ИОФ РАН показано, что возбуждение самоподдерживающегося разряда в объеме, много меньшем, чем объем, занимаемый микроволновым пучком, сопровождается ионизационной волной [7]. Волна эта распространяется навстречу микроволновому пучку и формирует аксиальный плазменный факел. Характерные фотографии факела (СНС-разряда), возбуждаемого подпороговым микроволновым пучком, приведены на рис. 2. Результаты исследования новой формы микроволнового разряда приведены в работах [7–10].

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ФОРМИРОВАНИЮ СНС-РАЗРЯДА

В современной плазменной физике принято считать, что все газовые разряды принадлежат к одной из двух категорий: самоподдерживающийся или несамостоятельный разряд [11]. Однако

проведенные за последние годы в ИОФ РАН работы [5–7, 9] позволяют нам внести поправку в эти представления, вводя третью форму микроволнового разряда. Это – форма плазменного образования, названного СНС-разрядом, представляющая собой необычную последовательность переходов от самоподдерживающегося к несамостоятельному разряду через сильно нелинейную стадию ионизационно-перегревной неустойчивости.

Существенную роль в формировании ионизационной волны, которую представляет собой разряд, играет фронтальное вакуумное УФ-излучение, зарегистрированное и изученное в работах [12, 13].

В свою очередь в представленной работе ультрафиолетовое свечение регистрировалось с помощью пяти коллимированных фотодиодов C-UVAS 12SD с полосой чувствительности 240–360 нм. Диоды располагались вдоль оси микроволнового пучка в 10 см от нее в интервале друг от друга в 5 см. Узость импульса УФ-свечения (0.1–0.2 мс) и его сокращение по мере удаления от разряда от области инициации свидетельствуют о том, что энерговыделение происходит вблизи фронта факела в его узкой головной части протяженностью 1–2 см [7].

На рис. 2 сведены интегральные фотографии разряда, выполненные при различных длительностях микроволнового импульса: слева направо 0.5 мс, 1.5 мс, 2.5 мс и 3.5 мс соответственно.

Нелинейная стадия ионизационно-перегревной неустойчивости в микроволновом несамостоятельном разряде теоретически анализировалась в [14]. В этой работе оценивались параметры плазмы в возникающих локальных пробоях газа подпороговыми микроволнами. Достижимая в месте локального пробоя электронная температура определяется соотношением

$$T_e \cong (n_{eff}^0/\omega)^2 T_{e0}, \quad (3)$$

а электронная концентрация

$$n_e \approx (n_{eff}^0/\omega)^{\beta i-1} \nu_a/\nu_T n_{e0}. \quad (4)$$

Здесь $\beta_i \approx 5$–6, n_{e0} и T_{e0} – исходные электронные концентрация и температура на начальной стадии взаимодействия с микроволновым пучком в однородной плазме, $\nu_a = 1/\tau_a$, где τ_a – характерное время потерь электронов (из-за прилипания, рекомбинации или диффузии),

$$\nu_T \approx 10^{-9}\sigma_0 E_0^2/p_0, \quad (5)$$

σ_0 – начальная проводимость плазмы в электростатических единицах, а E_0 – в В/см.

По схемам, показанным на рис. 1, в ИОФ РАН проведены исследования возможности использования СНС-разрядов для решения экологических проблем, связанных с состоянием воздушной атмосферы современного мегаполиса. Обращение к СНС-разряду оправдано уникальными особенностями этого плазменного образования, представляющими значительный интерес в задачах очистки воздуха крупного города от все возрастающего содержания примесей.

Согласно физической модели, представленной в [7], СНС-разряд может рассматриваться как ионизационная волна, представляющая собой распространяющееся навстречу микроволнам множество “микровзрывных” локальных образований. Физика формирований этих микрообластей заключается в возникновении последовательности переходов от несамостоятельного разряда, поддерживаемого фронтальным УФ-излучением, к ионизационно-перегревной неустойчивости, достигающей фазы сильной нелинейности. Плазмохимические процессы, лежащие в основе появления и “жизни” этих образований, происходят при быстром уменьшении размера области нагрева газа (нагрев $dT_g/dt \geq 10^6$ кК/с) с последующим остыванием ($dT_g/dt \approx -10^4$ кК/с) [15]. В согласии с термодинамикой такого рода процессов, СНС-разряд может быть рассмотрен как плазмохимический объект с локально происходящей декомпозицией молекул газа и процессами закалки продуктов разложения.

Процесс формирования столь быстрого локального нагрева и быстрого же охлаждения может быть рассмотрен как “микровзрыв”, а факел, образующийся в области микроволнового пучка, – как средоточие множества такого рода “микровзрывных” образований.

С построенной в [5] физической моделью СНС-разряда хорошо согласуются результаты измерения зависимости скорости аксиального распространения факела и его газовой температуры от удельной энергии, выделяемой в разряде [7]. Однако оценка возможностей использования его в актуальных промышленных и экологических приложениях требует поиска дополнительных сведений о параметрах создаваемого подпороговым микроволновым пучком плазменного образования. Именно этой задаче посвящены описываемые в настоящей работе эксперименты по применению “теневой” фотографии, позволяющей подучить представление о характере газовых возмущений, сопровождающих СНС-разряд.

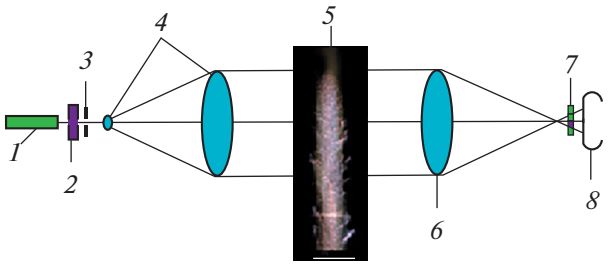

Рис. 3. Схема постановки “теневой” фотографии СНС-разряда. *1* – лазер для настройки схемы; *2* – источник света; *3* – диафрагма; *4* – телескоп; *5* – СНС-разряд; *6* – собирающая линза; *7* – светофильтр; *8* – фотоаппарат.

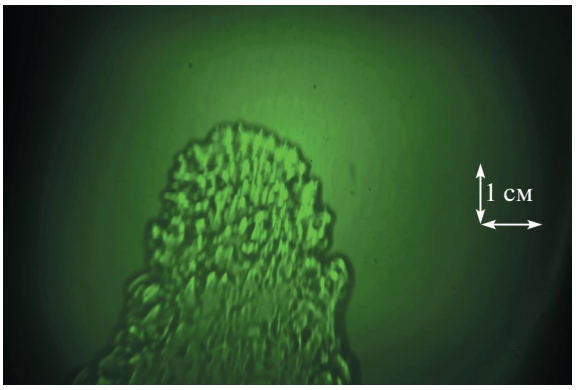

Рис. 4. “Теневая” фотография СНС-разряда. Фронт разряда на удалении 26 см от инициатора. $P = 130$ кВт; $\tau_{mw} = 6.5$ мс. Момент съемки относительно переднего фронта СВЧ $t = 4.7$ мс.

3. СТРУКТУРА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ФОРМИРОВАНИЕ СНС-РАЗРЯДА В ПОДПОРОГОВОМ МИКРОВОЛНОВОМ ПУЧКЕ

Схема эксперимента по определению газодинамических последствий, сопровождающих СНС-разряд в воздухе атмосферного давления, генерируемый пучком микроволнового излучения, приведена на рис. 1. Эксперимент выполнен на стенде ФАКЕЛ [8]. Для возбуждения разряда использовался гауссовский пучок, генерируемый гиротроном БОРЕЦ 75/08. Длина волны излучения $\lambda = 4$ мм. Мощность излучения менялась от 130 до 300 кВт. Постановка эксперимента, изображенная на рис. 3, соответствует постановке, принятой в цикле работ по возбуждению и исследованию СНС-разряда [7–10].

Примененная для регистрации газовых возмущений “теневая” методика фотографирования, представленная на рис. 3, состоит из следующих компонентов. В качестве источника излучения, подсвечивающего разряд, используется ксеноновая лампа *2*. Длительность импульса излучения лампы составляла ~5–6 мкс на полувысоте импульса и ~10 мкс на уровне 0.1 от максимального уровня излучения. Излучение лампы, проходя через диафрагму *3* диаметром 3 мм, направлялось в телескоп *4*, на выходе из которого формируется параллельный пучок. Таким образом, исследуемый объект – СНС-разряд *5* – облучается плоско-параллельным пучком излучения ксеноновой лампы. Собирающая линза *6* формирует изображение исследуемого объекта, регистрируемое фотоаппаратом *8*. Перед фотоаппаратом установлен фильтр ЗС-10 с максимумом пропускания на длине волны $\lambda_{max} = 550$ нм и полушириной 60 нм, обеспечивающий достаточную для диагностики монохроматичность. Электрическое поле микроволнового пучка параллельно оси наблюдения “теневой” фотографии. Размер области исследования составлял ~5 см. В эксперименте имелась возможность перемещать инициатор на различные расстояния от оси пучка излучения ксеноновой лампы так, чтобы в область фотографии попадала головная часть разряда, отстоящая от инициатора на расстояние ~26 см, и (или) разряд вблизи инициатора, когда он попадал в область, просвечиваемую пучком диагностирующего света.

Типичные теневые фотографии для различных мощностей микроволнового излучения 130, 250 и 300 кВт приведены на рис. 4–7. СНС-разряд является объемной структурой множества каналов. Теневая фотография разряда является проекцией на плоскость, в результате мы получаем картину перекрытия плазменных каналов между собой в виде мелкоячеистой структуры. Такая структура характерна для разряда как вблизи, так и вдали от инициатора. Вид структуры разряда не меняется при изменении мощности микроволнового излучения от 130 до 300 кВт. В то же время при высокой мощности 250 и 300 кВт перед разрядом видны ударные волны, распространяющиеся от разряда по невозмущенному газу, что не наблюдается при низкой мощности в 130 кВт.

Картина из тесно прижатых друг к другу ячеек может возникать в том случае, когда время образования ячейки значительно меньше времени экспозиции “теневого” кадра, составляющее порядка 10^{-5} с.

После образования одной системы ячеек наступает пауза до начала возникновения следующего ряда. При скорости фронта $V_z \approx 0.8 \times 10^4$ см/с скачок $\Delta Z \approx \lambda/4 \approx 1$ мм происходит за время, большее времени экспозиции. При скоростях фронта $V_z = 2.0 \times 10^4$ см/с и $V_z = 3.1 \times 10^4$ см/с за время экспозиции происходит 2 и более скачков. Головная часть разряда (волны ионизации), как это видно из рис. 4–6, обладает плавной закругленностью формы с выпуклостью на оси вол-

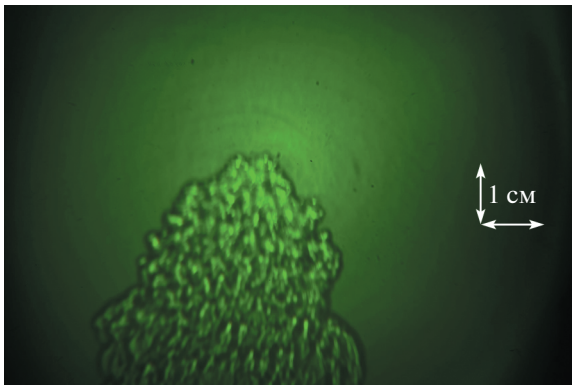

Рис. 5. “Теневая” фотография СНС-разряда. Фронт разряда на удалении 26 см от инициатора. $P = 250$ кВт; $\tau_{mw} = 3.5$ мс. Момент съемки относительно переднего фронта СВЧ $t = 2.5$ мс.

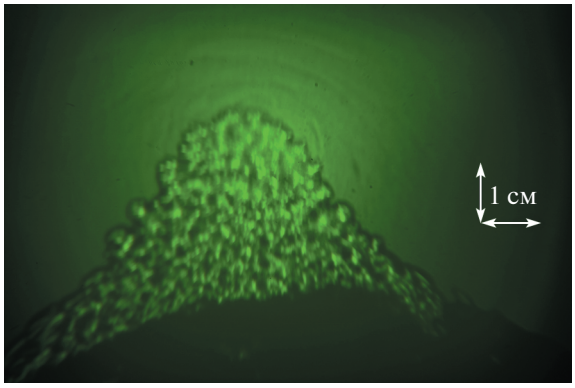

Рис. 6. “Теневая” фотография СНС-разряда. Фронт разряда на удалении 3 см от инициатора. $P = 260$ кВт; $\tau_{mw} = 0.5$ мс. Момент съемки от переднего фронта СВЧ $t = 0.18$ мс.

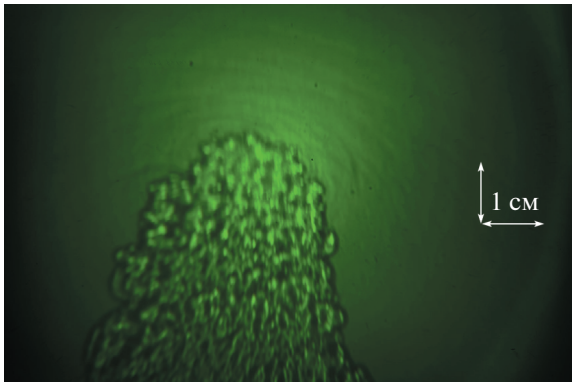

Рис. 7. “Теневая” фотография СНС-разряда. Фронт разряда на удалении 26 см от инициатора. $P = 300$ кВт; $\tau_{mw} = 2$ мс. Момент съемки от переднего фронта СВЧ $t = 1.3$ мс.

нового пучка. Средняя длина перемещения фронта разряда за время длительности светового диагностического импульса (время экспозиции) при мощности $P_{mw} \approx 310$ кВт составляет $\Delta Z \approx 3$ мм, т.е. больше интервала чередования вдоль оси разряда светлых и темных пятен на “теневых” фотографиях. Отсюда, по-видимому, также можно сделать заключение о том, что время формирования ячеек меньше длительности светового импульса на порядок величины, т.е. $\tau_{cell} \cong 10^{-6}$ с.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Анализируя результаты, полученные с помощью “теневой” фотографии, отметим, прежде всего, что они находятся в соответствии с процессами, заложенными в физическую модель, построенную в [5, 6] и кратко представленную в разделах 1–3 настоящей статьи. Исследуемый разряд, возбуждаемый подпороговым пучком микроволнового излучения, представляет собой последовательность переходов от самоподдерживающегося микроволнового разряда к несамостоятельному с развитием сильно нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости. Формируясь таким образом, ионизационная волна распространяется вдоль оси пучка навстречу микроволновому излучению.

Результаты предшествующих исследований СНС-разрядов [10, 15, 16] продемонстрировали, что в прифронтовой области в плазме, образующейся под действием разрядного УФ-излучения, возникают локальные микрообразования, в которых газ нагревается до (4000–7000) K за времена порядка нескольких мкс, а затем остывает за (20–30) мкс до температур порядка 1000 K, сохраняя их в течение (5–9) мс. Концентрация электронов в этих областях, возникающих на сильно нелинейной фазе неустойчивости прилегающего к фронту несамостоятельного микроволнового разряда, достигает величин $n_e \approx (10^{16}–10^{17})$ см$^{-3}$ при электронной температуре $T_e \le 5$ эВ.

Процесс, происходящий в микрообластях на нелинейной стадии неустойчивости несамостоятельного микроволнового разряда, можно рассматривать как “микровзрыв”, возникающий равно как в горючих, так и в негорючих газах.

Особенно важно отметить при этом тот факт, что “теневые” фотографии (рис. 4–7) отчетливо демонстрируют, что такие аномально высокотемпературные и высококонцентрированные микрообразования оказываются не единичными (или относительно редкими), а распределены по всему объему охваченного разрядом микроволнового пучка. Плотно прилегая друг к другу, области газовых микровозмущений занимают объем, в котором газ подвергается сильному тепловому воз-

действию, приводящему к деструкции молекул примеси.

Полученные в экспериментах с “теневой” фотографией результаты объясняют высокий уровень очищающего воздействия СНС-разряда на воздух, содержащий примесь меркаптана [17], сероводорода H_2S [18] и двуокиси серы SO_2 [19]. Кроме того, следует отметить и высокую эффективность в экспериментах с разложением в СНС-разряде углекислого газа CO_2 [20].

Приведенная “теневая” фотография ионизационной волны, распространяющейся в сильно подпороговом микроволновом пучке от инициатора навстречу микроволновому излучению, убедительно свидетельствует – наряду с совокупностью полученных ранее диагностических данных – о том, что изучаемое плазменное образование является новым (не наблюдавшимся и не изученным ранее) видом газового плазменного образования, впервые описанным в работах [5, 6].

Есть основания рассчитывать на успешное применение СНС-разряда в широком круге плазменных и плазмохимических приложений. К числу особенностей, делающих его применение весьма перспективным, можно отнести следующие:

– возможность возбуждения под действием пучка микроволн в воздушной среде, в газах и газовых смесях атмосферного (и более высокого) давления без привлечения систем вакуумирования и требующих энергетических затрат инициаторов;

– существование СНС-разряда в виде ионизационной волны, распространяющейся навстречу микроволновому излучению и захватывающей значительные объемы обрабатываемой газовой среды;

– возможность одновременного вывода (очистки) из обрабатываемого газа широкого круга экологически вредных примесей;

– одновременно с “химической” очисткой осуществление высокоэффективного обеззараживания обрабатываемой газовой среды;

– возможность возбуждения СНС-разряда как в замкнутых объемах, так и в свободном воздушном пространстве у поверхности Земли и на относительно больших расстояниях от нее.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты изучения газодинамических процессов, сопровождающих СНС-разряды в газах высокого давления, возбуждаемые существенно подпороговыми пучками микроволнового излучения. Продемонстрировано, что за фронтом волны ионизации возникает мелкоячеистая структура возмущений плотности газа. Совокупность ячеек на теневой фотографии является следствием перекрытия разрядных каналов, которые характеризуются высокой плотностью энерговыделения, достигающей 1 кДж/см^3, а также высокой температурой газа ($T_g \approx$ 4000–7000 K) и концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см$^{-3}$.

Полученные результаты теневой фотографии подводят черту под экспериментами, определяющими физику формирования аксиальной ионизационной волны, получившей название самоподдерживающегося несамостоятельного (СНС) разряда. Модель основана на утверждении, что определяющую роль в динамике формирования описанного разряда играют последовательные переходы от самоподдерживающейся фазы к фазе несамостоятельной с возбуждением ионизационно-перегревной неустойчивости, достигающей сильно нелинейной стадии. Модель формирования плазменного факела в сильно подпороговом пучке микроволнового излучения, заложенная авторами настоящей работы, близка реальным процессам возбуждения СНС-разряда.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (проект № 17-12-01352).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *St John Braithwaite N.* Introduction to gas discharges // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. V. 9. P. 517.
2. *Komurasaki K., Tabata K.* // Int. J. Aerospace Engineering. 2018. ID 9247 429.
3. *Nakamura Y., Komurasaki K., Fukunari M., Koizumi H.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 033303.
4. *Cook A.M., Hummelt J.S., Shapiro M.A., Temkin R.J.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 100 704.
5. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M.* // Transaction of FIAN. 1985. V. 160. P. 174.
6. *Kossyi I.A.* // 41th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, 2006. Report AIAA-2006-1457.
7. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Саркисян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 1011. [*Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyan K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 1146]
8. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kossyi I.A., Nefedov V.I., Sarksyan K.A., Kharchev N.K.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 907. 012022.
9. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kossyi I.A., Nefedov V.I., Sarksyan K.A., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 615. [Only Eng.] *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Коссый И.А., Нефе-*

дов В.И., Саркисьян К.А., Харчев Н.К. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 5. С.429.

10. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Кончеков Е.М., Каторгин И.Н., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Темчин С.М., Харчев Н.К.* // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 10.
11. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. [*Raizer Yu.P.* Gas Discharge Physics. Springer-Verlag, Berlin, 1991]
12. Subthreshold Discharge Excited by Microwave Beam in the High-pressure Gases. Physics and Applications / Ed. by *I.A. Kossyi.* М.: Перо, 2019. [Publishing House "Pero", Moscow, 2019]
13. *Bogatov N.A., Brodsky Yu.Ya., Golubev S.V., Zorin V.G.* // Proc. XVIII Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, Swansea, UK, 1987. P. 864.
14. *Ким А.В., Фрайман Г.М.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 613.
15. *Аскарьян Г.А., Батанов Г.М., Быков Д.Ф., Коссый И.А.* // Труды ИОФ РАН. 1994. Т. 47. С. 9.
16. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kharchev N.K., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyan K.A., Stepakhin V.D.* // Proc. 46th EPS Conf. Plasma Physics, Milan, Italy, 2019. P4.3017. http://osc.ciemat.es /EPS2019PAP/pdf/P4.3017.pdf
17. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кожевникова Н.А., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Сысоев С.О., Темчин С.М., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 483. [*Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kozhevnikova N.A., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyan K.A., Stepakhin V.D., Sysoev S.O., Temchin S.M., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 523]
18. *Давыдов А.М., Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Кожевникова Н.А., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Сысоев С.О., Темчин С.М., Харчев Н.К.* // XLV Международная Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС, 2018. Сб. тез. доклад. М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2018. С. 225.
19. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кожевникова Н.А., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Сысоев С.О., Темчин С.М., Харчев Н.К.* // XLV Международная Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС, 2018. Сб.тез. доклад. М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2018. С. 226.
20. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Dvoenko A.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyan K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K.* // 7th Central European Symposium on Plasma Chemistry, Sveti Martinna Muri, Croatia, 2017. Scientific Program and Book of Abstracts. P. 86.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 1, с. 95–96

Академик Галеев Альберт Абубакирович

В 2020 г. исполнилось 80 лет крупному специалисту в области физики плазмы, доктору физико-математических наук, академику РАН Альберту Абубакировичу Галееву.

Альберт Абубакирович родился 19 октября 1940 г. в г. Уфе Башкирской АССР. В 1957 г. он поступил в Московский энергетический институт на радиотехнический факультет, с которого в 1961 г. перевелся в Новосибирский государственный университет.

Началом его научной карьеры можно считать 1962 г., когда из печати вышла его первая научная работа. За время учебы и работы в Институте ядерной физики СО Академии наук СССР Галеев А.А. развил теорию слабого взаимодействия волн в плазме, которая послужила одним из трех блоков теории слабой плазменной турбулентности. Следует отметить, что за одну из своих работ, посвященную удержанию плазмы в магнитных ловушках, в 1967 г. А.А. Галеев получил Премию им. Ленинского комсомола.

Совместно с Р.З. Сагдеевым он разработал теорию неоклассического переноса в тороидальных системах “токамак”, за которую в 1984 г. они были удостоены Ленинской Премии по науке и технике.

В 1964 г. А.А. Галеев защитил диссертацию на степень кандидата физико-математических наук, а в 1968 г. получил степень доктора физ.-мат. наук, став, таким образом, самым молодым доктором наук в СССР.

В 1970 г. А. Галеев переехал в Москву и начал работать в должности старшего научного сотрудника в Институте высоких температур Академии наук СССР. В 1973 г. Альберт Абубакирович перешел в Институт космических исследований Академии наук СССР, в котором возглавил отдел физики космической плазмы, а в 1988 г. – стал директором института. В 2003 г. А.А. Галеев стал директором ИКИ РАН. За время работы в ИКИ РАН А.А. Галеев принимал участие в руководстве многих проектов, связанных с исследованиями космоса. Среди них следует отметить проект “Венера-Галлей”, направленный на исследование планеты Венера и кометы Галлея, и проект “Фобос”, целью которого было изучение Марса и его спутника Фобоса, научным руководителем которых был учитель А.А. Галеева академик РАН Р.З. Сагдеев. А.А. Галеев был одним из руководителей проектов “Прогноз-8”, “Интершок” и ИНТЕРБОЛ, которые, в частности, изучали формирование ударных волн, нагрев плазмы и ускорение частиц.

А.А. Галеев разработал теории таких фундаментальных процессов в космической плазме, как взрывное пересоединение магнитных силовых линий в магнитосферном хвосте, сопровождающееся ускорением ионов до 1 МэВ, ионизация разреженного газа потоком замагниченной плазмы со скоростями превышающими критическое значение (феномен Альфвена), гибридное описание нагружения солнечного ветра кометными ионами, выявившее важное значение перезарядки кометных ионов в коме кометы, неоклассическое вращение плазмы токамака в режимах плато и банановом режиме, ускорение быстрого солнечного ветра альвеновскими волнами из корональных дыр. Совместно с Р.З. Сагдеевым, В.Д. Шапиро и В.И. Шевченко им была разрабо-

тана теория сильной ленгмюровской турбулентности и генерации электромагнитных волн при релаксации пучков в плазме.

Нельзя не отметить большой вклад А.А. Галеева и в плазменную астрофизику. Он разработал теорию короны аккреционного диска черной дыры. Его работа, описывающая излучение и динамику этой короны, на сегодняшний день является одной из самых цитируемых работ в астрофизике.

С 1971 г. он преподавал в Московском физико-техническом институте, а с 1991 г. до 2003 г. руководил кафедрой космической физики МФТИ. Им читались курсы лекций по космической электродинамике, нелинейным явлениям в плазме и введение в современные космические исследования.

Среди учеников А.А. Галеева 6 докторов наук, 7 кандидатов наук и один академик РАН. В преподавании он применял новаторские методы – студенты решали оригинальные задачи и близкие к реальным научным проблемам по теории аккреции, магнитного пересоединения, ускорения солнечного ветра и аномальной ионизации газа. На книгах А.А. Галеева учились многие поколения исследователей в нашей стране и за рубежом. Его монография “Нелинейные процессы в плазме” (совместно с Р.З. Сагдеевым) – одна из наиболее цитируемых в мире работ по физике плазмы. А.А. Галеев был одним из редакторов 6-томной советско-американской энциклопедии “Основы физики плазмы”.

А.А. Галеев – действительный член Российской академии наук (1992), иностранный член Общества Макса Планка (1994), Международной академии астронавтики (МАА) (1985), Европейской академии (1990) и Российской академии космонавтики имени К.Э. Циолковского (1999).

Ему была присуждена почетная степень Доктора Парижского университета (1993), а также премии фон Кармана МАА (1995) и Александра фон Гумбольдта (1997). В 2002 г. А.А. Галеев получил премию Президента за научные достижения, а в 2005 г. премию Президента Российской Федерации в области образования.

За участие в космическом проекте “Венера-Галлей” А.А. Галеев награжден орденом Трудового Красного Знамени (1986), а в 2002 г. орденом “Знак Почета”. В 2008 г. А.А. Галеев был награжден медалью имени Ханса Альфвена Европейского геофизического союза за выдающиеся достижения в области физики.

В течение многих лет он являлся членом научного директората Международного института космических исследований в Берне (Швейцария). Стоит особенно отметить, что А.А. Галеев был членом редколлегии журнала “Физика плазмы” практически с момента основания журнала.

К сожалению, серьезные проблемы со здоровьем не позволяют Альберту Абубакировичу продолжать его научную деятельность. Мы, его коллеги, ученики и друзья желаем ему здоровья и сердечно поздравляем Альберта Абубакировича с юбилеем.

Ученики, друзья и коллеги