СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 4, 2022

ТОКАМАКИ

Взаимосвязь геодезических акустических мод и шира среднего потока при инжекции сверхзвукового молекулярного пучка в токамак HL-2A

M. Y. Wang, C. Zhou, A. D. Liu, G. Zhuang, X. Feng, J. Zhang, Z. Y. Liu, J. X. Ji, X. M. Zhong, J. Cheng, and C. Y. Chen 291

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Об ограничении скорости движения плазмы в электродинамическом ускорителе

В. Ю. Горяинов, А. В. Воронин 300

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

Способы снижения аномальных потерь в ЭЦРН-экспериментах на второй гармонике резонанса

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов 306

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Увеличение удельной концентрации энергии плазмы сильноточных Z-пинчей за счет использования переходных режимов сжатия

Г. С. Волков, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, Г. Л. Комаров, А. А. Рупасов, И. Н. Фролов, М. В. Хилько 317

О генерации плазменных струй в килоджоульном плазменном фокусе

С. Н. Полухин, В. Я. Никулин, П. В. Силин 328

ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

Двумерное моделирование плазменного эмиттера электронов PIC-кодом

В. Т. Астрелин, В. П. Тараканов 338

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили для описания нелинейных возмущений в плазме запыленной экзосферы Луны

А. И. Кассем, С. И. Копнин, С. И. Попель, Л. М. Зеленый 345

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

О неустойчивости дрейфа заряженных аэрозолей в плазме серебристых облаков

С. Шалимов, А. Козловский 352

НЕЛИНЕЙНЫЕ СТРУКТУРЫ

Нелинейные волновые структуры, формируемые электронно-звуковыми волнами в неэкстенсивной замагниченной электрон-позитрон-ионной плазме

R. Maity, B. Sahu 359

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Разрешенная во времени оптическая диагностика СВЧ-разряда
в жидких углеводородах с барботированием аргона

Т. С. Батукаев, Г. В. Крашевская, Ю. А. Лебедев, А. В. Михайлюк 370

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Микроволновый разряд в газе над поверхностью реголита

Г. М. Батанов, В. Д. Борзосеков, Е. В. Воронова, В. В. Качмар, Л. В. Колик, Е. М. Кончеков, А. А. Летунов, Д. В. Малахов, А. Е. Петров, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, В. Д. Степахин, Н. К. Харчев 375

РЕЦЕНЗИИ

Отзыв на книгу И.А. Котельникова “Лекции по физике плазмы”

А. В. Тимофеев 383

EDN: TWOLNN
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 291–299

ТОКАМАКИ

УДК 533.9

ВЗАИМОСВЯЗЬ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ МОД И ШИРА СРЕДНЕГО ПОТОКА ПРИ ИНЖЕКЦИИ СВЕРХЗВУКОВОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА В ТОКАМАК HL-2A

© 2022 г.
M. Y. Wang[a, b, c, *], C. Zhou[a], A. D. Liu[a], G. Zhuang[a], X. Feng[a], J. Zhang[a], Z. Y. Liu[a], J. X. Ji[a], X. M. Zhong[a], J. Cheng[d], and C. Y. Chen[e]

[a] *KTX Laboratory and Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Anhui Hefei, China*

[b] *Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang, China*

[c] *ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang, China*

[d] *Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu, China*

[e] *Southwestern Institute of Physics, Chengdu, People's Republic of China*

**e-mail: wmyuan@mail.ustc.edu.cn*

Поступила в редакцию 08.09.2021 г.
После доработки 19.12.2021 г.
Принята к публикации 26.12.2021 г.

С использованием ленгмюровских зондов исследовалось взаимодействие между геодезическими акустическими модами (ГАМ), средним потоком и широм среднего потока в условиях периодической инжекции сверхзвуковых молекулярных пучков (SMBI) во время разрядов в режиме L-моды в токамаке HL-2A. Результаты, касающиеся процесса подпитки плазмы с помощью SMBI-инжекции, можно описать следующим образом. Было установлено, что в фазе I, следующей непосредственно за инжекцией пучка, электрическое поле (E_r) и температура (T_e) в наибольшей степени реагируют на инжекцию пучка, резко уменьшаясь с увеличением интенсивности турбулентности. В фазе II поле E_r и частота ГАМ значительно возрастают. В фазе III поле E_r продолжает постепенно нарастать вплоть до начала следующего импульса SMBI, тогда как интенсивность ГАМ уменьшается.

Ключевые слова: SMBI, зональные потоки, турбулентность, электрическое поле

DOI: 10.31857/S0367292122040163

1. ВВЕДЕНИЕ

Четкое понимание явлений турбулентности в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы необходимо для понимания физической картины аномального переноса. Выполненные ранее теоретические и экспериментальные исследования показали, что на турбулентные флуктуации и аномальный перенос могут влиять зональные потоки (ЗП), которые сами вызываются этой турбулентностью и нелинейно зависят от нее [1–3].

Зональные потоки представляют собой тороидально- и полоидально-симметричные ($n = m = 0$) колебания. При тороидальной геометрии различают два типа этих потоков: низкочастотные зональные потоки [4] с частотой, близкой к нулю [5], и более высокочастотные колебания на частоте геодезических акустических мод (ГАМ) [6–11]. ГАМ включают в себя компоненты колебаний плотности с $m = 1$ и колебаний магнитного поля с $m = 2$ [12–16] и частотой $\omega_{GAMs} \approx \sqrt{2}c_s/R_0$, где R_0 и c_s – это, соответственно, большой радиус плазмы и скорость ионно-звуковой волны.

Недавнее исследование [17] показало, что в экспериментах с подачей отрицательного смещения турбулентность и ГАМ могут быть уменьшены за счет увеличения шира среднего потока. Исследование также выявило взаимодействие среднего потока и ГАМ с турбулентностью на краю плазмы в L-режиме, которое возникает во время перехода от низкого к улучшенному удержанию (L–H-переход), что справедливо также и для промежуточных режимов [18]. Текущие экспериментальные исследования фокусируются на исследовании тонкостей нелинейных процессов переноса и менее распространенных режимов удержания.

В настоящей работе представлены результаты исследования взаимодействия между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока в плазме токамака HL-2A в режиме L-моды с использова-

нием метода инжекции сверхзвукового молекулярного пучка (SMBI). SMBI-инжекция обеспечивает возможность изменения радиальной компоненты поля E_r и шира E_r, аналогично тому, как это происходит для электрода смещения, в котором можно управлять E_r-компонентой подавая напряжение смещения [17].

После начала SMBI-инжекции компонента E_r постоянно увеличивалась вплоть до начала следующего импульса SMBI. При этом интенсивность турбулентности существенно не менялась и лишь немного увеличивалась во время SMBI-инжекции (фаза I), тогда как интенсивность ГАМ непрерывно уменьшалась. Насыщение турбулентности является весьма сложным процессом, на интенсивность которого влияют ГАМ, шир среднего потока и зональные потоки; разумно предположить, что интенсивность турбулентности не сильно меняется, когда интенсивность ГАМ уменьшается, а шир среднего потока возрастает. В этих условиях интенсивности ГАМ и среднего потока примерно пропорциональны друг другу. Увеличение инкремента ЗП подавляется наличием шира среднего потока. Установить прямое взаимодействие между средним потоком и ГАМ сложно. Поэтому понимание причин развития турбулентности может помочь установить эту связь [19–21].

Оставшаяся часть статьи организована следующим образом. В разд. 2 обсуждаются параметры установки HL-2A, схема SMBI-инжекции и расположение зондов Ленгмюра (ЗЛ). В разд. 3 рассматривается взаимодействие ГАМ и шира среднего потока через турбулентность плазмы. В разд. 4 представлены резюме и окончательное обсуждение.

2. ТОКАМАК HL-2A И ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СИСТЕМЫ SMBI

2.1. Токамак HL-2A

Токамак HL-2A – первый токамак в Китае, использующий диверторы [22]. Основные параметры HL-2A таковы: $R_0 \sim 1.65$, $a \sim 0.4$ м, $B_t \sim 2.8$ Тл, $I_p \sim 0.48$ МА, электронная температура на краю $T_e \sim 50$–80 эВ, и запас устойчивости на краю $q_a \sim 3.5$–6.2. Дивертор установки имеет конфигурацию с одним нулем.

Достижение высокой эффективности подпитки топливом является одной из наиболее важных задач для термоядерных реакторов CFETR (China Fusion Engineering Test Reactor) [23] и ITER [24], поскольку, чтобы компенсировать потери плотности, подпитка плазмы термоядерным топливом должна осуществляться в области плазмы глубже пьедестала. Для современного токамака поддержание баланса частиц и контроль плотности плазмы имеют решающее значение. Чтобы удовлетворить этим требованиям, были разработаны три распространенных метода подпитки плазмы топливом, а именно: обычный напуск газа [25], инжекция пеллет [26, 27] и инжекция сверхзвукового молекулярного пучка (SMBI) [28, 29].

Изначально методика SMBI была успешно разработана для токамака HL-1M. На токамаке HL-2A используются два типа систем SMBI-инжекции [28, 29]. Одна из них представляет собой инжектор с электромагнитным клапаном, установленный со стороны слабого магнитного поля (LFS), а другая представляет собой инжектор с пневматическим клапаном, установленный со стороны сильного магнитного поля (HFS). Линия SMBI-инжекции лежит в экваториальной плоскости и перпендикулярна магнитной оси тороидальной камеры токамака HL-2A. В данном исследовании обсуждаются экспериментальные результаты, полученные с помощью системы, установленной со стороны слабого поля (системы LFS). Клапан системы LFS, используемый для генерации сверхзвукового молекулярного пучка, представляет собой импульсный клапан S99 с электромагнитным приводом и диаметром цилиндра 0.2 мм. Расстояние между соплом клапана и границей плазмы составляет примерно 1.3 м. Для поддержания низкого фонового давления при инжекции пучка в инжекционной трубе установлен турбомолекулярный насос производительностью 450 л/с. С помощью точного и удобного программного кода управления для клапана системы LFS можно предварительно задать время открытия, длительность импульса и интервал между импульсами. Таким образом, можно получить желаемые экспериментальные параметры и контролировать количество вещества, инжектируемого в каждом выстреле. Точность задания длительности импульса может достигать 0.1 мс, а количество импульсов может варьироваться от 1 до 1000. Обычно давление инжектируемого газа дейтерия находится в пределах 6–12 бар.

2.2. Ленгмюровские зонды

Флуктуации плавающего электростатического потенциала измерялись с помощью двух наборов ленгмюровских зондов, смещенных друг относительно друга в полоидальном направлении. Набор ленгмюровских зондов *1–4* (ϕ_{1-4}) состоит из четырех зондов, разнесенных на 4 и 2 мм в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно. Кроме того, имеется набор ленгмюровских зондов *7–10* (ϕ_{7-10}), состоящий из четырех зондов, разнесенных на 4 мм как в радиальном, так и в полоидальном направлениях (см. рис. 1).

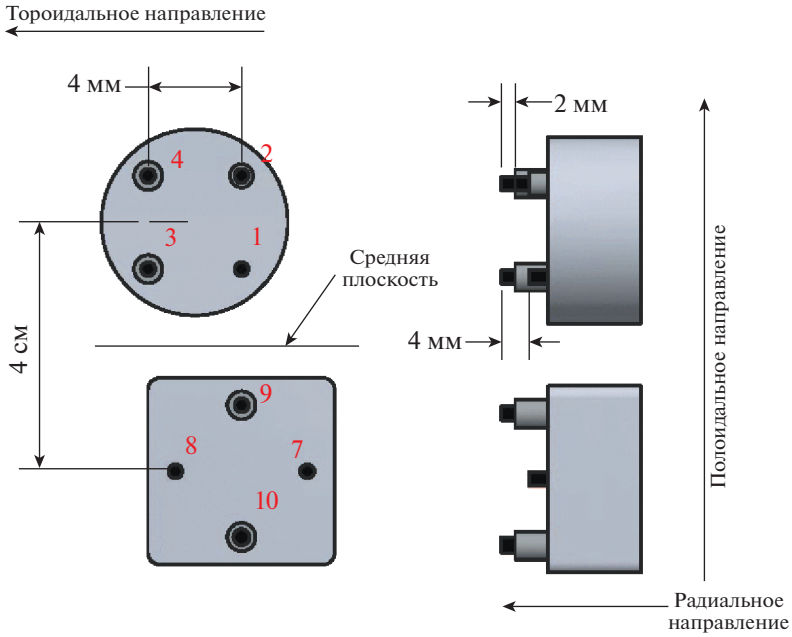


Рис. 1. Схема расположения ленгмюровских зондов.

Два набора, образующие суммарный комплект из восьми зондов, размещены в одном полоидальном сечении и разнесены на 40 мм в полоидальном направлении. Комплект зондов установлен в средней плоскости токамака с внешней стороны симметрично в вертикальном направлении. Частота снятия отсчетов сигналов ленгмюровских зондов составляет 1 МГц. При размещении зондов снаружи от поверхности $r/a = 1$ значимых сигналов не было зарегистрировано. Расположение ленгмюровских зондов соответствует $r \sim$ ~ 360 мм $(r/a \sim 0.92)$, а частота столкновений и запас устойчивости в месте расположения зондов оцениваются как $\nu_{ii} \sim (2.1–4.3)\times 10^4$ с$^{-1}$ и $q(r/a) =$ $= 0.88q_a$, соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Пространственные характеристики ГАМ

На рис. 2 показаны основные параметры разряда #7095. Ленгмюровские зонды вдвигались в плазму в течение временного интервала 430–570 мс, а их положение составляло примерно $r \sim 360$ мм $(r/a \sim 0.92)$ при небольших смещениях плазмы. Влияние магнитного поля на экраны зондов было минимальным, а данные с различных зондов воспроизводились очень хорошо. Плазменный ток I_p составлял приблизительно 180 кА, а среднехордовая плотность электронов была 2.1×10^{19} м$^{-3}$. В этом разряде ток плазмы и среднехордовая плотность электронов не изменялись под действием SMBI-инжекции. Это связано с тем, что давление газа, инжектируемого во время SMBI-инжекции, обычно низкое, и влияние SMBI на среднюю плотность плазмы обычно невелико [30]. Результаты моделирования показывают, что профили плотности и температуры плазмы становятся однородными в полоидальном направлении сначала за счет быстрого полоидального переноса, при том что после SMBI-инжекции они дополнительно релаксируют в радиальном направлении к стационарному состоянию. Плотность плазмы увеличивается, а ее температура снижается в целом во всей области параметров, в которой проводилось моделирование. Была обнаружена область с более крутым градиентом давления из-за увеличения плотности плазмы в этой области. Поток молекул, инжектируемых при SMBI, влияет на эффективность подпитки плазмы и глубину проникновения сверхзвукового молекулярного пучка. Плотность и скорость SMBI-пучка в выстреле #7095 не измерялись. Можно утверждать, что интегральная плотность плазмы различна при разных давлениях пучка SMBI.

На рис. 3а и 3б показаны временная эволюция и спектральная мощность сигналов плавающего потенциала (зонды *4*, *9* и *10*) на временном интервале 440–500 мс. В интервале частот от 12 до 14 кГц возникали электростатические колебания (данные магнитного зонда не регистрировались при низких β_n). Кроме того, плавающий потенциал модулировался пучком SMBI, что могло было быть вызвано изменениями градиента давления

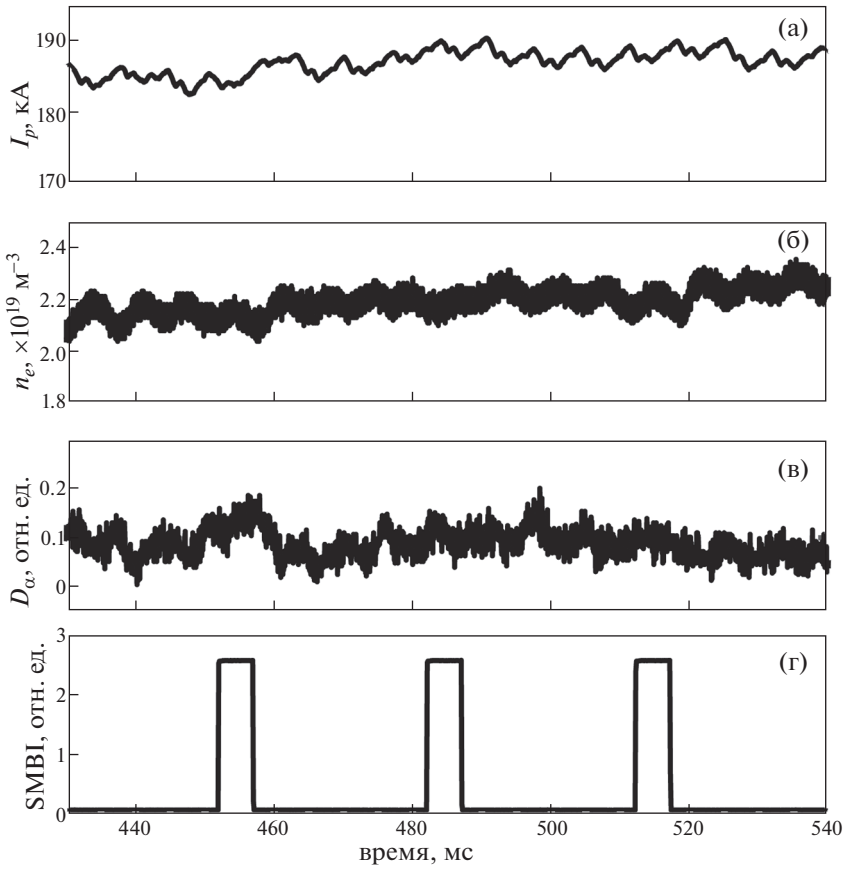


Рис. 2. Временная эволюция основных параметров плазмы в выстреле № 7095 с подпиткой плазмы с помощью SMBI-инжекции. На осциллограммах представлены (сверху вниз): а) плазменный ток; б) усредненная по хорде электронная плотность, измеренная интерферометром на основе HCN лазера; в) интенсивность линии Dα, характеризующая рециклинг в области средней плоскости; г) контрольный сигнал SMBI.

плазмы [30, 31] или локальной эффективности столкновений [32]. В первом случае около места осаждения пучка SMBI обычно образуется холодная локальная область с высокой плотностью, что может вызвать изменение градиента давления в этом месте. Согласно уравнению баланса радиальных сил, уменьшенный или увеличенный радиальный градиент давления может, соответственно, увеличивать или уменьшать компоненту поля E_r. В последнем случае, когда локальная температура уменьшается, а локальная плотность увеличивается (увеличивается локальная столкновительность), отрицательный потенциал плазмы и отрицательная компонента E_r одновременно увеличиваются.

Для получения частотно-волновых спектров электростатических колебаний, были проведены двухточечные корреляционные измерения флуктуаций потенциала. Этот подход предполагает, что колебания можно описать как суперпозицию волновых пакетов, каждый из которых характеризуется стохастической зависимостью между волновым числом $k(f)$ и частотой f. В этом случае локальный частотно-волновой спектр $S(k_\theta, f)$ можно оценить как $S(k_\theta, f) = 1/N \times \times \sum_{i=1}^{N} \delta[k_\theta - k_i(f)] S_{crs,i}(f)$. Здесь, $\delta(n-m) = 1$, если $m = n$; в противном случае, $\delta(n-m) = 0$. $S_{crs,i}$ и N представляют собой, соответственно, кросс-корреляционную функцию и число реализаций. Как видно из рис. 3в, на временном интервале 440–500 мс полоидальный волновой вектор (зонды *4* и *10*) составлял примерно 0.01 см$^{-1}$. Эти характеристики соответствуют полоидальным свойствам ГАМ.

3.2. Нелинейная связь межу ГАМ и турбулентностью

Бикогерентный анализ использовался для контроля интенсивности нелинейного взаимодействия. Для двух временных последовательностей данных $x_1(t)$ и $x_2(t)$ мы определяем усред-

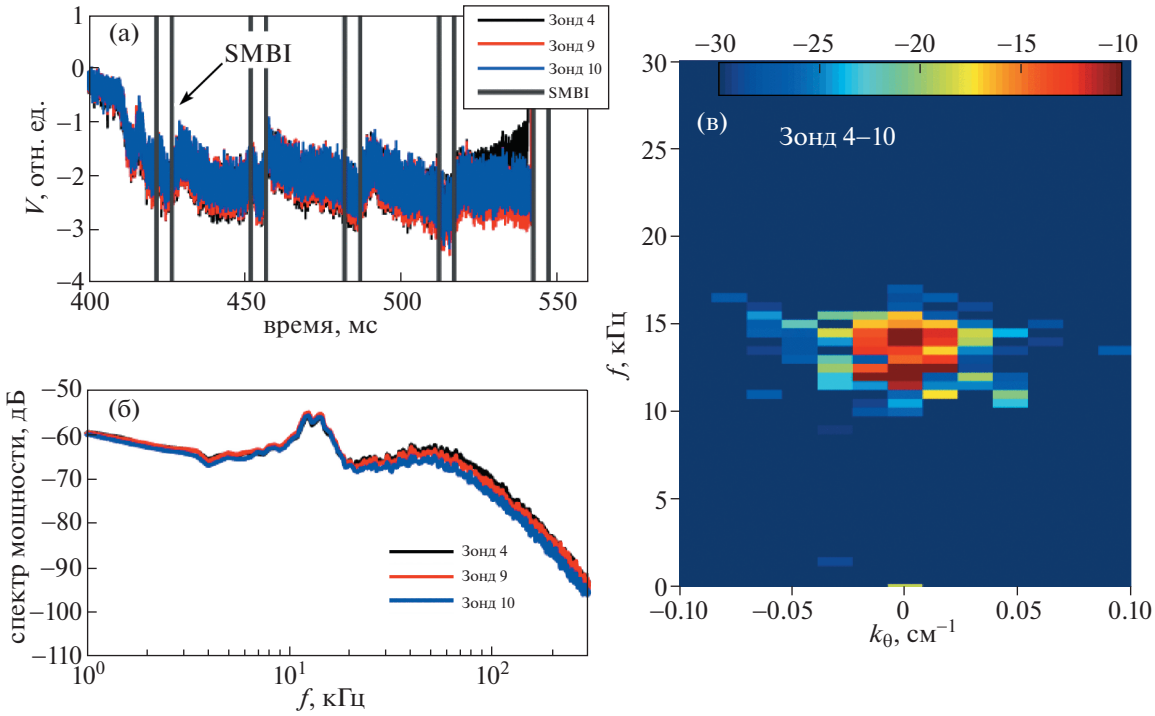


Рис. 3. а) Временная зависимость плавающего потенциала (зонды *4*, *9* и *10*); б) спектральная плотность мощности флуктуаций плавающего потенциала на временном интервале 440–500 мс; в) полоидальный частотно-волновой спектр флуктуаций плавающего потенциала (зонды *4* и *10*).

ненную по ансамблю биспектральную когерентность следующей функцией $B(f_1, f_2)$:

$$B(f_1, f_2) = x_1(f_1)\, x_1(f_2)\, x_2^*(f_1 \pm f_2 = f_3). \qquad (1)$$

Здесь $x_i(f_j)$ – это Фурье-образ функции $x_i(t)$. Тогда коэффициент бикогерентности $b^2(f_1, f_2)$ можно записать в следующем виде:

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|B(f_1, f_2)|^2}{|x_1(f_1)\, x_1(f_2)||x_2(f_3)|}. \qquad (2)$$

Суммарная бикогерентность $b^2(f_3)$ является мерой связанности на одной частоте по отношению ко всем другим и определяется следующим выражением:

$$b^2(f_3) = \sum_{f_1+f_2=f_3} b^2(f_1, f_2). \qquad (3)$$

На рис. 4а представлена контурная диаграмма квадрата автобикогерентности для плавающего потенциала (зонд *4*, временной интервал 430–520 мс), построенная в области между линиями $f_1 = f_2$ и $f_1 = -f_2$ на плоскости $f_1 - f_2$ и для области частот ниже 250 кГц. Разрешение по частоте составляет 1 кГц, поэтому может быть получено достаточное количество реализаций. Для каждой точки (f_1, f_2) на рисунке оттенки темного цвета характеризуют силу связанности с третьей волной. Значения коэффициента бикогерентности для частот $f_3 = f_1 - f_2 \sim 14$ кГц и $f_2 \sim 14$ кГц оказались намного выше, чем для других частот, будучи при этом значительно выше уровня шума. Это показывает, что между ГАМ и турбулентностью возникла сильная трехволновая связь. При этом на частотной зависимости суммарной автобикогерентности, показанной на рис. 4б, также видны пики на частотах ГАМ, амплитуда которых намного больше, чем на других частотах. Этот результат согласуется с результатом для обычного биспектра ГАМ в отсутствие SMBI-инжекции [33, 34].

3.3. Взаимодействие между ГАМ, средним потоком и турбулентностью

На токамаке HL-2A в режиме подпитки плазмы с помощью SMBI-инжекции было проведено множество экспериментов с целью понять взаимодействие между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока. На рис. 5а представлена спектрограмма сигнала, измеренного зондом *4*. Кроме того, на рисунке показана эволюция сигналов плавающего потенциала (рис. 5б, ϕ_i, где i обозначает номер электрода), радиальных электрических полей $E_{r1} = (\phi_4 - \phi_2)/\delta r$ и $E_{r2} = (\phi_2 - \phi_1)/\delta r$

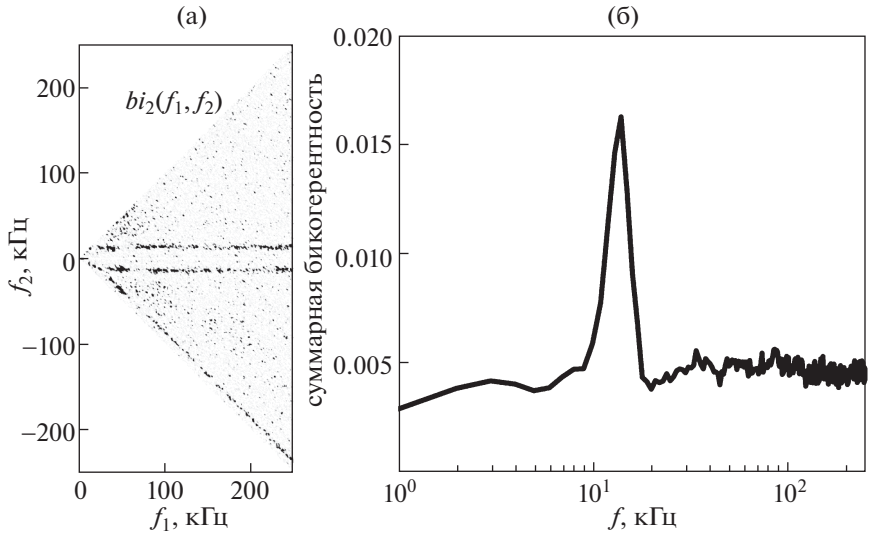


Рис. 4. а) Спектр квадрата коэффициента бикогерентности; б) суммарная бикогерентность плавающего потенциала (зонд *4*) на временном интервале 440–500 мс.

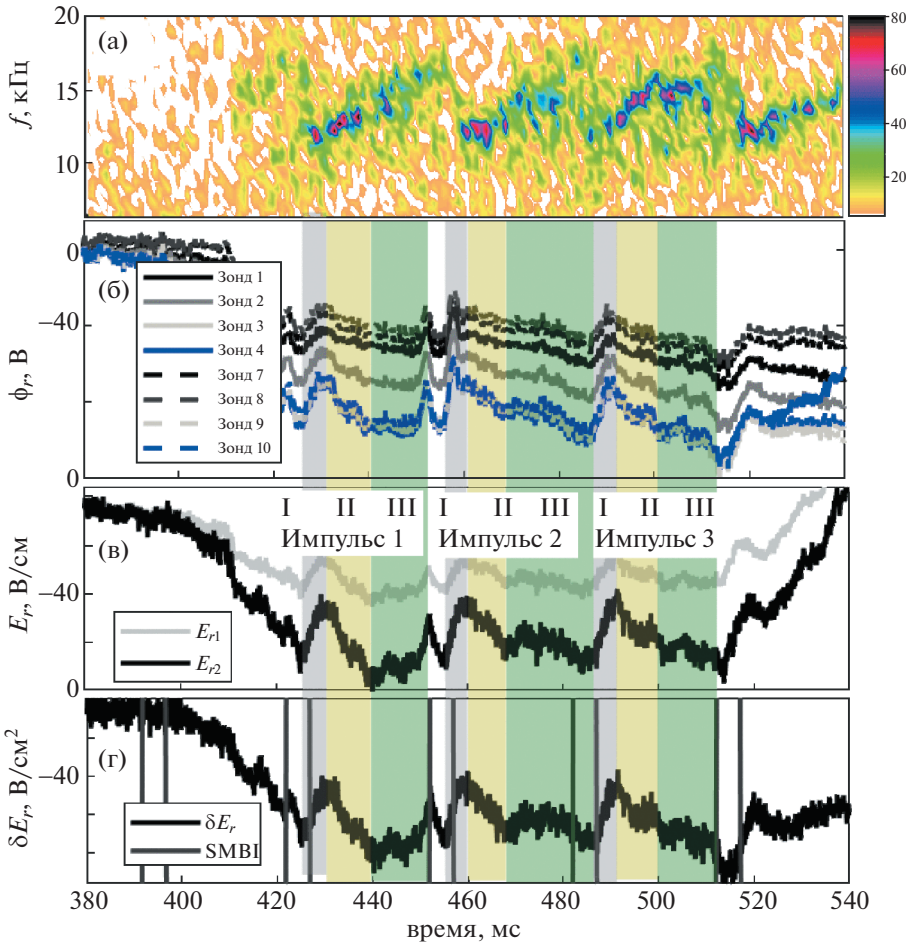


Рис. 5. а) Спектрограмма мощности потенциала плазмы, измеренная зондом *4*; б) эволюция плавающего потенциала (ϕ_i, где i обозначает номер зонда); в) радиальное электрическое поле; г) шир радиального электрического поля.

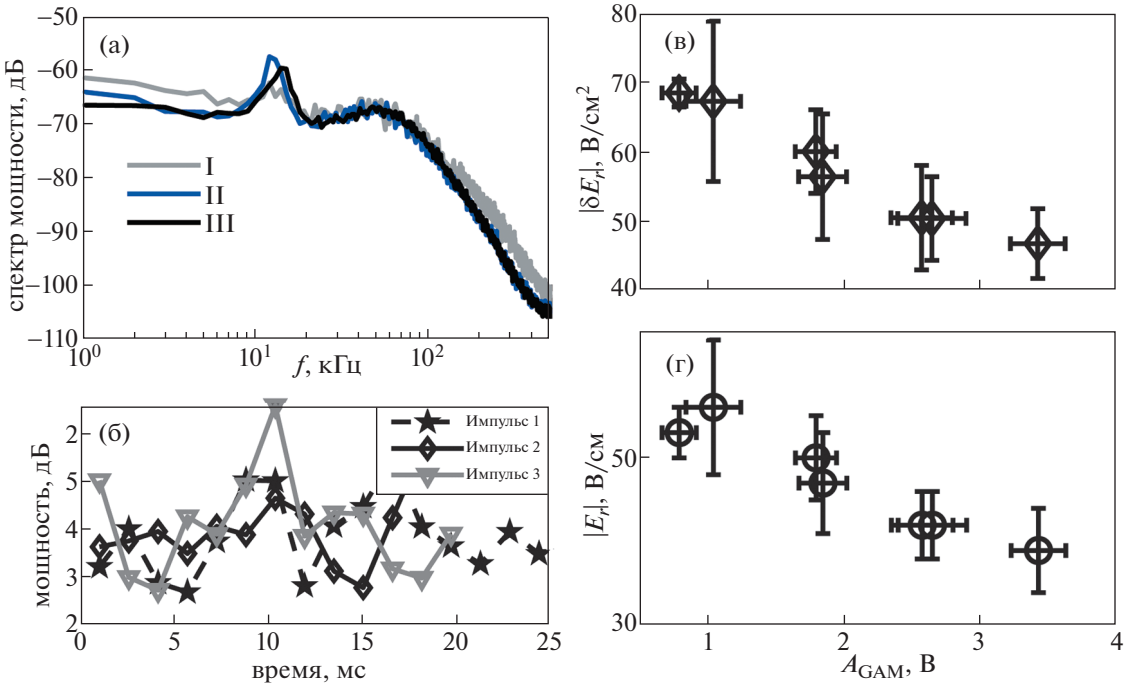


Рис. 6. а) Спектры мощности плавающего потенциала; б) временная зависимость интенсивности суммарной мощности плавающего потенциала (разрешение 1 кГц), в) и г) радиальное поле E_r и его шир как функции интенсивности ГАМ.

(рис. 5в), и шира электрического поля $\delta E_r = (E_{r1} - E_{r2})/\delta r$ с фильтром низкой частоты (рис. 5г). Во время SMBI-инжекции наиболее чувствительными параметрами являются E_r и δEr. Исходя из сигнала E_r, процесс подпитки плазмы с помощью SMBI-инжекции можно разделить на три фазы, обозначенные на рис. 5 цифрами I, II и III. В первой фазе поле E_r с запаздыванием в несколько мс начинало резко уменьшаться, как показано на рис. 5б, в то время как интенсивность турбулентности увеличивалась благодаря SMBI-инжекции, как видно на рис. 6а. В фазе II поле E_r значительно увеличивалось, и частоты ГАМ также возрастали. В течение фазы III поле E_r постепенно возрастает вплоть до начала следующего импульса SMBI, тогда как интенсивность ГАМ уменьшалась, как показано на рис. 6в и 6г.

Как видно из рис. 6а, общая интенсивность турбулентности оставалась постоянной во время фаз II и III, но была слабее, чем в фазе I. На рис. 6б показана временная эволюция интенсивности турбулентности для трех импульсов SMBI (рис. 5). Кроме того, возрастали частота GAM, средний поток и шир среднего потока. Однако интенсивность ГАМ уменьшалась. Связь между интенсивностью ГАМ, широм среднего потока и средним потоком оказалась примерно линейной (рис. 6в и 6г). Это указывает на то, что ГАМ и шир среднего потока создают механизм поддержания интенсивности турбулентности. С учетом сложности установления прямого взаимодействия между ГАМ и широм среднего потока, мы предполагаем, что турбулентность играет роль связующего звена в установлении этого взаимодействия, как это и было выявлено в более ранних теоретических исследованиях, проводившихся с использованием различных моделей [19, 35].

4. ВЫВОДЫ

В этом исследовании изучалось взаимодействие между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока. Импульсная инжекция SMBI может влиять на ГАМ и шир среднего потока посредством изменения температуры плазмы и радиального потенциала. Установлено, что увеличение инкремента ГАМ подавляется широм среднего потока, который может поддерживать квазиравновесие, обеспечивающее постоянную интенсивность фоновой турбулентности. В отличие от предыдущих экспериментов, в данном исследовании влияние ГАМ и шира среднего потока на общую интенсивность турбулентности оказалось очень слабым, и наблюдалось улучшение удержания. Однако при определенных условиях SMBI-инжекция может обеспечить подавление турбулентности и, таким образом, способство-

вать переходу из режима худшего удержания плазмы к улучшенному (L-H переход). Результаты, полученные в экспериментах с SMBI-инжекцией, можно сформулировать следующим образом.

Вследствие SMBI-инжекции, вблизи границы плазмы образуются локальные области с низкой температурой и высокой плотностью (области осаждения). Такого типа изменения в плазме могут вызвать уменьшение радиального электрического поля E_r, что приведет к увеличению интенсивности турбулентности вблизи места осаждения. После SMBI-инжекции температура плазмы (в данном исследовании предполагалось, что $T_e \approx T_i$), локальная столкновительность и плотность начинают восстанавливаться и увеличивают поле E_r при возрастании T_e. Возросшее поле E_r и его шир подавляют развитие фоновой турбулентности. Помимо того, что уменьшается интенсивность ГАМ, ослабевает и их способность подавлять турбулентность. В итоге на временном масштабе, превышающем время развития ГАМ, устанавливается относительно стабильное состояние в отношении интенсивности ГАМ, шира среднего потока и интенсивности турбулентности. По сравнению с предыдущими исследованиями, в данном случае роль высокочастотной турбулентности может оказаться более важной: она может оказаться каналом, по которому происходит передача энергии между ГАМ и средним потоком. Данное исследование показало, что SMBI-инжекция создает возможность активной "регулировки" турбулентности, что имеет решающее значение для экспериментов по турбулентному переносу в токамаке. Однако остается много вопросов, требующих решения. Например, должно быть исследовано влияние изменения локальной столкновительности на взаимодействие радиального поля E_r и ГАМ, а также установлены факторы, влияющие на подавление турбулентности при взаимодействии ГАМ и шира среднего потока. Кроме того, необходимо также установить, является ли частота столкновений незначительной при наличии турбулентности, и как период следования импульсов SMBI влияет на турбулентность, шир среднего потока и ГАМ.

Работа выполнена при частичной поддержке Национальной программы КНР в области магнитного удержания термоядерной энергии (National MCF Energy R&D Program, проекты № 2018YFE0311200 и 2017YFE0301204), и Научного фонда естественных наук КНР (Natural Science Foundation of China, проекты № U1967206 и 11975231). Авторы благодарят команду токамака HL-2A за помощь при проведении экспериментов. Все данные, подтверждающие результаты этого исследования, можно получить у авторов статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wootton A.J., Carreras B.A., H. Matsumoto, Mcguire K., Peebles W.A., Ritz C.P., Terry P.W., and Zweben S.J.*, Phys. Fluids B **2**, 2879 (1990).
2. *Diamond P.H., Itoh S.I., Itoh K., and Hahm T.S.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 35 (2005).
3. *Tynan G.R., Fujisawa A., and Mckee G.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 1968 (2009).
4. *Hahm T.S., Beer M.A., Lin Z., Hammett G.W., Lee W.W., and Tang W.M.*, Phys. Plasmas **6**, 922 (1999).
5. *Liu A., Lan T., Yu C., Zhao H., Yan L., Hong W., Dong J., Zhao K., Qian J., Cheng J., et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 095002 (2009).
6. *Ido T., Miura Y., Kamiya K., Hamada Y., Hoshino K., Fujisawa A., Itoh K., Itoh S., Nishizawa A., Ogawa H., et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S41 (2006).
7. *Melnikov A., Vershkov V., Eliseev L., Grashin S., Gudozhnik A., Krupnik L., Lysenko S., Mavrin V., Perfilov S., Shelukhin D., et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S87 (2006).
8. *Melnikov A., Eliseev L., Perfilov S., Lysenko S., Shurygin R., Zenin V., Grashin S., Krupnik L., Kozachek A., Solomatin R.Y., et al.*, Nucl. Fusion **55**, 063001 (2015).
9. *Fujisawa A.*, Nucl. Fusion **49**, 199 (2009).
10. *Winsor N., Johnson J.L., and Dawson J.M.*, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
11. *Fujisawa A., Ido T., Shimizu A., Okamura S., Matsuoka K., Iguchi H., Hamada Y., Nakano H., Ohshima S., Itoh K., et al.*, Nucl. Fusion **47**, S718 (2007).
12. *Seidl J., Krbec J., Hron M., Adamek J., Hidalgo C., Markovic T., Melnikov A., Stockel J., Weinzettl V., Aftanas M., et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126048 (2017).
13. *Huang Z., Coda S., Merlo G., Brunner S., Villard L., Labit B., Theiler C., and Team T.T.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 034007 (2018).
14. *Simon P., Conway G.D., Stroth U., Biancalani A., Palermo F., and Team T.A.U.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045029 (2016).
15. *Silva C., Hillesheim J.C., Gil L., Hidalgo C., Meneses L., Rimini F., and Contributors J.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 085006 (2018).
16. *Wang M., Zhou C., Liu A., Zhang J., Liu Z., Feng X., Ji J., LiH. , Lan T., Xie J., et al.*, Phys. Plasmas **25**, 102508 (2018).
17. *Silva C., Duarte P., Fernandes H., and Figueiredo H.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085013 (2012).
18. *Conway G.D.*, *Angioni C.*, *Ryter F.*, *Sauter P.*, and *Vicente J.*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011).
19. *Anderson J. and Kishimoto Y.*, Phys. Plasmas **13**, 102304 (2006).
20. *K. Uzawa, Y. Kishimoto, and J. Li*, Plasma Fusion Res. **1**, 024 (2006).
21. *Kim E.-j. and Diamond P.*, Phys. Plasmas **10**, 1698 (2003).
22. *Liu Y., Ding X.T., Yang Q.W., Yan L.W., Liu D.Q., Xuan W.M., Chen L.Y., Song X.M., Cao Z., and Zhang J.H.*, Nucl. Fusion **45**, S239 (2005).
23. *Wan Y., Li J., Liu Y., Wang X., Chan V., Chen C., Duan X., Fu P., Gao X., Feng K., et al.*, Nucl. Fusion **57**, 102009 (2017).

24. *Aymar R., Barabaschi P., and Shimomura Y.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 519 (2002).
25. *Bakhtiari M., Kawano Y., Tamai H., Miura Y., Yoshino R., and Nishida Y.*, Nucl. Fusion **42**, 1197 (2002).
26. *Baylor L.R., Jernigan T.C., Combs S.K., Houlberg W.A., Murakami M., Gohil P., Burrell K.H., Greenfield C.M., Groebner R.J., and Hsieh C.L.*, Phys. Plasmas **7**, 1878 (2000).
27. *Foster C.A., Colchin R.J., Milora S.L., Kim K., and Turnbull R.J.*, Nucl. Fusion **17**, 1067 (1977).
28. *YaoL., Zhou Y., Cao J., Feng B., Feng Z., Luo J., Dong J., Yan L., Hong W., and Li K.*, Nucl. Fusion **41**, 817 (2001).
29. *Sun H.-J., Ding X.-T., Yao L.-H., Feng B.-B., Liu Z.-T., Duan X.-R., and Yang Q.-W.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 045003 (2010).
30. *Takenaga H., Miyo Y., Bucalossi J., Marty V., Urano H., Asakura N., Nishiyama T., Sasajima T., Masaki K., and Kaminaga A.*, Nucl. Fusion **50**, 115003 (2010).
31. *Razumova K., Andreev V., Eliseev L., Kislov A.Y., La Haye R., Lysenko S., Melnikov A., Notkin G., Pavlov Y.D., and Kantor M.Y.*, Nucl. Fusion **51**, 083024 (2011).
32. *Melnikov A.V., Electric Potential in Toroidal Plasmas* (Springer Nature Switzerland, Basel, 2019).
33. *Melnikov A., Eliseev L., Lysenko S., Ufimtsev M., and Zenin V.*, Nucl. Fusion **57**, 115001 (2017).
34. *Riggs G.A., Nogami S., Koepke M., Melnikov A., Eliseev L., Lysenko S., Khabanov P., Drabinskij M., Kharchev N., Kozachek A.*, J. Plasma Phys. **87**, 885870301 (2021).
35. *Kendl A. and Scott B.*, Phys. Plasmas **12**, 064506 (2005).

Перевод с английского И.А. Гришиной

INTERACTION BETWEEN GAMS AND MEAN FLOW SHEAR DURING SMBI INJECTION INTO HL-2A TOKAMAK

M. Y. Wang[1, 2, 3, #], C. Zhou[1], A. D. Liu[1], G. Zhuang[1], X. Feng[1], J. Zhang[1], Z. Y. Liu[1], J. X. Ji[1], X. M. Zhong[1], J. Cheng[4], and C. Y. Chen[5]

[1] *KTX Laboratory and Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Anhui Hefei 230026, China*

[2] *Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang 065001, China*

[3] *ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*

[4] *Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*

[5] *Southwestern Institute of Physics, Chengdu, People's Republic of China*

[#]*e-mail: wmyuan@mail.ustc.edu.cn*

The interactions among geodesic acoustic modes (GAMs), mean flow, and mean flow shear were investigated using Langmuir probe arrays under periodic supersonic molecular beam injection (SMBI) during L-mode discharges in HL-2A tokamak. Results of the SMBI fueling process can be described as follows. In Phase I, immediately following beam injection, the electric field (E_r) and temperature (T_e) are found to be the most sensitive plasma parameters and decreased abruptly with an increase in the intensity of the turbulence. In Phase II, E_r increased significantly, and the frequency of the GAMs also increased. In Phase III, E_r gradually increased until the next SMBI pulse commenced, whereas the intensity of the GAM decreased.

Keywords: SMBI, ZF, turbulence, electric field

EDN: KUPSGM
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 300–305

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

УДК 533.9;533.95;621.384.649

ОБ ОГРАНИЧЕНИИ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

© 2022 г. В. Ю. Горяинов[a,b,*], А. В. Воронин[a]

[a] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[b] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
**e-mail: vgoryainov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 12.06.2021 г.
После доработки 30.09.2021 г.
Принята к публикации 20.10.2021 г.

Представлены экспериментальные результаты по изучению скорости движения плазмы в коаксиальном и рельсовом ускорителях. Получены зависимости скорости, кинетической энергии, массы и спектрального состава струи от величины тока ускорителя. При больших токах обнаружено замедление скорости, рост кинетической энергии струи, интенсивности излучения примесей в потоке по сравнению с интенсивностью ионизованной компоненты рабочего газа. Результаты экспериментов позволили утверждать, что происходило увеличение разгоняемой массы за счет эрозии стенки и электродов ускорителей. Этим можно объяснить ограничение скорости струи.

Ключевые слова: скорость плазменной струи, коаксиальный плазменный ускоритель, плазменный рельсотрон

DOI: 10.31857/S0367292122030052

1. ВВЕДЕНИЕ

Первый ускоритель плазмы, разгоняющий ее до скоростей ~100 км/с, был создан в 1955 г. и нашел впоследствии широкое применение в работах по управляемому термоядерному синтезу, облучению материалов, моделированию взаимодействия плазмы с магнитным полем в космосе и др. Идея ускорителя, разработанная Л.А. Арцимовичем, состояла в расширении замкнутого контура при пропускании через него импульса тока [1]. В основном разработка ускорителей плазмы ведется в направлении увеличения кинетической энергии струи без учета примесей, поступающих в разряд в результате эрозии электродов [2, 3]. Энергию струи увеличивают за счет большого тока разряда. Такой подход оправдан, например, при разработке плазменных двигателей и исследовании взаимодействия плазмы с поверхностью. Однако применение ускорителя для подачи топлива в термоядерные установки возможно лишь при отсутствии посторонних примесей в потоке из-за высоких радиационных потерь. Поэтому увеличивать кинетическую энергию плазмы без примесей необходимо только за счет роста скорости ее движения.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по изучению скорости движения плазмы в коаксиальном и рельсовом ускорителях. Получены зависимости скорости, кинетической энергии, массы и спектрального состава струи от величины тока ускорителя.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились на стенде, оснащенном коаксиальным и рельсовым ускорителями плазмы. Стенд состоял из вакуумной камеры *1* объемом 2.5 м^3, ускорителя плазмы *2*, и диагностик *8–12* для измерения параметров плазменной струи (рис. 1а). Стенд позволял присоединять к вакуумному затвору камеры различные варианты плазменных источников. Ускоритель был пристыкован к камере через вакуумный затвор *7* и гальванически развязан с помощью керамического патрубка *6*. Струя плазмы могла свободно вытекать в большой объем камеры без взаимодействия с ее стенками. В камере располагался экран *3*, с которым взаимодействовала струя. Экран имел размеры 220 × 220 × 0.1 мм, был выполнен из меди. Расстояние между экраном и плазменным источником составляло 1.35 м. Определение скорости плазменной струи *2* производилось по измерению времени задержки между максимумами тока и вспышками излучения на экране, удаленном от источника плазмы, как показано на рис. 1б. На выходе ускорителя регистрировался спектральный состав плазмы с помощью обзорного спектрометра *9* в диапазоне

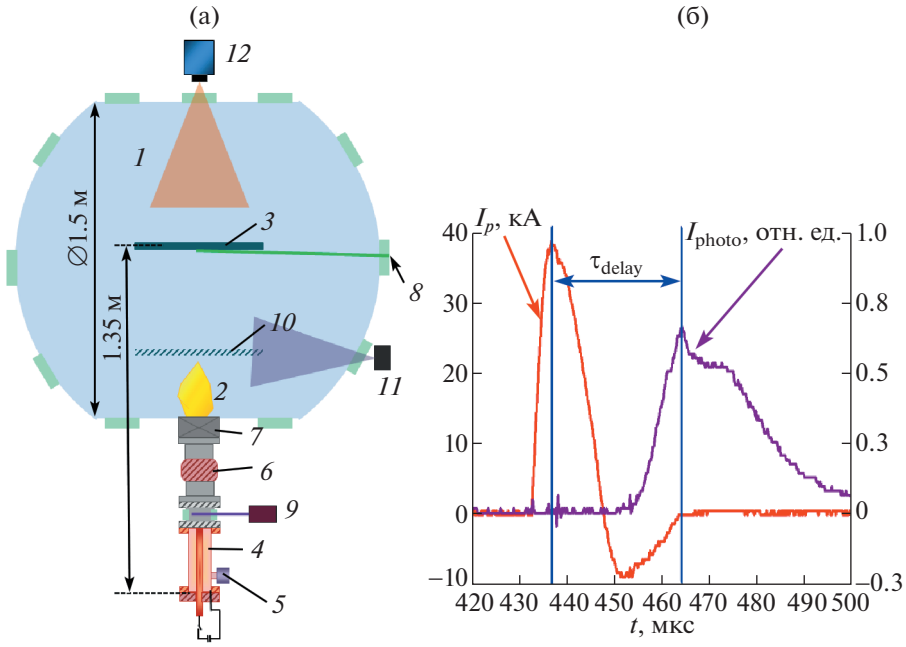


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для исследования электродинамического ускорителя (а): *1* – вакуумная камера, *2* – плазменная струя, *3* – медный экран 220 × 220 × 0.1 мм, *4* – плазменный ускоритель, *5* – газовый электродинамический клапан, *6* – керамический патрубок, *7* – затвор, *8* – фотоприемник с линзой и направлением сбора излучения вблизи экрана, *9* – спектрометр с линией сбора излучения, *10* – отклоняющийся экран 175 × 155 × 10 мм, *11* – видеокамера для относительных измерений кинетической энергии струи, *12* – тепловизионная камера; метод измерения скорости струи с помощью временной задержки τ_{delay} между сигналом фотодиода (максимумом интенсивности излучения I_{photo}), направленного на экран, и импульсом тока ускорителя I_P (б).

300–1100 нм. Ток на ускорителе измерялся с помощью пояса Роговского, закрепленного на одном из электродов.

Энергия струи, перешедшая в тепло при столкновении с экраном, определялась с помощью тепловизионной камеры *12*, направленной на его зачерненную теневую сторону, как показано на рис. 1а или в работе [4]. Регистрировалось поле температур на теневой стороне экрана до и после выстрела, вычислялась средняя температура и выделяемая в нем энергия.

Зависимость кинетической энергии струи от тока ускорителя измерялась с помощью отклонения экрана, закрепленного на шарнирах. Ранее [4] с помощью отклоняющегося экрана был продемонстрирован метод измерения давления плазменной струи. Экран отклонялся после удара струи. С помощью видеокамеры регистрировали подъем центра масс экрана h. Схема эксперимента приведена на рис. 1а. Отклоняющийся под действием струи экран показан на позиции *10*, видеокамера – позиция *11*. Расстояние между экраном и ускорителем составляло 900 мм. Экран был выполнен из легкого материала (полиэтилен), имел размеры 175 × 155 × 10 мм, масса $M = 4$ г. Кинетическая энергия струи вычислялась по формуле $W_k = Mgh$, где M – масса экрана, g – ускорение свободного падения. Масса струи m определялась с использованием результатов измерений скорости v и кинетической энергии W_k по формуле $m = 2W_k/v^2$. Так как значительная часть энергии струи переходила в нагрев экрана, то кинетическая энергия и масса струи представлены в относительных единицах.

Эксперименты проводились с двумя типами плазменных ускорителей – с коаксиальной [4] и рельсовой геометрией электродов [5, 6]. Схемы и внешний вид ускорителей представлены на рис. 2. Плазменный ускоритель работает по принципу движущейся проводящей перемычки в рамке с током I под действием силы Ампера F, где в качестве проводящего материала служит плазма разряда [1]. Напуск рабочего газа под давлением 2.5 атм осуществлялся через боковую поверхность на начальном участке ускорителя с помощью клапана электродинамического типа. Питание осуществлялось с помощью емкостного накопителя 160 мкФ, напряжением до 6 кВ, током разряда до 120 кА и длительностью импульса ~20 мкс. Спустя 400 мкс после напуска газа с помощью коммутатора тока инициировался разряд. Разряд, проходящий через газ, обеспечивал его ионизацию и разгон плазмы за счет магнитного поля и тока ускорителя.

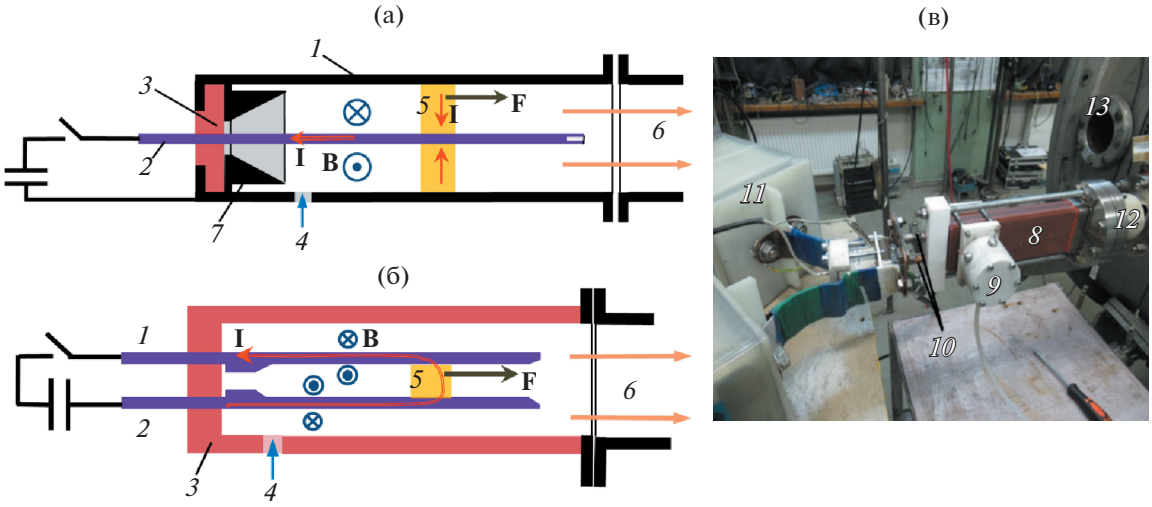


Рис. 2. Схема коаксиального ускорителя плазмы (а): *1* – внешний электрод (анод), *2* – центральный электрод (катод), *3* – керамика, *4* – напуск рабочего газа, *5* – плазма, *6* – выходящий поток плазменной струи, *7* – коническая вставка; схема плазменного рельсотрона (обозначения те же) (б); внешний вид рельсотрона, установленного на стенде: *8* – корпус рельсотрона, *9* – электродинамический газовый клапан, *10* – электроды, *11* – конденсатор, *12* – керамическая развязка, *13* – вакуумная камера.

Диаметры наружного и центрального электродов коаксиального ускорителя составляли 46 и 10 мм соответственно. Длина наружного электрода составляла 220 мм, а центрального варьировалась от 25 до 220 мм. Наружный электрод был выполнен из нержавеющей стали и был оснащен конической вставкой в области формирования разряда ([4], рис. 2а). Эксперименты проводились при остаточном давлении 10^{-5} Торр, импульсном напуске различных газов и материалов центрального электрода.

Электроды рельсового ускорителя (рельсотрона) с квадратным сечением 8 × 8 мм длиной 160 мм были выполнены из нержавеющей стали и располагались в прямоугольном канале алюмооксидной (марки ВК95) камеры толщиной 10 мм, длиной 190, шириной 30 и высотой 60 мм (рис. 2б, 2в). Расстояние между электродами составляло 20 мм. Для улучшения пробоя в области формирования разряда было сделано сужение зазора между электродами до 12 мм [5].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование коаксиального ускорителя плазмы проводилось в условиях различных рабочих газов, материалов и длин центрального электрода. На рис. 3 представлены измеренные зависимости скорости движения плазменной струи от тока разряда для различных рабочих газов. Видно, что скорость струи увеличивалась с ростом тока. При малых токах скорость ионизованного газа с малой массой была больше скорости с большой массой. Однако зависимости достигали насыщения при токах более 55–70 кА для всех ионизованных газов. Наибольшая и наименьшая скорости достигались при использовании легкого водорода и тяжелого аргона, соответственно. Можно предположить, что взаимодействие аргоновой плазмы с электродами приводило к наибольшему увеличению увлекаемой массы разря-

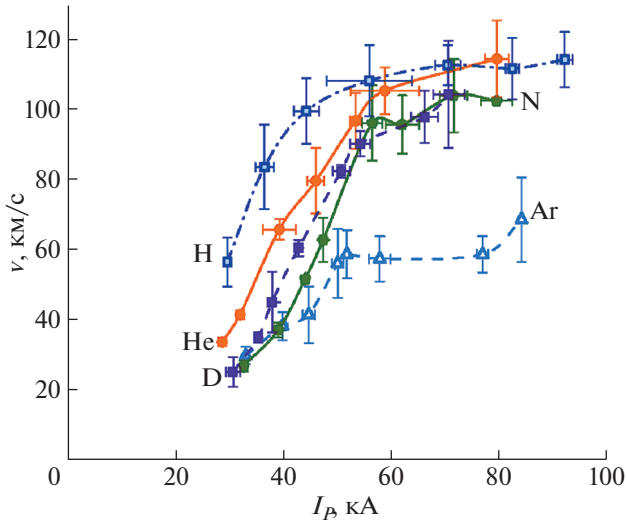


Рис. 3. Зависимость скорости движения плазменной струи v от максимума тока разряда I_P для различных рабочих газов. Внешний электрод был выполнен из нержавеющей стали, центральный электрод состоял из титана, длиной 220 мм.

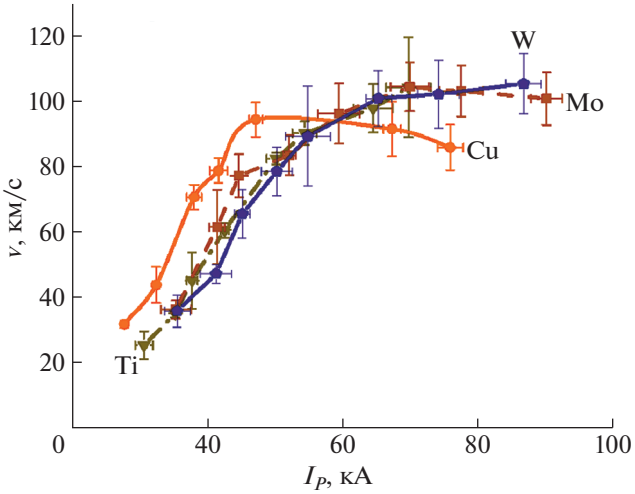


Рис. 4. Зависимость скорости движения дейтериевой плазменной струи v от тока разряда I_P для различных материалов центрального электрода. Коаксиальный ускоритель имел центральный электрод длиной 220 мм. Внешний электрод, изготовленный из нержавеющей стали, был покрыт титановой фольгой толщиной 0.1 мм.

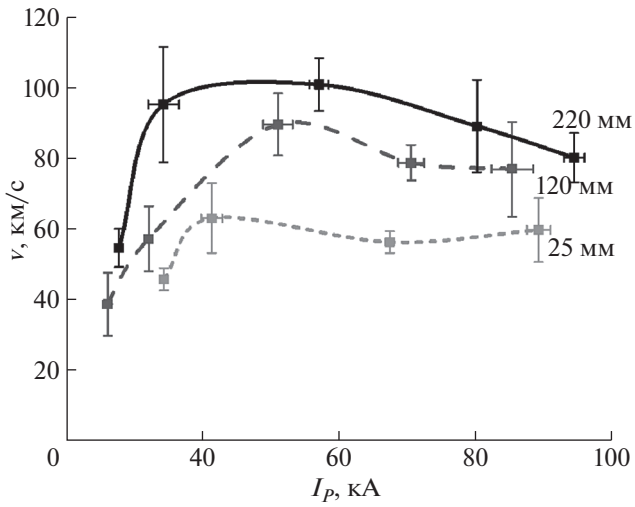


Рис. 5. Зависимость скорости движения дейтериевой плазменной струи v от тока разряда I_P для различных длин центрального электрода. Коаксиальный ускоритель имел длину внешнего электрода 220 мм.

да. Наименьший спад скорости при увеличении тока наблюдался для легкого и инертного гелия.

На рис. 4 представлены зависимости скорости движения дейтериевой плазменной струи от тока разряда для различных материалов центрального электрода. Видно, что скорость струи также увеличивалась с ростом тока и ограничивалась при токах более 45–70 кА для всех материалов центрального электрода. Скорость движения струи ускорителя с медным центральным электродом оказалась минимальной на больших токах. Можно предположить, что взаимодействие плазмы с медным электродом приводило к наибольшему увеличению увлекаемой массы разряда. Сведения, опубликованные в работе [7], свидетельствуют о значительной массовой скорости электрической эрозии меди. Расчетные значения массовой скорости эрозии m' (г/с) для исследованных материалов приведены в табл. 1.

На рис. 5 представлены зависимости скорости движения дейтериевой плазменной струи от тока разряда для различных длин центрального электрода. Длина наружного электрода составляла 220 мм. Материал электродов был изготовлен из нержавеющей стали. Измеренная скорость струи плазмы для ускорителей с различной длиной центрального электрода достигала насыщения при величине тока порядка 40–50 кА. Наибольшее значение скорости было получено в эксперименте с наибольшей длиной центрального электрода. Можно предположить, что при уменьшении длины электрода плотность тока через его поверхность увеличивалась. Это могло приводить к увеличению примесей в разряде и уменьшению скорости движения струи плазмы.

Таблица 1. Массовая скорость эрозии m' для различных материалов

Металл	m', г/с
Cu	0.165
Ti	0.074
Mo	0.041
W	0.031

Доказательством этому предположению могут служить результаты проведенных измерений зависимости спектрального состава, кинетической энергии и массы струи от тока коаксиального и рельсового ускорителей.

На рис. 6 представлены зависимости скорости движения водородной плазменной струи и относительной интенсивности ее излучения (S_{all}/S_H) от тока разряда. Интегральная интенсивность S_{all} была нормирована на суммарную интенсивность S_H линий излучения водорода. Видно, что с повышением тока в обоих ускорителях увеличивалась доля примесей и уменьшалась скорость движения струи. В рельсовом ускорителе рост примесей оказался более значительным по сравнению с ростом примесей в коаксиальном ускорителе. Вероятно, примеси поступали не только с электродов, но и со стенки керамической камеры рельсотрона.

На рис. 7а представлена зависимость энергии, перешедшей в тепло экрана от тока ускорителя.

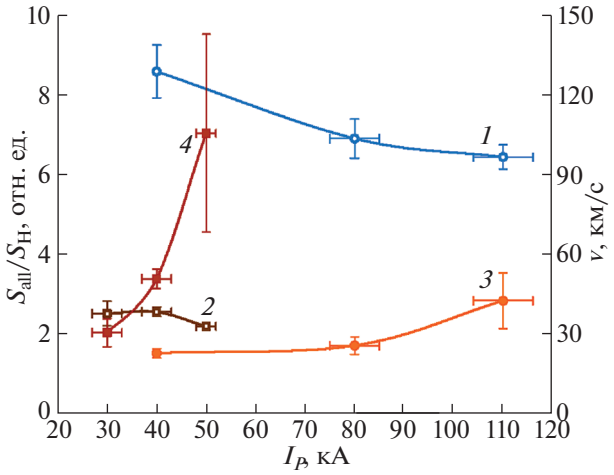


Рис. 6. Зависимости скорости движения водородной плазменной струи v и относительной интенсивности ее излучения S_{all}/S_H от тока разряда I_P для коаксиального и рельсового ускорителей: *1* – скорость струи в коаксиальном ускорителе, *2* – скорость струи в плазменном рельсотроне, *3* – относительная интенсивность излучения струи коаксиального ускорителя плазмы, *4* – относительная интенсивность излучения струи рельсового ускорителя.

Видно, что с увеличением тока энергия, выделяемая на экране, возрастала и достигала 350 Дж при токе ~100 кА, а запасенная энергия в конденсаторах составляла 2500 Дж. Для чистой водородной плазмы тепловая доля энергии с количеством частиц в струе ~10^{19} не превышала 30 Дж.

Результаты измерений кинетической энергии и массы водородной струи в относительных единицах, а также скорости от тока представлены на рис. 7б. Видно, что при токах менее 50 кА не происходило существенного роста кинетической энергии и массы. При токе более 60 кА наблюдалось уменьшение средней скорости струи, резкое увеличение ее кинетической энергии и массы. Последнее согласуется с результатами, представленными на рис. 6.

Таким образом, наблюдаемое ограничение скорости движения плазменной струи позволили сделать предположение об увеличении ее массы за счет поступления примесей с электродов ускорителя.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные зависимости скорости движения струи от тока коаксиального и рельсового ускорителей плазмы для различных рабочих газов, материалов и длин электродов. При больших токах обнаружено уменьшение скорости струи, а также большая интенсивность излучения примесей в потоке по сравнению с интенсивностью ионизованной компоненты рабочего газа. Результаты экспериментов позволили утверждать, что происходило увеличение разгоняемой массы за счет поступления примесей. Это могло приводить к ограничению скорости движения струи.

Проведенные исследования показали, что при создании плазменной струи без примесей следует учитывать ограничение по току в разряде ~40–

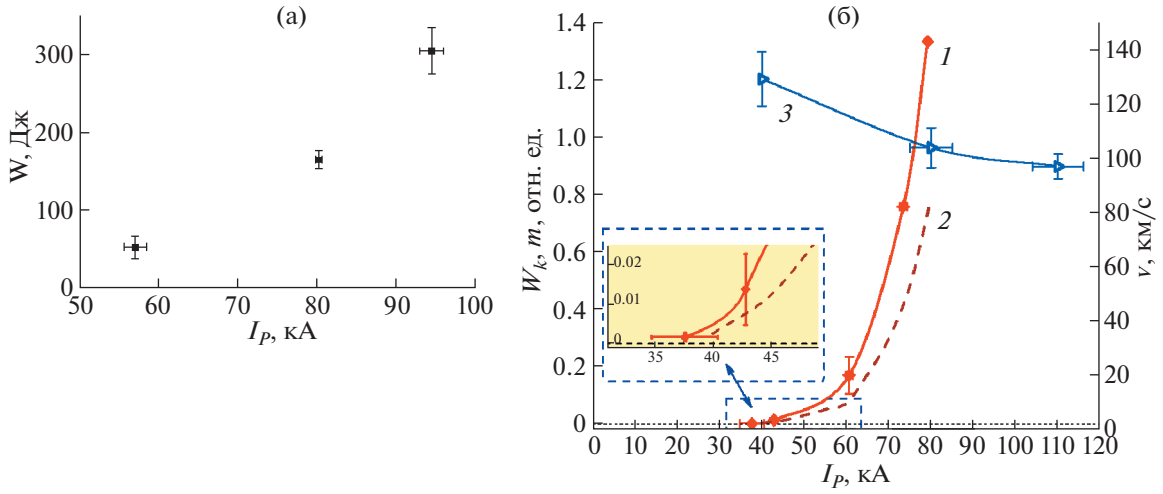


Рис. 7. Зависимость энергии дейтериевой плазменной струи, выделенной на экране, измеренная с помощью тепловизора, от тока в коаксиальном ускорителе плазмы (а); зависимость кинетической энергии W_k водородной струи коаксиального ускорителя (б), измеренная с помощью отклоняющегося экрана – *1* и массы m – *2* в относительных единицах, а также скорости струи v – *3* от тока. Внешний и внутренний электроды ускорителя выполнены из нержавеющей стали.

50 кА. Дальнейшее увеличение скорости потока можно осуществлять, например, с помощью увеличения магнитного поля в ускорительном канале внешними проводниками с током [5, 8].

Работа выполнена с использованием Федерального центра коллективного пользования “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” (проект RFMEFI62119X0021), включающего Уникальную научную установку “Сферический токамак Глобус-М”, а также поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020. Разработка плазменных источников была поддержана в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Арцимович Л., Лукьянов С., Подгорный И., Чуватин С.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. С. 3.
2. *Ким В.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. С. 45. https://doi.org/10.1134/S1063784215030135
3. *Poniaev S., Reznikov B., Kurakin R., Popov P., Sedov A., Shustrov Y., Zhukov B.* // Acta Astronautica. 2018. V. 150. P. 92. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.12.035
4. *Воронин А., Горяинов В., Гусев В.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. С. 1028. https://doi.org/10.1134/S1063784220060286
5. *Воронин А., Горяинов В., Гусев В., Новохацкий А., Поняев С.* // ЖТФ. 2019. Т. 89. С. 1021. https://doi.org/10.1134/S1063784219070272
6. *Goryainov V., Voronin A., Gusev V., Novokhatsky A., Ponyaev S.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400. P. 077020.
7. *Будин А., Коликов В., Рутберг Ф.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 49. https://doi.org/10.1134/S1063784207080087
8. *Бобашев С., Жуков Б., Куракин Р., Поняев С., Резников Б.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 62.

EDN: OYNAHK
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 306–316

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

УДК 533.9.01

СПОСОБЫ СНИЖЕНИЯ АНОМАЛЬНЫХ ПОТЕРЬ В ЭЦРН-ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ РЕЗОНАНСА

© 2022 г. Е. З. Гусаков[a], *, А. Ю. Попов[a], **

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

**e-mail: evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru*

***e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 30.11.2021 г.
После доработки 19.12.2021 г.
Принята к публикации 25.12.2021 г.

Проанализирован подход, позволяющий уменьшить аномальное поглощение в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) на второй гармонике ЭЦ-резонанса, связанное с возбуждением низкопороговой параметрической распадной неустойчивости необыкновенной СВЧ-волны накачки в локальном максимуме немонотонного профиля плотности. Рассмотрен общий случай, соответствующий нелинейному возбуждению в результате первичного распадного процесса только одной локализованной дочерней верхне-гибридной волны. Показано, что из-за довольно низкого порога неустойчивости ее полное подавление в ЭЦРН-экспериментах с мегаваттными пучками СВЧ-волн маловероятно. Однако увеличение радиуса пучка волны накачки способно существенно уменьшить соответствующее аномальное поглощение.

Ключевые слова: СВЧ-нагрев, параметрические распадные неустойчивости, аномальное поглощение СВЧ-волн

DOI: 10.31857/S0367292122040060

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронный циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) широко применяется в современных токамаках и стеллараторах. Предполагается, что он будет использоваться в тороидальных установках будущего поколения – токамаках-реакторах ITER [1] и DEMO [2]. Наличие надежных и относительно компактных генераторов (гиротронов) и концепция локального энерговыделения СВЧ-волн в области ЭЦ-резонанса [3], основанная, в частности, на теоретическом анализе, предсказывающем отсутствие нелинейных явлений при распространении обыкновенных и необыкновенных волн [4], делает этот метод очень привлекательным. Однако, за последнее два десятилетия в экспериментах по ЭЦРН-плазмы наблюдался ряд аномальных эффектов, среди которых аномальное обратное рассеяние СВЧ-волн [5–7], ускорение ионов [8–10] и сильное уширение профиля энерговыделения [11–15]. Эти эффекты было невозможно интерпретировать в рамках линейной модели взаимодействия волны и плазмы. Они также были необъяснимы в рамках нелинейной теории волн [4], которая предсказывает чрезвычайно высокие пороги возбуждения любых нелинейных явлений, включая параметрические распадные неустойчивости (ПРН), по крайней мере, пока верхний гибридный резонанс (ВГР) для СВЧ-волны остается вне объема плазмы. Для объяснения этих аномальных явлений была предложена новая теоретическая модель, которая расширяет концепцию развития нелинейных (параметрических) явлений в неоднородной плазме, изложенную в обзоре [4], и учитывает особенности реальных профилей плотности и магнитного поля в тороидальных установках при ЭЦРН. С помощью новой модели оказалось возможным интерпретировать все аномальные явления и эффекты как следствие возбуждения низкопороговой ПРН-волны накачки. Ключевыми элементами новой теоретической модели являются, во-первых, возможность локализации нелинейно генерируемых дочерних волн (волны) вдоль направления неоднородности в локальном максимуме немонотонного профиля плотности, часто наблюдаемого в ЭЦРН-экспериментах [16–18]; во-вторых, дополнительная локализация дочерних волн на магнитной поверхности за счет конечной ширины пучка накачки. Следует отметить, что эффект локализации позволяет подавить потери энергии дочерних волн (волны) из области распада и приводит к возможности воз-

буждения абсолютной ПРН-волны накачки, при которой амплитуда дочерних волн (волны) растет экспоненциально во времени [19–25].

Для типичных условий экспериментов по ЭЦРН на второй гармонике ЭЦ-резонанса с использованием СВЧ-волны необыкновенной поляризации наиболее опасным сценарием ПРН-волны накачки является двухплазмонный распад, ведущий к генерации двух верхних гибридных (ВГ) квазипродольных волн [21]. Скорее всего, первичная двухплазмонная ПРН насыщается в результате двух конкурирующих процессов: каскада вторичных распадов [26–29] и истощения волны накачки [30–32]. Анализ, результаты которого могут быть найдены в [33–36], показывает, что независимо от того, локализованы ли обе первичные дочерние волны или только одна из них, уровень аномального поглощения определяется числом возможных ступеней каскада вторичных распадов. В случае каскада вторичных распадов первичной дочерней волны (волн) с нечетным числом ступеней именно этот каскадный процесс приводит к насыщению неустойчивости. Однако, в случае четного числа вторичных неустойчивостей истощение волны накачки играет решающую роль в переходе первичной неустойчивости в режим насыщения и ответственно за аномальное поглощение на чрезвычайно высоком уровне (до 80% мощности накачки). В работе [27] было показано, что основные предсказания разработанной теоретической модели, в частности, пороговая мощность первичной неустойчивости и спектр вторичных волн, находятся в разумном согласии с результатами, полученными при детальном исследовании аномального обратного рассеяния в токамаке TEXTOR [6]. Следует отметить, что возможность сильного аномального поглощения волны накачки необыкновенной поляризации в ЭЦРН-экспериментах на второй гармонике ЭЦ-резонанса была экспериментально обнаружена в модельных экспериментах, проведенных на линейной плазменной установке [37].

Таким образом, низкопороговый двухплазмонный распад может привести к ухудшению эффективности дополнительного нагрева. Это обстоятельство делает важным поиск способа избежать или уменьшить влияние этого паразитного эффекта. В частном случае, когда обе первичные ВГ волны, возникающие в результате параметрического распада необыкновенной волны накачки, могут быть локализованы в окрестности максимума профиля плотности, метод уменьшения аномального поглощения был предложен в работе [38]. Однако, этот случай очень специфичен и может иметь место только в узком диапазоне параметров плазмы. В общем случае, необыкновенная волна накачки в ЭЦРН-экспериментах может распадаться на захваченную ВГ-волну и незахваченную ВГ- (или необыкновенную) волну. Именно такой сценарий распада наблюдался в установках ASDEX-Upgrade [39] и Wendelstein 7-X [40] в их последних экспериментальных сессиях. Следует отметить, что в обеих установках ПРН была обнаружена в широком диапазоне параметров при прохождении пучка СВЧ-волн необыкновенной поляризации через плазменное образование, в котором наблюдался локальный максимум плотности (вращающиеся или стационарные магнитные острова, центр плазменного шнура, ELMы (edge localized modes)). К сожалению, насыщение неустойчивости в этом случае описывается совсем другим, в сравнении с [38], набором нелинейных уравнений. По этой причине результаты анализа, изложенные в работе [38], и предложенный там подход к подавлению аномальных эффектов в общем случае неприменимы.

Чтобы заполнить этот теоретический пробел, в настоящей работе мы рассматриваем возможности уменьшения аномального поглощения, в ситуации, когда первичный низкопороговый распад приводит только к возбуждению лишь одной локализованной дочерней ВГ-волны, в то время как вторая дочерняя ВГ- (или необыкновенная) волна покидает область нелинейного взаимодействия вдоль направления неоднородности. В работе анализируются каскады вторичных распадов захваченной первичной ВГ-волны как с нечетным, так и с четным числом шагов. Учитывается также эффект истощения волны накачки. В результате проведенного анализа, показано, что увеличение ширины пучка волны накачки может приводить к уменьшению аномального поглощения необыкновенной волны накачки.

2. ПЕРВИЧНЫЙ РАСПАД НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ И ДВА МЕХАНИЗМА ЕЕ НАСЫЩЕНИЯ

Параметрический распад происходит в небольшом объеме, где выполняются распадные условия для волновых векторов и частот взаимодействующих волн. Это позволяет использовать декартову систему координат (x, y, z), где координата x играет роль потоковой переменной и направлена внутрь плазменного шнура, а координаты y, z направлены поперек и вдоль магнитной силовой линии на магнитной поверхности. Начало системы координат совпадает с локальным максимумом профиля верхней гибридной (ВГ) частоты. Рассмотрим монохроматическую необыкновенную (X) волну накачки, распространяющуюся квазиперпендикулярно внешнему маг-

нитному полю. В ВКБ-приближении ее можно представить в виде

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 \frac{C_0(\mathbf{r})}{2}\sqrt{\frac{\omega_0}{k_x(\omega_0, x)c}}\times \\ \times \exp\left(i\int^x k_x(\omega_0, x')dx' - i\omega_0 t\right) + c.c., \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_{0x} + \mathbf{e}_{0y} = \mathbf{e}_y - i\mathbf{e}_x \frac{g_0}{\varepsilon_0}$ – вектор поляризации, $\mathbf{e}_{x,y}$ – единичные вектора вдоль соответствующего направления, $k_x = \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_0 - \frac{g_0^2}{\varepsilon_0}}$ – локальное значение волнового вектора, $g_0 = g(\omega_0)$ и $\varepsilon_0 = \varepsilon(\omega_0)$ – перпендикулярные компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы [41]. Потенциалы дочерних ВГ-волн, – обозначаемых индексами “a” и “b”, где первая волна локализована в окрестности максимума немонотонного профиля плотности, а вторая является нелокализованной, – в ВКБ-приближении могут быть представлены в следующем виде [22, 23]

$$\varphi_a = \frac{C_a}{2}\phi_m(x)\exp(-i\omega_m t) + c.c., \\ \varphi_b = \frac{C_b}{2}\times \quad (2) \\ \times \exp\left(i\int_0^x q_x^-(\omega_0 - \omega_m, x')dx' + i(\omega_0 - \omega_m)t\right) + c.c.,$$

где собственная функция [21]

$$\phi_m(x) = \frac{1}{\sqrt{L_m^+(x)}}\exp\left(i\int_{x_l^*}^x q_x^+(\omega_m, \xi)d\xi - i\frac{\pi}{4}\right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{L_m^-(x)}}\exp\left(i\int_{x_l^*}^x q_x^-(\omega_m, \xi)d\xi + i\frac{\pi}{4}\right), \quad (3)$$

$$L_m^\pm(x) = \left|D_q^\pm(x)\right|\int_{x_l^*}^{x_r^*} d\xi\left(\left|D_q^+(\xi)\right|^{-1} + \left|D_q^-(\xi)\right|^{-1}\right)$$

описывает локализацию волны “a” вдоль координаты x. В выражениях (2) и (3) волновые числа $q_x^\pm(\omega, \xi)$ соответствуют “теплому” (+) и “холодному” (–) решению локального дисперсионного уравнения ВГ-волны $D_{UH}(\omega_m, q_x^\pm) = 0$, полученному при $q_y = 0$ и $q_z = 0$, и $D_q^\pm = \partial D_{UH}/\partial q_x|_{q_x^\pm(\omega,x)}$. Явный вид дисперсионного уравнения может быть найден в [21, 41]. Частота локализованной волны подчиняется условию квантования Бора–Зоммерфельда [21] $\int_{x_1^*}^{x_r^*} q_x^+(\omega_m, \xi)d\xi + \int_{x_r^*}^{x_1^*} q_x^-(\omega_m, \xi)d\xi = = \pi(2m+1)$, где $x_{l,r}^*$ – два решения уравнения $D_q(x_{l,r}^*) = 0$. В отсутствие нелинейной связи амплитуды всех волн $C_{0,a,b}$ в выражениях (1) и (2) постоянны. При возбуждении неустойчивости они перестают быть постоянными величинами. В частности, истощение волны накачки (1) в результате распада при естественном предположении слабой её дифракции описывается следующим уравнением, полученным впервые в работе [35]

$$\frac{\partial C_0}{\partial x} = -i\frac{\omega_0}{2cB_0}\chi_e^{(p)}C_a\phi_m C_b^*\times \\ \times \exp\left(-i\int^x\left(q_x^-(x') + k_0(x')\right)dx'\right). \quad (4)$$

Граничное условие для амплитуды $C_0(\mathbf{r})$ волны накачки, падающей на слой плазмы, где происходит нелинейное взаимодействие, имеет вид

$$C_0|_{-\infty} = \sqrt{\frac{8P_0}{cw^2}}\exp\left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2}\right), \quad (5)$$

где P_0 и w – мощность и ширина пучка. В выражении (4) B_0 – величина индукции магнитного поля в области распада, $\chi_e^{(p)}$ – нелинейная восприимчивость плазмы, описывающая взаимодействие двух продольных волн и необыкновенной волны [42].

Амплитуда второй бегущей ВГ-волны, φ_b, покидающей область взаимодействия и распространяющейся в сторону границы плазмы, описывается следующим уравнением

$$\frac{\partial C_b}{\partial x} = -iC_aC_0^*\frac{\chi_e^{(p)}}{2B_0}\frac{\phi_m}{D_q^-(\omega_0 - \omega_m, x)}\times \\ \times \exp\left(-i\int^x\left(q_x(x') + k_0(x')\right)dx'\right) \quad (6)$$

с граничным условием $C_b|_\infty = 0$. Проинтегрируем уравнение (6) и подставим получившуюся амплитуду в уравнение (4) и в уравнение, которое описывает локализованную ВГ-волну. В результате, после интегрирования уравнения для запертой ВГ-волны по координате x с весом $\phi_m(x)^*$ получим следующую систему интегро-диффренци-

альных уравнений [35, 36] для волны накачки и запертой ВГ-волны

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial\xi}a_0 = -\gamma_p\dfrac{T_e}{P_0}\dfrac{\omega_0}{\omega_m}\left|a_m(y,z)\right|^2\times \\ \times\displaystyle\int_\xi^\infty d\xi' a_0(\xi')\exp\left(i\Psi_p(\xi)-i\Psi_p(\xi')\right) \\ \dfrac{\partial a_m}{\partial t}-i\Lambda_{my}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial y^2}-i\Lambda_{mz}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial z^2}= \\ =\tilde{\gamma}_p a_m W(t,y,z;a_0)\exp\left(-\dfrac{y^2}{w^2}-\dfrac{z^2}{w^2}\right). \end{cases} \quad (7)$$

В уравнениях (7) a_0, a_m – безразмерные амплитуды волны накачки и захваченной ВГ-волны определяемые следующим образом $C_0=\sqrt{8P_0/\left(\upsilon_{0g}w^2\right)}a_0$, $C_a=\sqrt{16T_e/(\omega_m\langle D_{m\omega}\rangle w^2)}a_m$, где υ_{0g} – проекция групповой скорости волны накачки на направление неоднородности плазмы. В уравнениях (7) $\Psi_p(\xi)=\xi^3-\lambda_p\xi$ – это фаза, возникающая в результате расстройки распадного условия при первичной неустойчивости $\Delta K_p=k_x(\omega_0,x)+$ $+q_x^-(\omega_0-\omega_m,x)-q_x^-(\omega_m,x)$ для волновых векторов взаимодействующих волн в неоднородной плазме; $\xi=x/l_{dp}$ и $\lambda_p=\Delta K_p(x_{dp})l_{dp}$, где x_{dp} – координата точки, в которой функция ΔK_p имеет экстремум и $l_{dp}=\left|d^2\Delta K_p/dx^2\right|_{x_{dp}}^{-1/3}/6^{-1/3}$; $\Lambda_{my,z}=$ $=\langle\partial^2 D_{UH}/(2\partial q_{y,z}^2)\rangle\langle D_{m\omega}\rangle^{-1}$ представляют собой коэффициенты дифракции, усредненные по области локализации ВГ-волны; $\langle D_{m\omega}\rangle=\langle\left|\partial D_{UH}/\partial\omega\right|_{\omega_m}\rangle$; процедура усреднения описывается, как $\langle\ldots\rangle=$ $=\int_{x_l^*}^{x_r^*}dx\ldots\left|\phi_m(x)\right|^2$ – и

$$W(t,y,z;a_0)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_\xi^\infty\frac{d\xi d\xi'}{F(\lambda_p)}a_0(\xi)a_0^*(\xi')$$

$$\times\exp\left(i\lambda_p(\xi-\xi')-i\left(\xi^3-\xi'^3\right)\right), \quad (8)$$

$$F(\lambda_p)=\int_{-\infty}^{\infty}d\xi\int_\xi^\infty d\xi'\exp\left(i\lambda_p(\xi-\xi')-i\left(\xi^3-\xi'^3\right)\right).$$

В случае малого истощения волны накачки, т.е. когда безразмерная амплитуда волны накачки близка к единице $a_0\le 1$, представление (8) сводится к $W(t)=1$. В противном случае функция (8) подчиняется неравенству $W(t)<1$. Кроме того, мы использовали в системе уравнений (7) коэффициент, который описывает нелинейную накачку дочерней ВГ волны $\tilde{\gamma}_p=\gamma_p F(\lambda_p)$, где

$$\gamma_p=\frac{\left|\chi_e^{(p)}\right|^2 l_{dp}^2}{\left|L_m^-\right|\left|D_q^-(\omega_0-\omega_m)\right|\langle D_{m\omega}\rangle}\frac{2P_0}{\upsilon_{0g}w^2B_0^2}\Bigg|_{x_{dp}}\propto\frac{P_0}{w^2}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), коэффициент γ_p зависит от мощности накачки и обратно пропорционален квадрату ширины пучка.

Таким образом, совокупность уравнений (7) описывает неустойчивость необыкновенной волны накачки с учётом истощения последней. Эффект истощения в системе уравнений (4) и приводит к насыщению неустойчивости. Между тем, это не единственный механизм, способный привести неустойчивость к переходу в режим насыщения. Последующие распады первичной локализованной ВГ-волны также могут привести к насыщению неустойчивости. Рассмотрим вторичную неустойчивость локализованной первичной ВГ-волны, приводящую к возбуждению захваченной ВГ-волны и ионной бернштейновской (ИБ) волны, покидающей область распада вдоль направления плазменной неоднородности. Первое предположение позволяет минимизировать потери вторичных ВГ-волн из области распада и увеличить эффективность трехволнового взаимодействия [36]. Учет вторичной неустойчивости модифицирует уравнения (7) следующим образом [35, 36]

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial\xi}a_0 = -\gamma_p\dfrac{T_e}{P_0}\dfrac{\omega_0}{\omega_m}\left|a_m(y,z)\right|^2\times \\ \times\displaystyle\int_\xi^\infty d\xi' a_0(\xi')\exp\left(i\Psi_p(\xi)-i\Psi_p(\xi')\right) \\ \dfrac{\partial a_m}{\partial t}-i\Lambda_{my}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial y^2}-i\Lambda_{mz}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial z^2}=\tilde{\gamma}_p a_m W(t,y,z) \\ \times\exp\left(-\dfrac{y^2}{w^2}-\dfrac{z^2}{w^2}\right)-\sqrt{\dfrac{\omega_m}{\omega_n}}\tilde{\gamma}_s\left|a_n\right|^2 a_m \\ \dfrac{\partial a_n}{\partial t}+i\Lambda_{ny}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial y^2}+i\Lambda_{nz}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial z^2}=\sqrt{\dfrac{\omega_n}{\omega_m}}\tilde{\gamma}_s\left|a_m\right|^2 a_n, \end{cases} \quad (10)$$

где $\tilde{\gamma}_s=\gamma_s F(\lambda_s)^*$, функция F определена выше в уравнении (8), коэффициент

$$\gamma_s=\frac{4\,|\,e\,|^2}{\sqrt{\omega_m\omega_n}T_e}\frac{\left|\chi_e^{(s)}\right|^2}{\left|L_m^+\right|\left|L_n^+\right|\langle D_{m\omega}\rangle\langle D_{n\omega}\rangle\left|D_{Iq}\right|}\frac{l_{ds}^2}{w^2}\Bigg|_{x_{ds}}\propto\frac{1}{w^2} \quad (11)$$

описывает вторичную неустойчивость и обратно пропорционален квадрату ширины пучка, $\lambda_s=$ $=\Delta K_s(x_{ds})l_{ds}$, x_{ds} – координата точки, где расстройка распадного условия для вторичной не-

устойчивости ΔK_s имеет экстремум, и $l_{ds} = \left|d^2\Delta K_s/dx^2\right|_{x_{ds}}^{-1/3}/6^{-1/3}$. В системе уравнений (10) мы также ввели безразмерную амплитуду вторичной ВГ-волны a_n, которая определена таким же образом, как и a_m. В выражении (11) $\chi_e^{(s)}$ – нелинейная восприимчивость плазмы, описывающая нелинейную связь трех продольных волн [42]; $D_{Iq} = \left|\partial D_{IB}/\partial q_x\right|_{q_{Ix}}$, q_{Ix} – решение дисперсионного уравнения $D_{IB} = 0$ для ионной бернштейновской волны [41]. Детальный вывод уравнений (7) и (10) описан в работах [35, 36].

В зависимости от глубины "потенциальной ямы", в которой может быть локализована первичная ВГ-волна, возможно различное количество последовательных вторичных распадов. Последовательность вторичных распадов заканчивается на распаде, приводящем к возбуждению нелокализованной ВГ-волны, поскольку этот процесс не приводит к абсолютной неустойчивости, а только к пространственному усилению ВГ-волны. Соответствующий коэффициент пространственного усиления может быть оценен следующим образом [36]

$$\Gamma_d = \exp\left(\frac{2\pi l_d^2\tilde{\gamma}_d^2}{|\upsilon_{IBg}||\upsilon_{UHg}|}\right) \approx \exp\left(\alpha\frac{q_{Ix}^4 l_d^2 |\phi_p|^2}{B_0^2}\right),$$

где α – безразмерный коэффициент, зависящий от параметров плазмы; $\tilde{\gamma}_d = \tilde{\gamma}_d(|\phi_p|)$ – инкремент неустойчивости, определенный в однородной плазме и зависящий от амплитуды распадающейся локализованной ВГ-волны; l_d – размер резонансного слоя; υ_{UHg} и υ_{IBg} – групповые скорости дочерних ВГ- и ИБ-волн в точке распада x_d; q_{Ix} – решение дисперсионного уравнения $D_{IB} = 0$ для дочерней ионной бернштейновской волны [41]. Для типичных условий экспериментов коэффициент усиления подчиняется неравенству $\ln(\Gamma_d) < 1$, указывающему на отсутствие пространственного усиления, что прерывает каскад последовательных распадов.

Следует отметить, что каждая из ИБ-волн, участвующих в каскадах распадов, имеет свою уникальную частоту, при которой обеспечивается оптимальная связь с собственными модами ВГ-волн. В этом случае невязка резонансного условия для волновых векторов взаимодействующих колебаний описывается параболой, что характерно для случая двух близких точек распада. В последующих разделах мы анализируем два случая, соответствующие нечетному и четному числу вторичных неустойчивостей. Начнем с анализа первого из них.

3. ПОДАВЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ НЕЧЕТНОГО ЧИСЛА ВТОРИЧНЫХ РАСПАДОВ

Рассмотрим случай небольшой амплитуды локального максимума плотности, что было характерно для ЭЦРН-экспериментов, которые проводились на токамаке TEXTOR [5, 6]. На рис. 1 сплошной линией показан профиль ВГ-частоты. Масштаб, характеризующий глубину и размер потенциальной ямы, равен $l_w = \left(d^2 \ln f_{UH}/(2dx^2)\right)^{-1/2} = 11.31$ см. Волновые числа первичной и вторичной ВГ-волн показаны сплошной и штрихпунктирной кривыми. Частота первичной волны $f_m = 70.6$ ГГц ($m = 0$). Частота вторичной волны $f_n = 70.582$ ГГц ($n = 1$). Частота волны накачки $f_0 = 140$ ГГц. Параметры в локальном максимуме профиля ВГ-частоты: $T_e = 600$ эВ и $f_{ce} = 51.72$ ГГц. Каскад распадов, приводящий к возбуждению ВГ-волн, дисперсионные кривые которых показаны на рис. 1, описывается набором уравнений (10). Начнем анализ этих уравнений с аналитического рассмотрения. Как было показано в работах [35, 36], в данном случае доминирующим механизмом, ответственным за переход неустойчивости в насыщенный режим, является вторичная неустойчивость, что позволяет пренебречь эффектом истощения волны накачки и свести (10) к системе уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\partial a_m}{\partial t} - i\Lambda_{my}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial y^2} - i\Lambda_{mz}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial z^2} = \\ = \tilde{\gamma}_p a_m \exp\left(-\dfrac{y^2}{w^2} - \dfrac{z^2}{w^2}\right) - \sqrt{\dfrac{\omega_m}{\omega_n}}\tilde{\gamma}_s |a_n|^2 a_m \\ \dfrac{\partial a_n}{\partial t} + i\Lambda_{ny}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial y^2} + i\Lambda_{nz}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial z^2} = \sqrt{\dfrac{\omega_n}{\omega_m}}\tilde{\gamma}_s |a_m|^2 a_n. \end{cases} \quad (12)$$

Первичная неустойчивость, описываемая первым уравнением в системе (12), начинает развиваться, если мощность волны накачки превышает пороговое значение P_0^{th}. Если мощность волны накачки значительно превышает пороговое значение, $P_0 \gg P_0^{th}$, то инкремент неустойчивости может быть получен аналитически [35, 36]

$$\nu_{k,l} = \tilde{\gamma}'_p - \left((2k+1)\sqrt{\frac{|\tilde{\gamma}_p|\Lambda_{my}}{w^2}} + (2l+1)\sqrt{\frac{|\tilde{\gamma}_p|\Lambda_{mz}}{w^2}}\right)\times$$
$$\times \sin\left(\frac{\arctan(F''/F')}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \propto \frac{1}{w^2}, \quad k,l \in \mathbb{Z}, \quad (13)$$

где $\tilde{\gamma}_p \equiv \tilde{\gamma}'_p + i\tilde{\gamma}''_p = \gamma_p(0,0)F(\lambda_p)$ и $\gamma_p(0,0) \sim P_0/w^2$ (см. уравнение (9)). Хотя выражение (13) при мощности пучка порядка пороговой мощности $P_0 \approx P_0^{th}$ становится некорректным, мы можем ис-

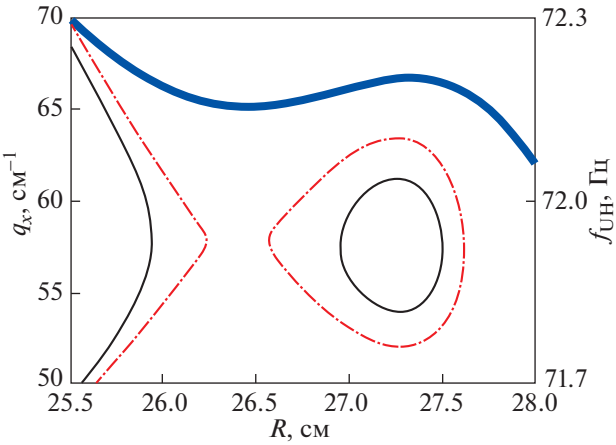


Рис. 1. Дисперсионные кривые локализованных ВГ-волн (f_m = 70.6 ГГц, сплошная линия и f_n = = 70.582 ГГц, штрихпунктирная линия). Профиль ВГ-частоты – толстая сплошная линия. T_e = 600 эВ, f_{ce} = 51.72 ГГц в локальном максимуме профиля плотности. $l_w = \left(d^2 \ln f_{UH}/\left(2dx^2\right)\right)^{-1/2}$ = 11.31 см.

пользовать его для грубой оценки порога неустойчивости. С этой целью мы положим $\nu_{k,l} = 0$ в выражении (13) и получим следующее уравнение для порога

$$\tilde{\gamma}'_p\left(P_0^{th}\right) = \frac{\left|\tilde{\gamma}'_p\left(P_0^{th}\right)\right|^{1/2}}{w}\left((2k+1)\sqrt{\Lambda_{my}} + (2l+1)\sqrt{\Lambda_{mz}}\right)\times \\ \times \sin\left(\frac{\arctan\left(F''/F'\right)}{2} + \frac{\pi}{4}\right). \quad (14)$$

Поскольку $|\tilde{\gamma}'_p| \sim P_0^{th}/w^2$, левая и правая части уравнения (14) пропорциональны $1/w^2$. Это позволяет сделать вывод, что пороговая мощность неустойчивости не зависит от ширины пучка, т.е. $P_0^{th} \propto w^0$. В конкретном случае нелинейного возбуждения двух локализованных ВГ-волн, показанном на рис. 1, пороговая мощность равна $P_0^{th} \approx 107$ кВт. Далее, мы проанализируем зависимость уровня насыщения всех дочерних волн от ширины пучка накачки. Режим насыщения неустойчивости, описываемой уравнениями (12), соответствует ее стационарным решениям. Уровни насыщения плотности энергии параметрически возбужденных ВГ-волн можно оценить, анализируя баланс источников и стоков в этих уравнениях. Уровень насыщения плотности энергии первичных ВГ-волн в пучке накачки $\varepsilon_m^s = |a_m^s|^2$ определяется балансом скорости вторичного распада $\nu_s\varepsilon_m^s$ и дифракционных потерь энергии вторичных волн из пятна пучка накачки

$$\varepsilon_m^s \approx \frac{1}{\tau_n|\tilde{\gamma}_s|} \propto w^0 P_0^0, \quad (15)$$

где $\tau_n = \min\left(w^2/\Lambda_{my}, w^2/\Lambda_{mz}\right) \approx w^2/\Lambda_{mz}$. Уровень плотности энергии вторичных ВГ-волн в пятне пучка накачки $\varepsilon_n^s = |a_n^s|^2$ определяется балансом между инкрементом первичной неустойчивости и потерями энергии из-за вторичного распада

$$\varepsilon_n^s \approx \frac{|\tilde{\gamma}_p|}{|\tilde{\gamma}_s|} \propto P_0. \quad (16)$$

Как можно видеть, уровни насыщения как первичных, так и вторичных дочерних волн остаются независимыми от ширины пучка накачки, но уровень насыщения вторичной ВГ-волны линейно зависит от мощности накачки. Тем не менее изменение ширины пучка может повлиять на эффективность потерь энергии дочерних волн из пятна пучка накачки и на эффективность нелинейной передачи энергии от волны накачки к этим дочерним волнам.

В случае слабого истощения волны накачки, мы можем описывать это явление с помощью процедуры теории возмущений, полагая $a_0 \simeq 1 - \delta a_0$, где $|a_0| \gg |\delta a_0|$ [35]. В этом приближении изменение потока энергии волны накачки вдоль x оценивается как

$$\delta S_x \approx \frac{2P_0}{\pi w^2}|\delta a_0|\exp\left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2}\right), \quad (17)$$

где поправочный член к амплитуде волны накачки δa_0 подчиняется первому уравнению системы (7). Интегрируя уравнение (17) по координате x, после несложных вычислений получим выражение, которое при $x \to \infty$ равно

$$\delta a_0 \approx \frac{\tilde{\gamma}_p T_e}{P_0}\frac{\omega_0}{\omega_m}|a_m(y,z)|^2. \quad (18)$$

Подставляя выражение (18) в уравнение (17), мы получим

$$\delta S_x = \tilde{\gamma}_p \frac{2T_e}{\pi w^2}\frac{\omega_0}{\omega_m}|a_m(y,z)|^2 \exp\left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2}\right). \quad (19)$$

Далее, проинтегрируем обе части уравнения (19) по y, z. Оценивая двойной интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} dydz|a_m(y,z)|^2 \exp\left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2}\right) \approx 2\pi w^2 \varepsilon_m^s$$

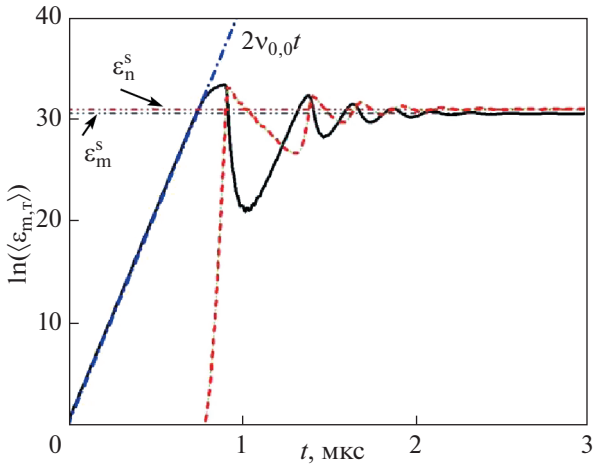


Рис. 2. Временная эволюция энергий первичных (сплошная линия) и вторичных (пунктирная линия) плазмонов в пятне пучка показана в полулогарифмическом масштабе. Рост амплитуды первичных ВГ-волн адекватно описывается (штрихпунктирная линия) инкрементом (13). Тонкие горизонтальные линии – уровни насыщения (15), (16). Те же параметры, что и на рис. 1, $w = 1$ см, $P_0 = 600$ кВт.

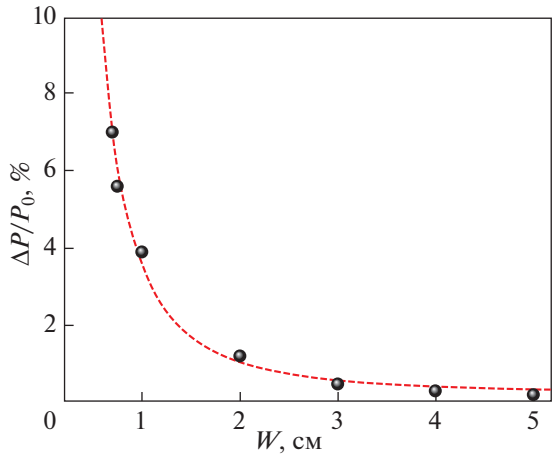


Рис. 3. Зависимость коэффициента аномального поглощения от радиуса пучка накачки w. Символы – результат численного решения. Пунктирная линия дает аналитическое предсказание (20). $P_0 = 1$ МВт.

и имея в виду, что $\Delta P = \delta S_x \pi w^2$, окончательно получим

$$\frac{\Delta P}{P_0} \approx \tilde{\gamma}_p \frac{8T_e}{P_0} \varepsilon_m^s \propto \frac{1}{w^2}. \qquad (20)$$

Таким образом, доля мощности накачки, получаемая дочерними волнами, зависит обратно пропорционально от площади поперечного сечения пучка и остается независимой от мощности накачки.

Для проверки этого предсказания, решим уравнения (10) с учетом истощения волны накачки численно, предполагая начальный тепловой уровень всех ВГ-волн. Результаты численного решения показаны на рис. 2, где радиус пучка и мощность накачки взяты $w = 1$ см, $P_0 = 600$ кВт, соответственно. На нем изображены безразмерные плотности энергии первичных и вторичных ВГ-волн, усредненные по пучку накачки в соответствии с математической процедурой

$$\langle\varepsilon_{m,n}\rangle = \int_S \frac{dydz}{\pi w^2} |a_{m,n}(y,z)|^2 \exp\left(-\frac{y^2}{w^2} - \frac{z^2}{w^2}\right)$$

и построенные в полулогарифмическом масштабе. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют энергиям первичной и вторичной ВГ-волн, соответственно. Тонкие горизонтальные линии дают оценку уровней насыщения (15), (16). Они находятся в разумном согласии с численными результатами. Первичная неустойчивость хорошо описывается аналитической формулой (13), взятой для основных мод по обеим координатам y и z (см. пунктирную линию). Согласие между теоретическими оценками и результатами численного решения системы нелинейных уравнений в частных производных позволяет с доверием относиться к выполненному расчету. На рис. 3 показана зависимость коэффициента аномального поглощения от радиуса пучка накачки w. Символы – результат численного решения. Пунктирная линия дает аналитическое предсказание (20). Мощность нагрева – $P_0 = 1$ МВт. Можно видеть, что в рассматриваемом случае слабого аномального поглощения, характерного для нечетного числа вторичных распадов, приводящих к насы-

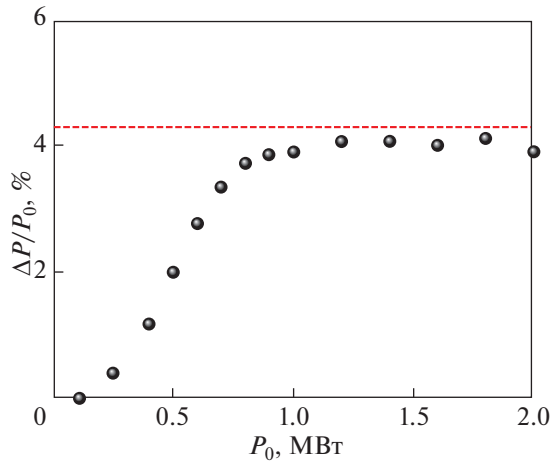


Рис. 4. Зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности пучка накачки. Символы – результат численного решения. Пунктирная линия дает аналитическое предсказание (20). $w = 1$ см.

щению неустойчивости, аналитическая зависимость оказывается в разумном согласии с результатами численного решения. Доля аномально поглощенной мощности накачки уменьшается с ростом радиуса пучка. На рис. 4 показана зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности накачки, полученная как в результате численного моделирования, так и в соответствии с аналитической оценкой (20). Как и предсказывается аналитической оценкой (20), рост этой зависимости насыщается при $P_0 \gg P_0^{th}$ (см. пунктирную линию).

4. АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СЛУЧАЕ ЧЕТНОГО ЧИСЛА ВТОРИЧНЫХ РАСПАДОВ

Далее, мы рассмотрим немонотонный профиль плотности с большей разницей между максимальным и минимальным значением плотности, чем в предыдущем разделе, что допускает четное число последовательных вторичных распадов первичной ВГ-волны. Этот случай проиллюстрирован на рисунке 5, где показаны дисперсионные кривые всех собственных мод, возбуждаемых в результате каскадного процесса при распадной неустойчивости волны накачки. Сплошная линия – фундаментальная мода $m = 0$, $f_m = 70.74$ ГГц. Штрихпунктирная линия соответствует $n = 1$, $f_n = 70.72$ ГГц. Пунктирная линия соответствует $r = 2$, $\omega_r/2\pi = 70.7$ ГГц. Профиль ВГ-частоты показан толстой сплошной линией. Масштаб, характеризующий глубину и размер потенциальной ямы, равен $l_w = \left(d^2 \ln f_{UH}/(2dx^2)\right)^{-1/2} = 13.2$ см. Дисперсионные кривые изображены при следующих параметрах плазмы: $T_e = 600$ эВ и $f_{ce} = 51.72$ ГГц. Распад моды $r = 2$ мог бы приводить к появлению нелокализованных ВГ- и ИБ-волн. Но пороговая мощность этого явления выше, чем мощность моды $r = 2$ ВГ-волны, что прерывает цепочку последовательных распадов. Согласно [35, 36], это каскадное возбуждение трех собственных мод ВГ-волны описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial\xi} a_0 = -\gamma_p \dfrac{T_e}{P_0}\dfrac{\omega_0}{\omega_m}\left|a_m(y,z)\right|^2 \displaystyle\int_\xi^\infty d\xi' a_0(\xi')\exp\left(i\Psi_p(\xi) - i\Psi_p(\xi')\right) \\ \dfrac{\partial a_m}{\partial t} - i\Lambda_{my}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial y^2} - i\Lambda_{mz}\dfrac{\partial^2 a_m}{\partial z^2} = \tilde{\gamma}_p a_m W(t,y,z;a_0)\exp\left(-\dfrac{y^2}{w^2} - \dfrac{z^2}{w^2}\right) - \sqrt{\dfrac{\omega_m}{\omega_n}}\tilde{\gamma}_s\left|a_n\right|^2 a_m \\ \dfrac{\partial a_n}{\partial t} + i\Lambda_{ny}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial y^2} + i\Lambda_{nz}\dfrac{\partial^2 a_n}{\partial z^2} = \sqrt{\dfrac{\omega_n}{\omega_m}}\tilde{\gamma}_s\left|a_m\right|^2 a_n - \sqrt{\dfrac{\omega_n}{\omega_r}}\tilde{\gamma}_t\left|a_r\right|^2 a_n \\ \dfrac{\partial a_r}{\partial t} - i\Lambda_{ry}\dfrac{\partial^2 a_r}{\partial y^2} - i\Lambda_{rz}\dfrac{\partial^2 a_r}{\partial z^2} = \sqrt{\dfrac{\omega_r}{\omega_n}}\tilde{\gamma}_t\left|a_n\right|^2 a_r, \end{cases} \tag{21}$$

где $\tilde{\gamma}_t = \gamma_t F(\lambda_t)$, γ_t описывает третичную неустойчивость, $\lambda_t = \Delta K_t(x_{dt}) l_{dt}$, x_{dt} – координата точки, в которой расстройка ΔK_t при третичной неустойчивости имеет локальный минимум, и $l_{dt} = \left(\partial^2 \Delta K_t/\left(6\partial x^2\right)\right)^{-1/3}$. Истощение волны накачки $a_0\left(\xi, \varepsilon_m^s\right)$, которое является доминирующим механизмом насыщения неустойчивости в этом случае и отвечает за значительное аномальное поглощение волны накачки, описывается первым из уравнений (21). Для оценки уровней волн распада в режиме насыщения ПРН отбросим все члены, содержащие временные производные, и заменим производные на их грубые оценки $\partial/\partial y$, $\partial/\partial z \to 1/w$. Уровень насыщения плотности энергии вторичных ВГ-волн $\varepsilon_n^s = |a_n^s|^2$ в пучке накачки определяется балансом скорости роста третичных волн и потери энергии третичных волн из пятна пучка накачки, характеризуемого временем $1/\tau = \max\left(\Lambda_{ry}, \Lambda_{rz}\right)/w^2$, т.е.

$$\varepsilon_n^s \approx \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_r}}\frac{1}{\tilde{\gamma}_t \tau} \propto w^0. \tag{22}$$

Рост плотности энергии первичной ВГ-волны $\varepsilon_m^s = |a_m^s|^2$ в пятне пучка накачки насыщается из-за истощения накачки и вторичного распада. Уровень истощения, достаточный для прекращения первичной неустойчивости, может быть оценен путем численной оценки следующего уравнения баланса

$$W = \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_n}}\frac{\tilde{\gamma}_s}{\tilde{\gamma}_p}\varepsilon_n^s. \tag{23}$$

Поскольку функция W зависит от a_0 (см. уравнение (8)), а амплитуда a_0 зависит от ε_m^s, то левая

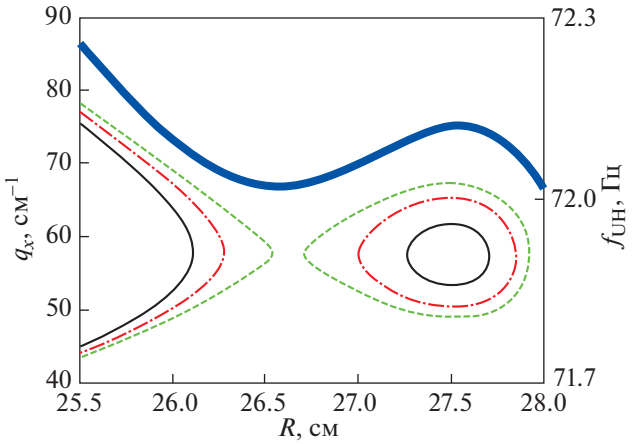


Рис. 5. Дисперсионные кривые нелинейно связанных ВГ-волн ($m = 0$, $f_m = 70.74$ ГГц, сплошная линия; $n = 1$, $f_n = 70.72$ ГГц, штрихпунктирная линия; $r = 2$, $f_r = 70.7$ ГГц, пунктирная линия). Профиль ВГ-частоты – толстая сплошная линия. $T_e = 600$ эВ, $f_{ce} = 51.72$ ГГц, $l_w = \left(d^2 \ln f_{UH} / \left(2dx^2\right)\right)^{-1/2} = 13.2$ см.

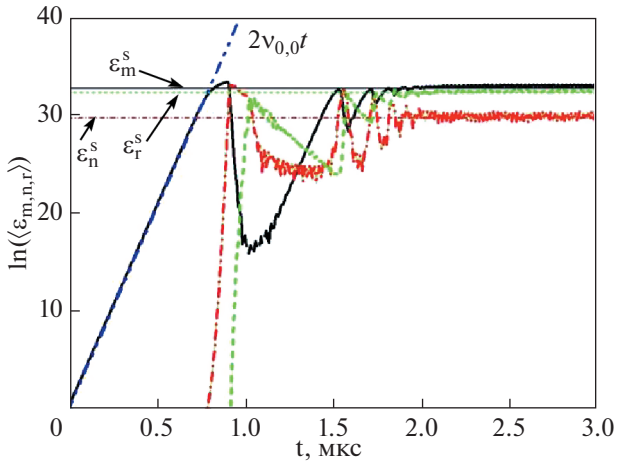


Рис. 6. Временная эволюция энергий первичных (сплошная кривая), вторичных (штрихпунктирная кривая) и третичных (пунктирная кривая) плазмонов в пятне пучка дана в полулогарифмическом масштабе; штрихпунктирная линия $2\nu_{0,0}t$ определяется уравнением (13). Тонкие горизонтальные линии – уровни насыщения (10) и (11). Параметры те же, что и на рис. 5, $w = 1$ см, $P_0 = 1$ МВт.

часть (23) зависит от ε_m^s, т.е. $W = W\left(\varepsilon_m^s\right)$. В стационарном режиме первый член в правой части третьего и четвертого уравнений в (21) уравновешивает второй, что дает уровни насыщения плотности энергии вторичных ВГ-волн $\varepsilon_r^s = |a_r^s|^2$ в пучке накачки

$$\varepsilon_r^s \approx \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_m}} \frac{\tilde{\gamma}_s}{\tilde{\gamma}_t} \varepsilon_m^s. \tag{24}$$

К сожалению, найти аналитически ε_m^s не представляется возможным. Получить эту оценку можно только численно в результате решения уравнение (23).

Далее, найдем решение системы уравнений (21) численно. Результаты решения уравнений (21) при условиях, использованных ранее на рис. 5 ($w = 1$ см, $P_0 = 1$ МВт), показаны на рис. 6, где приведены усредненные по пятну пучка накачки безразмерные энергии соответствующих дочерних волн, возбужденных во время каскадного распада. Экспоненциальный рост первичной ВГ-волны (сплошная линия) адекватно описывается коэффициентом усиления (штрихпунктирная линия), рассчитанным с использованием инкремента (13). Энергии вторичных и третичных волн показаны штрихпунктирной и пунктирной кривыми. Оценки уровней насыщения амплитуд дочерних волн (22)–(24), найденные в результате численного решения уравнения (23), показаны на рисунке тонкими горизонтальными линиями. Видно, что они находятся в разумном согласии с результатами численного решения системы уравнений (21). На рис. 7 показана зависимость коэффициента аномального поглощения от радиуса пучка накачки при мощности накачки $P_0 = 1$ МВт. Зависимость демонстрирует лишь медленное снижение уровня аномального поглощения с увеличением ширины пучка. На рис. 8 показана зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности накачки при $w = 1$ см. Коэффициент аномального поглощения растет с мощностью, приближаясь асимптотически на

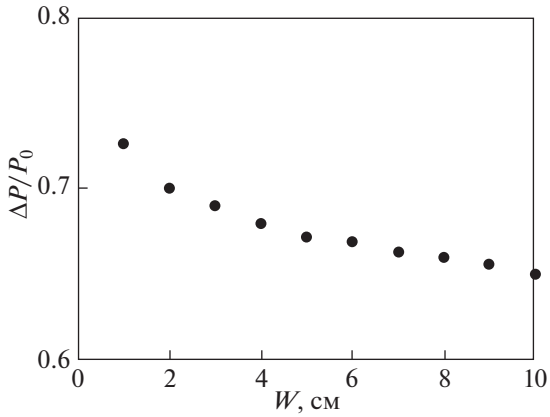


Рис. 7. Зависимость коэффициента аномального поглощения от радиуса пучка накачки. Мощность накачки $P_0 = 1$ МВт.

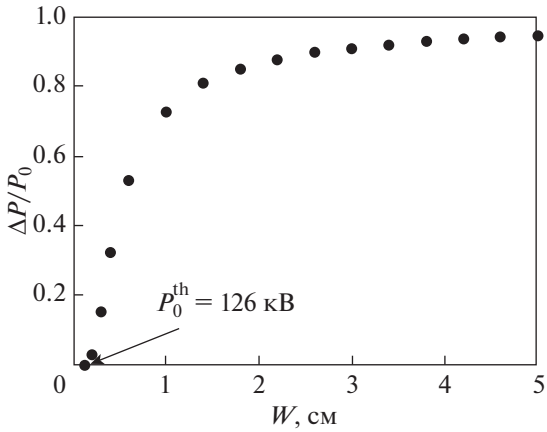


Рис. 8. Зависимость коэффициента аномального поглощения от мощности накачки. Радиус пучка w = = 1 см.

уровне мощности в несколько МВт к единице ($\Delta P/P_0 \to 1$), что соответствует полному аномальному поглощению.

5. ВЫВОДЫ

Обобщая результаты статьи, можно сделать вывод, что аномальный уровень поглощения СВЧ-волны, вызванный ее низкопороговой ПРН, при которой возбуждается только одна локализованная ВГ-волна, может быть снижен в результате увеличения радиуса пучка накачки. Этот вывод аналогичен выводу в случае, при котором первичный параметрический распад приводит к возбуждению двух локализованных ВГ-волн [38]. Увеличение радиуса пучка накачки полезно в случае нечетного числа вторичных распадов первичной ВГ-волны, когда может быть достигнуто значительное уменьшение аномального поглощения. В случае четного числа последовательных вторичных неустойчивостей влияние ширины пучка накачки на уровень аномального поглощения более слабое. Увеличение мощности накачки в этом случае приводит к увеличению скорости аномального поглощения, что отличает рассмотренный случай от случая, при котором при первом параметрическом распаде возбуждаются две локализованные ВГ-волны [38].

Аналитическое рассмотрение, представленное в параграфах 1–3, поддерживается в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023, в то время как численное моделирование, описанное в разделах 3 и 4, поддерживается в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0034-2021-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sauter O., Henderson M.A., Ramponi G., Zohm H. and Zucca C.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 025002.
2. *Franke T., Aiello G., Avramidis K., Bachmann C., Baiocchi B., Baylard C., Bruschi A., Chauvin D., Cufar A., Chavan R., Gliss C., Fanale F., Figini L., Gantenbein G., Garavaglia S., Granucci G., Jelonnek J., Suarez Lopez G., Moro A., Moscheni M., Rispoli N., Siccinio M., Spaeh P., Strauss D., Subba F., Tigelis I., Tran M.Q., Tsironis C., Wu C., Zohm H.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 168. P. 112653.
3. *Litvak A.G., Denisov G.G., Glyavin M.* // IEEE Journal of Microwave. 2021. V. 1. P. 260.
4. *Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D.* // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P. 949.
5. *Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
6. *Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
7. *Batanov G.M., Borzosekov V.D., Kovrizhnykh L.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyan K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Kharchev K.* // Plasma Phys. Reports. 2013. V. 39. P. 444.
8. *Coda S. for the TCV Team* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
9. *Zurro B., Baciero A., Tribaldos V., Liniers M., Cappa A., Lopez-Fraguas A., Jimenez-Rey D., Fontdecaba J.M., Nekhaieva O.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083017.
10. *Martínez M., Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D. and Tribaldos V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025024.
11. *Vasilkov D.G., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Kharchev N.K., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarksyan K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D. and Vafin I.Yu.* // Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics. 2014. V. ECA 38F. P4. 053.
12. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // Физика плазмы. 2021. V. 47. P. 22.
13. *Kubo S., Takahash H., Shimozuma T., Yoshimura Y., Nishiura M., Igami H., Ogasawara S., and Makino R.* // EPJ Web of Conferences. 2012. V. 32. P. 02007.
14. *van Milligen B., Carreras B.A., Hidalgo C., Cappa A., and TJ-II Team* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 062503.
15. *Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovev N.A., Sychugov D.Yu. and Cherkasov S.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
16. *Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., van der Meiden H. and TEXTOR Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 055002.

17. *Pasch E., Beurskens M.N.A., Bozhenkov S.A., Fuchert G., Knauer J., Wolf R.C. and W7-X Team* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E729.
18. *Krämer-Flecken A., Han X., Windisch T., Cosfeld J., Drews P., Fuchert G., Geiger J., Grulke O., Killer C., Knieps A., Liang Y., Liu S., Rack M. and the W7-X team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 054003.
19. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 115003.
20. *Gusakov E., Popov A.* // Europhys. Lett. 2012. V. 99. P. 15001.
21. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
22. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
23. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // JETP Lett. 2017. V. 105. P. 78.
24. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N., Sysoeva E.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V.59. P.075002.
25. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 012101.
26. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Irzak M.A.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2016. V. 123. P. 723.
27. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.
28. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 025005.
29. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 082117.
30. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2017. V. 125. P. 702.
31. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N.* // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 062106.
32. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025001.
33. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 104003.
34. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025028.
35. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076018.
36. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 365.
37. *Altukhov A.B., Arkhipenko V.I., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Simonchik L.V. and Usachonak M.S.* // European Phys. Lett. 2019. V. 126. P. 15002.
38. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 082502.
39. *Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. and the ASDEX Upgrade team* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
40. *Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Moseev D., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Stange T., Marsen S., Zanini M., Killer C., Vecsei M., Laqua H.P. and W7-X Team* // Proc. of 47th EPS Conference on Plasma Physics, 21–25 June 2021, Sitges Spain. V. 45A. P4. 1048.
41. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* // Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
42. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu. and Tretinnikov P.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 085008.

EDN: YPLINH
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 317–327

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.952

УВЕЛИЧЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ Z-ПИНЧЕЙ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ СЖАТИЯ

© 2022 г.
Г. С. Волков[a], *, Е. В. Грабовский[a], А. Н. Грицук[a], Г. Л. Комаров[a], А. А. Рупасов[b], **, И. Н. Фролов[a], М. В. Хилько[a]

[a] *ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия*
[b] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
**e-mail: volkov@triniti.ru*
***e-mail: rupasov@sci.lebedev.ru*

Поступила в редакцию 15.09.2021 г.
После доработки 01.12.2021 г.
Принята к публикации 16.12.2021 г.

Представлены результаты экспериментов по увеличению удельной концентрации энергии плазмы сильноточных Z-пинчей за счет использования различных режимов сжатия. Эксперименты проводились с каскадными многопроволочными цилиндрическими нагрузками на установке "Ангара-5-1" с током в нагрузке до 4 МА. В экспериментах использованы нагрузки, как с уменьшенной индуктивностью на финальной стадии сжатия пинча, так и нагрузки позволяющие реализовать переходной режим сжатия от каскадной схемы к схеме композитного Z-пинча. При сжатии каскадных сборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия, получена удельная мощность мягкого рентгеновского излучения свыше 5 ТВт/см, что соответствует мощности излучения с пинча стандартной длины 1.6 см на уровне 8–9 ТВт. Удельный полный выход рентгеновского излучения составил величину порядка 150 кДж/см при полном выходе излучения на уровне 90–95 кДж. Динамика сжатия такой нагрузки свидетельствует о существенной роли во взаимодействии каскадов магнитного поля тока, протекающего по внутреннему каскаду. Показано, что в переходном режиме сжатия от каскадной сборки к композитному Z-пинчу, внешняя сборка из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) обеспечивает высокую плотность потока кинетической энергии, а внутренняя сборка малого диаметра из материала с высоким атомным номером (W) позволяет повысить мощность излучения в три раза.

Ключевые слова: токовая имплозия, Z-пинч, многопроволочные каскадные сборки, энергобаланс, плазменные потоки, мягкое рентгеновское излучение, ударные волны, удельный энерговклад

DOI: 10.31857/S0367292122040151

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений реализации импульсного термоядерного синтеза является использование мягкого рентгеновского излучения для обжатия сферических термоядерных мишеней. В настоящее время наибольший прогресс достигнут в схеме непрямого обжатия мишеней с использованием мягкого рентгеновского излучения высокой мощности. Излучение генерируется при взаимодействии мощного импульсного лазерного излучения с поверхностью "хольраума" или Z-пинчами, создаваемыми импульсными сильноточными электрическими генераторами наносекундного диапазона длительности.

Среди схем непрямого обжатия сферических мишеней с использованием излучения Z-пинчей наиболее перспективными являются схема динамического "хольраума" (ДХ) предложенная в [1] и схема статического "хольраума" с двумя отдельными источниками предложенная в работе [2]. В обеих схемах ключевым моментом является генерация мощных потоков мягкого рентгеновского излучения или в ударной волне, возникающей при столкновении внешней разогнанной током оболочки с внутренней оболочкой (ДХ) или при сжатии двух Z-пинчей в схеме статического "хольраума". В схеме статического "хольраума" актуальной является задача повышения эффективности генерации излучения Z-пинчей. Повысить однородность пинча и мощность его излучения можно в схеме так называемого композитного пинча, в котором роль внешних оболочек заключается в передаче энергии (тока) от элек-

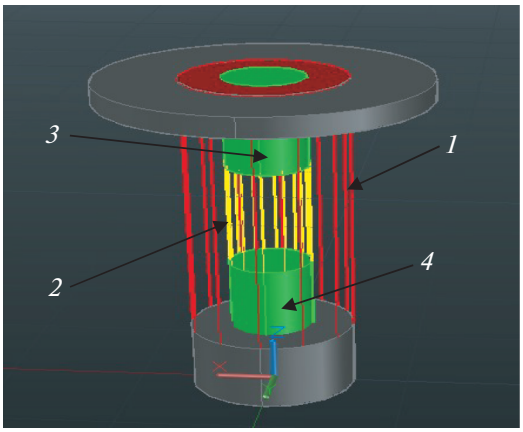


Рис. 1. Рисунок нагрузки установленной на выходе концентратора. *1* – внешняя сборка; *2* – внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью; *3* – анодная и *4* – катодная металлические вставки.

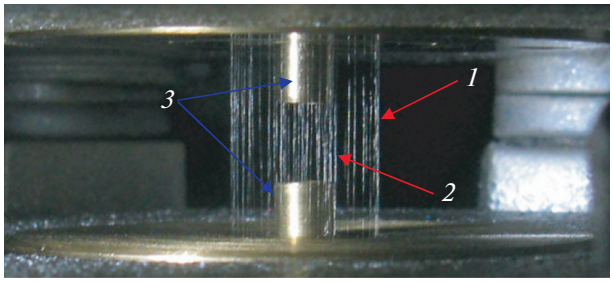


Рис. 2. Фотография нагрузки установленной на выходе вакуумного концентратора установки. *1* – внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; *2* – внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью: 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; *3* – анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм.

трического генератора к высокоимпедансной нагрузке “файберу”, установленному на оси пинча. Плотный компактный “файбер” выступает в роли основного излучателя энергии, поэтому он должны содержать элементы с высокой излучательной способностью [3].

Эффективная генерация излучения в схеме ДХ требует, как быстрой передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне, к электронам, так и высокой излучательной способности материала внутреннего цилиндра. Для выполнения этих требований, а также для прозрачности к собственному излучению, внутренний цилиндр должен содержать наряду с элементами с высоким атомным номером, имеющими высокую излучательную способность, и элементы с относительно невысоким атомным номером [4, 5]. Генерация высокой мощности мягкого рентгеновского излучения в пинче, получаемым при ускорении и сжатии плазменных оболочек мегаамперными токами, также ограничено временем передачи энергии от ионов, имеющих при термализации на стадии пинчевания высокую температуру, к электронам.

Одна из задач, которая ставилась в работе, это задача повышения удельной мощности излучения сильноточного пинча, за счет использования нагрузок с уменьшенной индуктивностью на финальной стадии сжатия пинча. В работе рассмотрена также нагрузка сильноточного генератора, позволяющая реализовать переходной режим сжатия от каскадной схемы к схеме композитного Z-пинча. В этом случае ставилась задача получения высокой полной мощности излучения при использовании проволочек внешнего каскада из вещества с относительно невысоким атомным номером (Al), а не вольфрама.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на мощном многомодульном импульсном генераторе “Ангара-5-1” (ток до 4 МА, напряжение ~1 МВ, длительность импульса напряжения 140 нс) [6]. Сильноточные

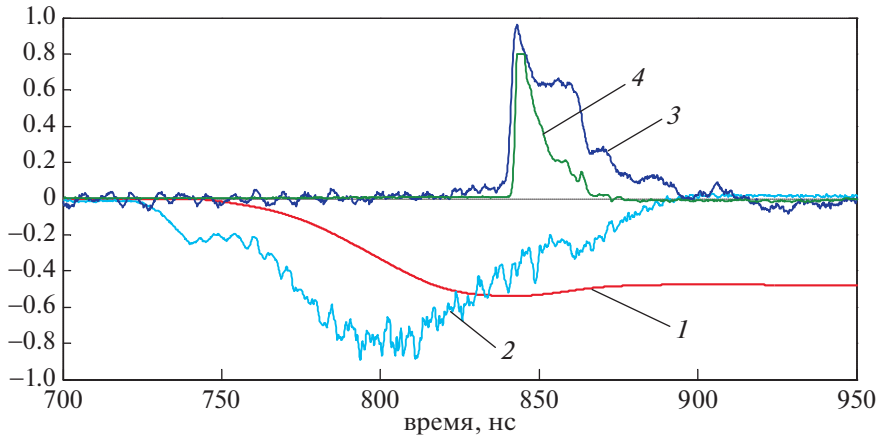


Рис. 3. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 6589. Нагрузка: внешняя сборка – 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью – 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; – анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм; *1* – ток пинча I/5E6 (A); *2* – напряжение на пинче U/1E6 (B); *3* – сигнал ВРД – датчика s2e/1E1 (B) ($h\nu$ > 130 эВ); *4* – сигнал ВРД-датчика s4e/2E1 (B) ($h\nu$ > 700 эВ).

электрические импульсы от отдельных модулей по транспортирующим вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему вакуумному концентратору (откачиваемому до 10^{-4} Тор), содержащему межэлектродный промежуток, в который устанавливается нагрузка. На рис. 1 показана нагрузка с уменьшенной индуктивностью на финальной стадии сжатия, использованная в экспериментах по получению высокой удельной мощности излучения пинча. На рис. 2 приведена фотография нагрузки. Использовалась двухкаскадная цилиндрическая многопроволочная сборка из вольфрамовых проволочек. Внешний каскад имел диаметр 12 и длину 16 мм. Длина внутренней многопроволочной сборки диаметром 5 мм, за счет одинаковых по длине анодных и катодных металлических трубчатых вставок, была от 5 до 7 мм. Для исследования динамики сжатия в переходном режиме от каскадной сборки к композитному Z-пинчу, также использовалась двухкаскадная многопроволочная сборка. В этом случае внешняя сборка из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) диаметром 12 мм сжималась на внутреннюю сборку из вольфрамовых проволочек. Начальный диаметр внутренней сборки (4 мм) был порядка диаметра пинча (~3–4 мм), получаемого при сжатии чисто алюминиевой сборки с теми же параметрами. Погонные массы обеих сборок были сравнимы (330–350 мкг/см).

Напряжение на нагрузке измерялось индуктивным делителем [7], а ток токовыми петлями [7]. Сигналы мягкого рентгеновского излучения с наносекундным временным разрешением регистрировались вакуумными рентгеновскими фотодиодами (ВРД) с чувствительностью к энергии квантов в интервале 20–4000 эВ [9]. Измерения ВРД-детекторами проводились в направлении перпендикулярно оси пинча. Мощность излучения определялась по сигналам ВРД-детекторов с учетом их спектральной чувствительности. Изображение пинча в диапазоне энергий квантов от 0.01 до 2 кэВ регистрировалось камерами-обскурами за различными фильтрами на голографические высокоразрешающие фотопластинки марки ВРП, с пространственным разрешением по объекту порядка 100 мкм. Измерение полного выхода мягкого рентгеновского излучения проводилось термопарным калориметром без фильтров. Радиальная динамика сжатия нагрузки измерялась двумя оптическими регистраторами типа СФЭР-2, обеспечивающими временную развертку одномерных изображений плазмы с разрешением 0.3 нс. Динамика сжатия нагрузки по радиусу снималась с пространственным разрешением 120 мкм (щель прибора ориентирована поперек пинча). Рентгеновские спектры многозарядных ионов плазмы в диапазоне энергий квантов 1–3 кэВ измерялись рентгеновским спектрографом с выпуклым кристаллом слюды. Спектр излучения регистрировался на ПЗС – линейку ЦЛ-4 [10].

3.ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Эксперименты по получению повышенной удельной мощности излучения пинча

На рис. 3 приведены характерные осциллограммы сигналов, полученные в экспериментах с каскадной нагрузкой уменьшенной индуктивности (рис. 1). Видно, что в квантах с энергией 130–270 эВ длительность импульса излучения в

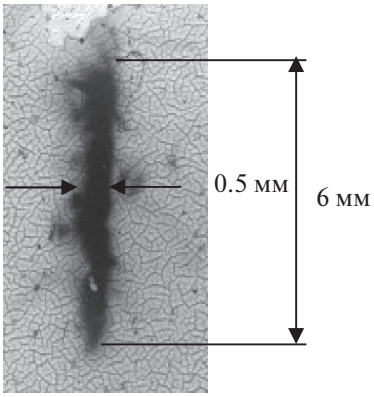


Рис. 4. Обскурограмма пинча в квантах с энергией свыше 600 эВ. Эксперимент № 6589.

момент сжатия нагрузки составляет порядка 20 нс. Максимальная мощность рентгеновского излучения пинча в полный телесный угол оценивается величиной ~3.5 ТВт. Мощность мягкого рентгеновского излучения на единицу длины составила ~5 ТВт/см. Этот режим соответствует мощности излучения с пинча стандартной длины 1.6 см на уровне 8–9 ТВт. Полный выход мягкого рентгеновского излучения по данным термопарного калориметра составил 90–95 кДж, что соответствует удельному (на единицу длины) выходу рентгеновского излучения порядка 150 кДж/см. На интегральных обскурограммах, соответствующих регистрации изображений в квантах с энергией свыше 600 эВ (рис. 4), пинч имеет поперечный размер порядка 0.5 мм.

На рис. 5 показано, изображение радиальных оптических разверток пинча с синхронизованной осциллограммой сигнала ВРД. Полученные оптические развертки показывают, что максимум мощности мягкого рентгеновского излучения соответствует моменту торможения ускоренной внешней плазменной оболочки на внутренней сборке. В момент максимума рентгеновского излучения поперечный размер пинча в оптическом излучении в этот момент составляет порядка 2.5–3 мм с последующим дожатием пинча до размера менее 1 мм за время 5–7 нс. Несмотря на сильно уменьшенную длину пинча (6–7 мм), в момент сжатия на нем получено довольно высокое напряжение (~300 кВ).

Полученные результаты можно сравнить со сжатием двойной сборки с такими же параметрами, за исключением того, что длина внутренней сборки равна длине внешней сборки (16 мм). Результаты эксперимента с такой “стандартной” сборкой приведены на рис. 6. Длительность импульса мягкого рентгеновского излучения для такой нагрузки составила ~8 нс, с мощностью излучения на уровне 8–9 ТВт. Полный выход рентгеновского излучения по измерениям термопарным калориметром составил 95–100 кДж. Напряжение на пинче в момент сжатия (~350–400 кВ). Результаты эксперимента показывают, что взаимодействие каскадов сборки в этом случае приво-

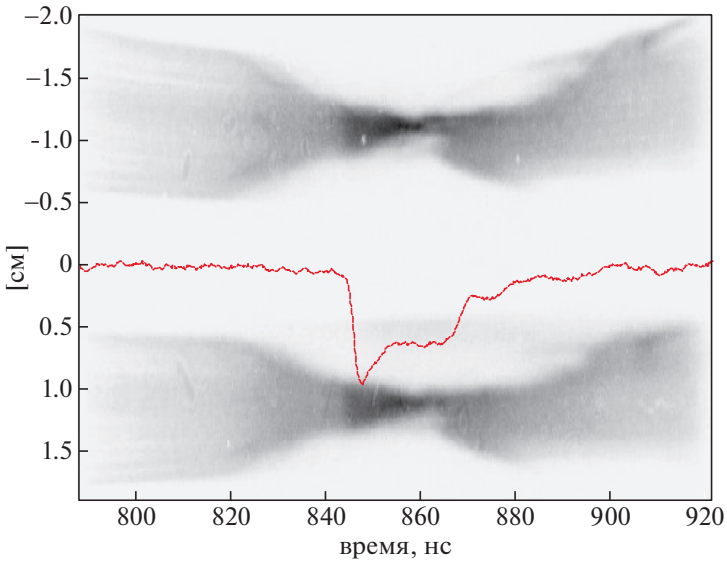


Рис. 5. Эксперимент № 6589. Радиальные оптические развертки сжатия каскадной сборки с уменьшенной длиной внутренней сборки. Верхняя развертка соответствует сжатию вблизи анодной вставки внутреннего каскада. Нижняя развертка соответствует сжатию вблизи катодной вставки внутреннего каскада. На развертку наложен сигнал ВРД-датчика s2e ($h\nu$ > 130 эВ) (временная шкала соответствует шкале на рис. 3).

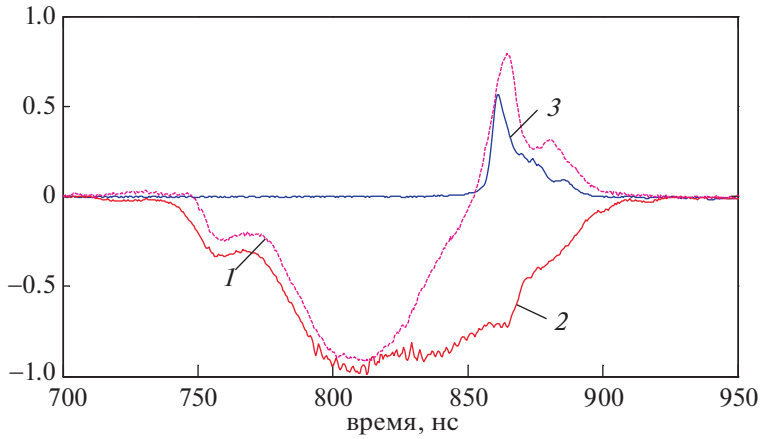


Рис. 6. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 4487. *1* – производная тока пинча; *2* – напряжение на пинче U/5E5 (В); *4* – сигнал ВРД-датчика s2e/2E2 (В) ($h\nu$ > 130 эВ). Нагрузка – внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренняя сборка – 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см.

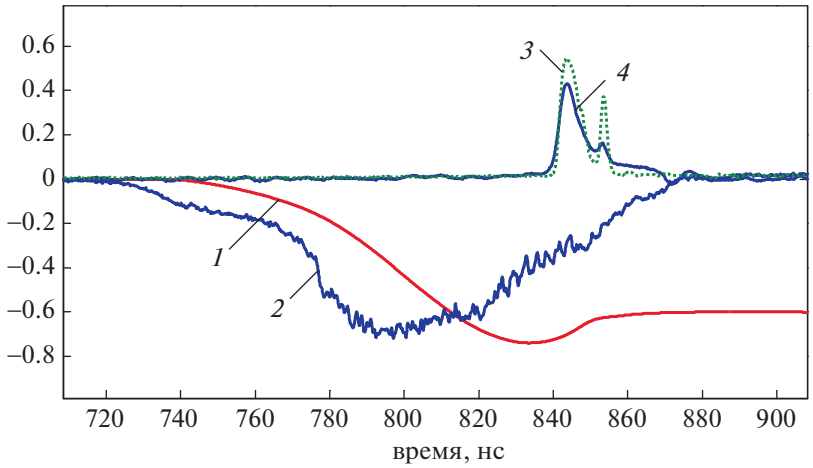


Рис. 7. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 6787. *1* – ток пинча I/5E6 (А); *2* – напряжение на пинче U/1E6 (В); *3* – сигнал ВРД-датчика s2e/5E1 (В) ($h\nu$ > 130 эВ); *4* – сигнал ВРД-датчика s4e/5E1 (В) ($h\nu$ > 700 эВ). Нагрузка: внешний каскад – 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад – 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см. Максимальная мощность излучения 8 ТВт.

дит к образованию более компактного пинча. Полученные в этом случае полная энергия мягкого рентгеновского излучения и мощность излучения с единицы длины практически не отличаются от случая сжатия каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью.

Сравнивать полученную в экспериментах “жесткость” спектра рентгеновского излучения можно было бы по отношению сигналов детекторов s2e/s4e. Однако, излучение регистрируемое детектором s4e (чувствительность свыше 700 эВ) соответствует хвосту теплового излучения плазмы с температурой порядка 80–100 эВ и, вероятно, излучению небольших по объему горячих областей плазмы пинча. Основные излучательные потери плазмы отражает сигнал с детектора s2e.

На рис. 7–8 приведены для сравнения результаты экспериментов со стандартной вольфрамовой сборкой и со сборкой с уменьшенной индуктивностью. Эти эксперименты практически не отличаются по полному выходу излучения, удельной мощности излучения, напряжению на нагрузке и амплитуде тока через нагрузку. При этом и отношение сигналов s2e/s4e для этих экспери-

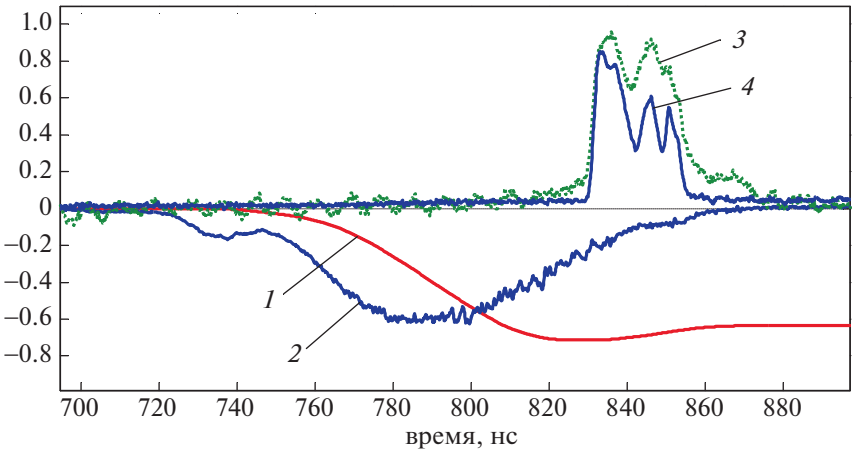


Рис. 8. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 6804. *1* – ток пинча I/5E6 (A); *2* – напряжение на пинче U/1E6 (B); *3* – сигнал ВРД-датчика s2e/1E1 (B) ($h\nu$ > 130 эВ); *4* – сигнал ВРД-датчика s4e/2E1 (B) ($h\nu$ > > 700 эВ). Нагрузка: внешний каскад – 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад с уменьшенной индуктивностью – 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм. Максимальная мощность излучения 3.5 ТВт.

ментов также отличаются незначительно. Для каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью это отношение изменяется за время излучения пинча в пределах ~0.6–0.8, а для “стандартной” сборки это отношение в максимуме рентгеновского излучения составляет величину ~0.7–0.8. В экспериментах, в которых получены близкие результаты по выходу излучения и его удельной мощности эти отношения могут существенно изменяться даже за время существования пинча (рис. 3). Полученные результаты показывают, что изменение геометрии нагрузки не привело к увеличению температуры плазмы и, соответственно, удельной мощности излучения.

3.2. Эксперименты по сжатию нагрузки в переходном режиме от каскадной сборки к композитному Z-пинчу

В переходном режиме сжатия от каскадной схемы к композитному Z-пинчу реализована схема сжатия каскадной многопроволочной сборки с внутренним каскадом, имеющим начальный диаметр порядка характерного размера получаемого Z-пинча. Атомный номер материала внутренней сборки (W) существенно превышал атомный номер материала внешней сборки (Al). Диаметр внутренней многопроволочной сборки W (4 мм) был порядка диаметра пинча (2.5–3 мм), получаемого при сжатии одиночной внешней многопроволочной сборки Al диаметром 12 мм с погонной массой 330 мкг/см. Внешняя сборка была составлена из N = 60 алюминиевых проволочек диаметром 15 мкм. Погонные массы сборок были близки (330–350 мкг/см). Роль внешнего каскада из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) сводилась к передаче энергии (тока) от внешней сборки с относительно небольшой начальной индуктивностью на внутреннюю достаточно компактную сборку из вещества с большим атомным номером. Для внешней многопроволочной сборки использован материал с невысокой температурой плавления (Al). В этом случае динамика перехода проволочки из твердотельного состояния в плазменное состояние определяется теплофизическими характеристиками алюминия, а роль паров адсорбированных газов и легких примесей на начальной стадии металлической проводимости несущественна.

Выбор для внутренней сборки материала с большим атомным номером обусловлен необходимостью достижения высокой излучательной способности плазмы пинча. При сжатии одиночной алюминиевой многопроволочной сборки с погонной массой 330 мкг/см получен полный выход мягкого рентгеновского излучения ~50 кДж, с длительностью импульса излучения ≈20 нс. Параметры плазмы измерялись методом рентгеновской спектроскопии по спектрам [H]- и [He]-ионов алюминия. Температура и плотность подбирались так, чтобы расчетные значения отношений интенсивностей резонансных линий [H]- и [He]-ионов Al, а также отношений интенсивностей интеркомбинационой и резонансной линий [He]-иона Al совпадали с экспериментальными или, возможно меньше отличались от них. В координатах плотность–температура строились кривые, на которых выполнялись отношение интенсивностей выбранных пар линий. Область их

Таблица 1. Результаты экспериментов с каскадной нагрузкой в переходном режиме

№ эксп.	I_{max} (МА)	E, кДж	τ, нс	T, эВ	$n_e/10^{20}$, 1/см^3	d_{rad}, мм
4312	3.5	77	8	440	2.2	3.1
4313	3.9	77	10	430	2.5	1.87
4314	3.9	52	6.5	420	2.5	1.62

пересечения соответствовала искомым параметрам плазмы. Для расчетов использовалась столкновительно-излучательная модель плазмы с учетом оптической толщины в линиях [10]. При поперечном размере пинча 2.5–4 мм электронная плотность и температура, измеренные методом рентгеновской спектроскопии, составили 3 × × 10^{20} 1/см^3 и 560 эВ соответственно.

По сравнению со сжатием одиночной многопроволочной сборки из алюминиевых проволочек, при сжатии каскадной нагрузки увеличен выход мягкого рентгеновского излучения E(кДж) в 1.5 раза (с 50 до 75 кДж) с сокращением длительности мягкого рентгеновского излучения τ более чем в 2 раза (с 20 нс до 7–10 нс) (табл. 1), что соответствует увеличению мощности излучения более, чем втрое при амплитудном значении тока через нагрузку I_{max} ~ 3.5–3.9 МА. Электронная температура плазмы, измеренная по линейчатому излучению многозарядных ионов алюминия, составила величину 420–440 эВ при электронной плотности на уровне 2 × 10^{20} 1/см^3 [10]. На рис. 9 приведены характерные осциллограммы сигналов, полученных в эксперименте с каскадной нагрузкой с внешней сборкой из алюминиевых проволочек.

Наличие достаточно интенсивного линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия свидетельствует о том, что это излучение возникает в начале сжатия пинча, на переднем фронте импульса мягкого рентгеновского излучения. Практически существует небольшая задержка по времени прихода внутренней вольфрамовой оболочки на ось, по сравнению с началом термализации алюминиевой плазмы от внешней сборки. В этом случае, на переднем фронте излучения пинча, на излучение алюминия практически не влияет плазма вольфрама. Этот факт подтверждается и тем, что электронная плотность в этом случае близка к электронной плотности, полученной при сжатии чисто алюминиевой сборки. В дальнейшем, на конечной стадии сжатия пинча температура плазмы существенно меньше, что подтверждается падением полного выхода излучения [H]- и [He]-подобных ионов алюминия на порядок, по сравнению с экспериментом по сжатию чисто алюминиевой сборки без внутреннего каскада из вольфрамовых проволочек.

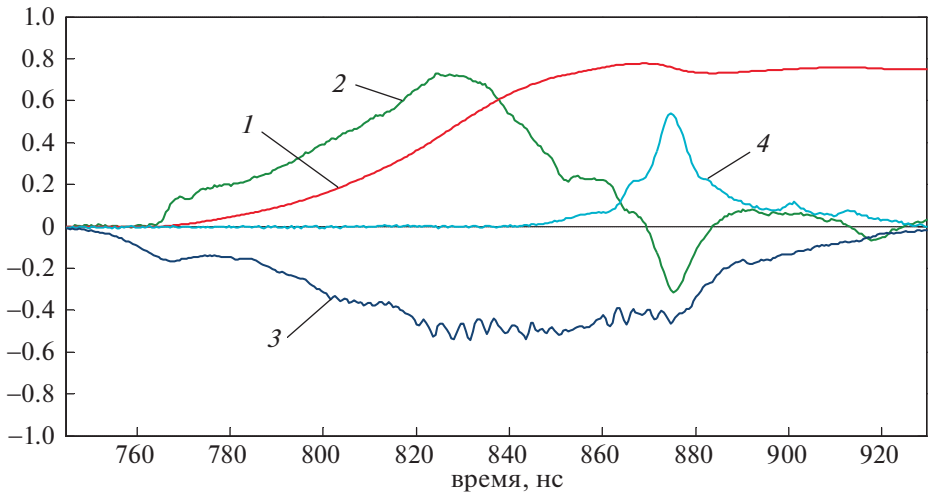


Рис. 9. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 4313. *1* – ток пинча I /5E6 (A); *2* – производная тока пинча; *3* – напряжение на пинче U/1E6 (B); *4* – сигнал ВРД-датчика s2e/2E2 (B) ($h\nu$ > 130 эВ). Нагрузка – внешняя сборка: 60 Al проволочек диаметром 15 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 330 мкг/см; внутренняя сборка – 60 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 350 мкг/см; длина сборки 16 мм.

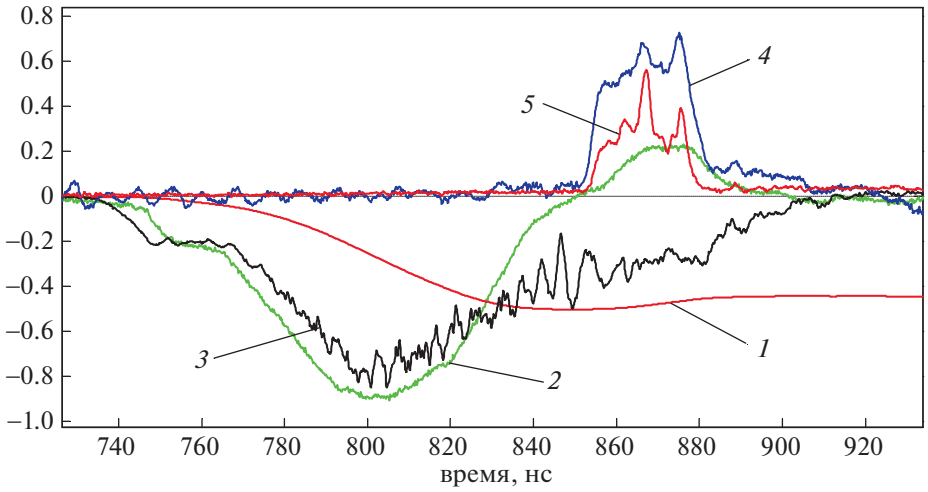


Рис. 10. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 6591. *1* – ток пинча I/5E6 (A); *2* – производная тока пинча; *3* – напряжение на пинче U/1E6 (B); *4* – сигнал ВРД-датчика s2e/1E1 (B) ($h\nu$ > 130 эВ); *5* – сигнал ВРД-датчика s4e/2E1 (B) ($h\nu$ > 700 эВ). Нагрузка: внешний каскад – 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад с уменьшенной индуктивностью – 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Увеличение удельной (на единицу длины) мощности излучения при уменьшенной индуктивности пинча может достигаться за счет увеличения вклада силы Лоренца на конечной стадии сжатия пинча (работа PdV). Работа силы Лоренца возрастает за счет увеличения тока в нагрузку на финальной стадии сжатия (меньшая индуктивность нагрузки). Увеличить удельную мощность излучения можно также за счет уменьшения влияния приэлектродной плазмы на качество формируемой оболочки. Использование дополнительных катодных и анодных вставок с диаметром, равным диаметру внутренней каскадной сборки, позволяет исключить из динамики формирования пинча участки внешней оболочки вблизи электродов.

Величина тока через внутреннюю сборку определяется диффузией магнитного поля через плазменную оболочку внешней многопроволочной сборки, индуктивностями и взаимной индуктивностью сборок. Если проводимость внешней сборки высокая, то ток на внутреннюю сборку не проникает и напряжение, измеряемое на нагрузке, $U = L_1 dI/dt$, где L_1 индуктивности внешней сборки и I – величина полного тока через нагрузку. На начальной стадии протекания тока через нагрузку можно пренебречь омическим сопротивлением каскадов. Индуктивный характер нагрузки на начальной стадии протекания тока виден из пропорциональности производной тока через нагрузку напряжению на ней (рис. 6 и рис. 10) в течение времени 60–70 нс от начала тока.

Расчеты, проведенные по одномерному трехтемпературному РМГД-коду для параметров установки “Ангара-5-1” и двухкаскадной цилиндрической многопроволочной сборки из вольфрамовых проволочек (внешний каскад диаметр 12 мм, 40 W проволочек диаметром 6 мкм, длина 16 мм, и внутренний каскад сборка диаметром 6 мм, 20W проволочек диаметром 6 мкм и длиной 16 мм), показывают, что непосредственно перед соударением оболочек по внутренней сборке протекает около 20% от полного тока [11]. Ток во внутреннюю оболочку проникает, как за счет диффузии магнитного поля через плазму внешней оболочки, так и за счет переноса тока плазменным потоком с внешнего каскада. На конечной стадии имплозии нагрузки магнитное поле тока, протекающего по внутренней сборке сжимается внешней токовой оболочкой. В этом случае сжатие внутренней сборки происходит раньше сжатия внешней плазменной оболочки.

На начальной стадии имплозии геометрия каскадов для нагрузки с укороченной внутренней сборкой практически не отличается от геометрии нагрузки со стандартной геометрией. Поэтому на начальном этапе имплозии распределение тока между внешней и внутренней сборками не должно существенно отличаться для обеих геометрий каскадной сборки.

Наиболее важным полученным экспериментальным результатом следует считать сохранение полного выхода излучения при значительном уменьшении длины внутренней сборки. Энергия излучения связана с кинетической энергией ускоренной внешней оболочки. В случае с укороченной внутренней сборкой кинетическая энергия ускоренной внешней оболочки переходит в энергию магнитного поля тока, текущего по внутренней сборке. На стадии сжатия ток через внутреннюю сборку растет, так как должна сохраняться величина потока магнитного поля в контуре между сборками. При этом ток через внешнюю сборку падает. Сжатие магнитного поля происходит по всей длине внутренней нагрузки, включая электродные вставки, за счет которых уменьшается индуктивность пинча на конечной стадии сжатия. Таким образом, кинетическая энергия ускоренной внешней оболочки расходуется на сжатие магнитного поля тока внутренней сборки. Удельная мощность излучения пинча полученная при сжатии каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью соответствует удельной мощности излучения пинча, полученного при сжатии “стандартной сборки”. Этот результат согласуется с тем, что “жесткость” спектров излучения для обеих геометрий нагрузок практически не отличаются (разд. 3.1). Большая длительность импульса мягкого рентгеновского излучения (~20 нс) связана, скорее всего, с недостаточно высокой излучательной способностью внутреннего каскада из 20-ти вольфрамовых проволочек, имеющего погонную массу 110 мкг/см. Можно ожидать, что увеличение массы внутреннего каскада приведет к увеличению плотности плазмы пинча, сокращению длительности импульса излучения и увеличению удельной мощности излучения.

Для сборки имеющей внутренний каскад длиной равной длине внешнего каскада (16 мм) динамика взаимодействия каскадов также должна осуществляться через сжатие магнитного поля тока внутреннего каскада. Но в этом случае бóльшая длина внутреннего каскада обеспечивает эффективный сброс энергии магнитного поля внутреннего каскада через работу по сжатию каскада и джоулев нагрев, что приводит к уменьшению задержки сжатия внешнего каскада по отношению к сжатию внутреннего каскада.

Режим сжатия через взаимодействия каскадов через магнитное поле наблюдался в экспериментах с каскадными сборками на установке MAGPIE [12]. В этих экспериментах величина тока через внутреннюю сборку оценивалась из численных расчетов и составляла величину на уровне 20% от величины полного тока в нагрузке. Как отмечают авторы этой работы, получить больший ток во внутренней сборке можно за счет увеличения взаимной индуктивности сборок путем закручивания внешней и внутренней сборок в противоположных направлениях [12]. Тогда продольное магнитное поле внешней сборки будет индуцировать ток во внутренней сборке.

Результаты экспериментов с двухкаскадными сборками с разным элементным составом свидетельствуют о том, что внутренняя вольфрамовая сборка практически не добавляет вещество во внешнюю алюминиевую сборку при их взаимодействии. Однако она играет существенную роль в динамике сжатия таких сборок. Об этом свидетельствует более короткий импульс рентгеновского излучения и большая мощность излучения по сравнению со сжатием одиночной алюминиевой сборки без внутреннего каскада. В динамике взаимодействия оболочек роль магнитного поля внутренней сборки, скорее всего, несущественна. Из-за более высокой проводимости внешней сборки из алюминиевых проволочек (меньшее Z и большая температура плазмы) и меньшего начального расстояния между проволочками (0.6 мм) проникновение тока на внутреннюю сборку за счет диффузии магнитного поля затруднено. Ток на внутреннюю сборку должен перебрасываться при прохождении через нее внешней сборки, за счет большего импеданса последней. Это подтверждается тем, что электронная температура плазмы, измеренная по линейчатому излучению многозарядных ионов алюминия (420–440 эВ) и электронная плотность ($\sim 2 \times 10^{20}$ 1/см^3) соответствуют плотности и температуре полученной при сжатии одиночной сборки из алюминиевых проволочек.

Получение высокой мощности излучения в переходном режиме сжатия от каскадной схемы к композитному Z-пинчу, во-первых, связано с уменьшением времени передачи энергии от более легких ионов алюминия, имеющих высокую температуру при термализации ускоренной внешней оболочки, к электронам. Во-вторых, повышению мощности способствует увеличение концентрации электронов в пинче, так как на конечной стадии сжатия пинча, состоящего из смеси ионов алюминия и вольфрама с практически одинаковыми массовыми долями, в плазме будет высокая концентрация более легких ионов алюминия. Существенно, что наличие внутреннего каскада из вольфрамовых проволочек приводит к повышению степени сжатия пинча, по сравнению со сжатием чисто алюминиевой многопроволочной сборки ($d_{rad} \approx 1.5$–2 мм, см. табл. 1). При поперечном размере пинча d и заданной погонной массе, электронная концентрации плазмы пинча $n_e \sim ((1-\mu)\langle Z_{Al}\rangle/A_{Al} + \mu\langle Z_W\rangle/A_W)/d^2$, где μ – массовая доля вольфрама в сборке, $\langle Z_{Al}\rangle$ и $\langle Z_W\rangle$ – средние заряды ионов алюминия и вольфрама, A_{Al} и A_W – атомные номера алюминия и вольфрама. Поперечный размер d зависит от массовой доли

вольфрама в пинче и изменяется от 3–4 мм при $\mu = 0$ до ~1 мм при $\mu = 1$. При $\mu \sim 0.5$ поперечный размер пинча составляет $d \approx 1.5$–2 мм. Для температуры плазмы 80–100 эВ $\langle Z_{Al} \rangle \sim 10$ и $\langle Z_W \rangle \sim 20$ концентрация электронов будет такой же, как в пинче с вольфрамовой сборкой той же погонной массы ($\mu = 1$). Наличие заметной массовой доли вольфрама в нагрузке приводит к увеличению степени сжатия пинча и плотности. В этом случае, увеличение мощности излучения по сравнению со сжатием чисто алюминиевой сборки более, чем втрое связано, как с высокой излучательной способностью ионов вольфрама, так и с увеличением погонной массы сборки.

При рассмотрении излучения пинча, образованного при взаимодействии внешней алюминиевой сборки с внутренней вольфрамовой сборкой, предполагалось, что эти материалы однородно перемешаны. С другой стороны, в перемешивании вольфрама с алюминием есть две характерные скорости, скорость Альфвена и тепловая. На стадии термализации ускоренной оболочки обе эти скорости порядка скорости оболочки ($V \sim 2$–3×10^7 см/с). При характерном размере пинча $d \sim 2$ мм время перемешивания τ будет $\sim d/(2V) \sim 3$–5 нс, что порядка времени излучения пинча.

Как показывают спектроскопические измерения, внутренняя W сборка механически слабо взаимодействует с оболочкой внешней сборки, хотя играет существенную роль в динамике сжатия. Мощность излучения такой сборки определяется плотностью потока кинетической энергии внешней сборки из алюминиевых проволочек на диаметре внутреннего каскада из вольфрамовых проволочек. Таким образом, в переходном режиме сжатия от каскадной сборки к композитному Z-пинчу, внешняя сборка из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) обеспечивает высокую плотность потока кинетической энергии, а внутренняя сборка малого диаметра из материала с высоким атомным номером (W) позволяет эффективно преобразовать эту энергию в мягкое рентгеновское излучение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментов по увеличению удельной концентрации энергии плазмы сильноточных Z-пинчей за счет использования различных режимов сжатия. Эксперименты проводились с каскадными многопроволочными цилиндрическими нагрузками на установке “Ангара-5-1” с током в нагрузке до 4 МА. В экспериментах использованы нагрузки, как с уменьшенной индуктивностью на финальной стадии сжатия пинча, так и нагрузки позволяющие реализовать переходной режим сжатия от каскадной схемы к схеме композитного Z-пинча. При сжатии каскадных вольфрамовых сборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия, получена удельная мощность мягкого рентгеновского излучения порядка 5 ТВт/см, что соответствует мощности излучения с пинча стандартной длины 1.6 см на уровне 8–9 ТВт. Удельный выход мягкого рентгеновского излучения составил ~150 кДж/см. Динамика сжатия нагрузки и высокий выход полной излученной энергии позволяет сделать вывод о существенной роли во взаимодействии каскадов сборки магнитного поля внутреннего каскада.

Показано, что в переходном режиме сжатия от каскадной сборки к композитному Z-пинчу, внешняя сборка из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) обеспечивает высокую плотность потока кинетической энергии, а внутренняя сборка малого диаметра из материала с высоким атомным номером (W) позволяет повысить мощность излучения в три раза. Получение высокой мощности излучения в таком режиме сжатия, во-первых, связано с высокой излучательной способностью вольфрама и, во-вторых, с уменьшением времени передачи энергии от более легких ионов алюминия, имеющих высокую температуру при термализации ускоренной внешней оболочки, к электронам.

Авторы работы благодарят коллектив установки “Ангара-5-1” за техническое обеспечение при проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 20-02-00133.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smirnov V.P.* // Plasma Phys. Control Fusion. 1991. V. 33. P. 1697.
2. *Olson R.E., Chandler G.A., Derzon M.S., Hebron D.E., Lash J.S., Leeper R.J., Nash T.J., Rochau G.E., Sanford T.W.L., Alexander N.B., and Gibson C.R.* // Fusion Technol. 1999. V. 35. N. 2. P. 260
3. *Wessel F.J., Etlicher B., Choi P.* // Phys. Rev. Letters. 1992. V. 69. P. 3181.
4. *Захаров С.В., Смирнов В.П., Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Скороваров К.В.* Препринт ИАЭ, 4587/6, Москва, 1988.
5. *Захаров С.В., Новиков В.Г.* Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша, № 061, 2002.
6. *Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов В.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В.,*

Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.

7. *Олейник Г.М.*// ПТЭ. 2000. № 3. С. 49.

8. *Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н.* // ПТЭ. 2004. № 5. С. 74.

9. *Олейник Г.М., Браницкий А.В.* // ПТЭ. 2000. № 4. С. 58.

10. *Волков Г.С., Зайцев В.И., Грабовский Е.В., Федулов М.В., Александров В.В., Лахтюшко Н.И.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 3. С. 211.

11. *Ning Cheng, Ding Ning, Liu Quan, Yang Zhen-Hua, Fan Wen-Bin, Zhang Yang* // Chinese Phys. Lett. 2006. V. 23. № 7. P. 1857.

12. *Lebedev S.V., Chittenden J.P., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Dangor A.E. and Haines M.G.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1709.

EDN: SSNDVN
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 328–337

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.952

О ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В КИЛОДЖОУЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

© 2022 г. С. Н. Полухин[a], *, В. Я. Никулин[a], П. В. Силин[a]
[a] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
**e-mail: snpol@list.ru*

Поступила в редакцию 11.11.2021 г.
После доработки 29.12.2021 г.
Принята к публикации 10.01.2022 г.

Лазерно-оптическими методами изучены свойства плазменных струй, образующихся в установке типа плазменный фокус с килоджоульным энергозапасом. Проведены измерения скорости плазменной струи, практически сразу после ее возникновения. В первые 10 нс средняя скорость около 5×10^7 см/с, что соответствует энергии 18 кэВ для ионов азота, являвшимся рабочим газом установки. Струя многократно теряет плотность и скорость на расстояниях 2–3 см от места ее возникновения. Эксперименты подтверждают, что главной причиной возникновения струи является развитие перетяжки на пинче. Обнаружено, что после распада пинча образуется новый плазменный столб, распространяющийся в осевом направлении.

Ключевые слова: плазменный фокус, плазменные струи, интерферометрия
DOI: 10.31857/S0367292122040114

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменный фокус (ПФ) – одно из первых электро-разрядных плазменных устройств, на котором проверялись идеи управляемого термоядерного синтеза с конца 50-х годов прошлого века [1]. С регистрацией рекордного по тем временам количества нейтронов в этих разрядах Филипповым были попутно обнаружены плазменные потоки, распространяющиеся от анода к катоду [2]. С другой стороны, в те же времена в разрядах мощных инжекторов плазмы, по сути генераторов плазменных струй было обнаружено Мэйзером нейтронное излучение при их заправке дейтерием [3]. Несмотря на столь давнюю историю, механизмы образования струй в ПФ остаются неясными, несмотря на широкий спектр их применения [4–7]. В представлениях о рождении струй в ПФ доминировала гипотеза Филиппова [2, 8, 9] с так называемым кумулятивным механизмом их образования. Главной причиной генерации плазменной струи считалась коническая (нецилиндрическая) форма сходящейся токовой оболочки. Однако в последнее время появились сомнения в правомерности этой гипотезы. Впервые они были опубликованы в [10], где отмечался “факт наличия потоков вещества (в ранних работах этот эффект не совсем корректно объяснялся кумуляцией), не связанных с динамикой токонесущей плазменной оболочки вдоль оси”. Конкретные механизмы генерации потоков в работе не рассматривались, было высказано лишь предположение – “вероятно, что они имеют природу, схожую с астрофизическими джетами, генерируемыми звёздными объектами”. Были зарегистрированы осевые потоки вещества (рабочий газ неон) со скоростью 1.3×10^7 см/с, авторы выражают уверенность, что на самом деле максимальная скорость еще выше – 2×10^7 см/с. В экспериментах использовалась установка с энергоемкостью несколько сотен килоджоулей и плоской геометрией электродов, измерения проводились с помощью скоростных электро-оптических преобразователей.

В нашей работе [11], выполненной на установке ПФ с энергозапасом 4 кДж методами лазерного зондирования мы не обнаружили образования плазменной струи ни во время схождения конической токовой оболочки, ни во время ее сжатия, ни на стадии пинчевания. Струя появлялась еще позднее – во время разрушения пинча.

Такой сценарий образования струй согласуется с моделью адиабатического сжатия плазменного столба [12].

В наших экспериментах до сих пор скорость струй измерялась на некотором расстоянии от места генерации, в рабочем газе, где струя уже претерпевала значительное торможение [11, 13]. Энергия ионов струи была зафиксирована на уровне 1 кэВ для ионов азота. Но было ясно, что начальная скорость струи значительно выше, ес-

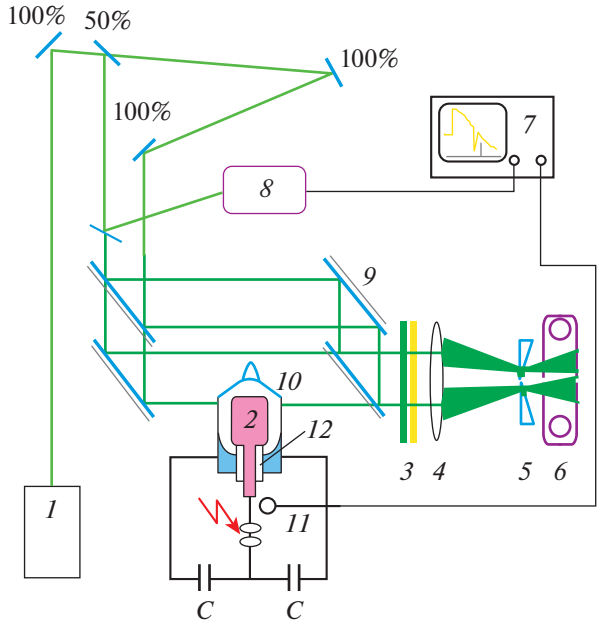


Рис. 1. Схема эксперимента. *1* – Nd:YaG лазер, *2* – анод, *3* – фильтры, *4* – объектив “Калейнар-3б”, *5* – кварцевые клинья, *6* – фотоаппарат, *7* – осциллограф, *8* – фотодиод, *9* – зеркала интерферометра, *10* – плазменная оболочка, *11* – магнитный зонд, *12* – изолятор.

ли бы удалось в измерениях приблизиться к моменту ее возникновения. В предыдущих наших экспериментах мы использовали однокадровый вариант лазерного зондирования разряда. Скорость струи измерялась по разнице положений ее фронта в известные моменты времени относительно особенности в разных выстрелах, что, в общем-то, было оправданным при достаточно хорошей повторяемости динамики разряда: ±10 нс. Ближе к особенности погрешность вычисления скорости уже приближалась к 100%. Поэтому был выбран двухкадровый вариант интерферометрии в одном выстреле. Для этого лазерный зондирующий луч разделялся на два, один из них отставал относительно другого на регулируемую разницу их оптических путей.

Другой целью данной работы было проследить эволюцию разряда после развала пинча и появления особенности. Дело в том, что в нашей работе [11] было обнаружено, что на этой стадии образуется новый плазменный столб, быстро растущий вверх и догоняющий ударную волну. Его воздействие на опытные образцы, располагаемые на оси разряда до сих пор не изучено. Ниже мы приведем новые результаты по изучению этого образования.

По поводу терминов: плазменную струю в наших экспериментах правильнее было бы называть плазменным сгустком из-за ее сравнимых продольных и поперечных размеров, но в литературе уже устоялся термин “плазменная струя”, введенный еще Филипповым [2]. Мы будем именовать этот плазменный объект и так, и так, исходя лишь из стилистики изложения. Как и принято мы будем называть острый выброс на производной разрядного тока – особенностью; токовую скинированную плазменную оболочку разряда – просто токовой оболочкой; перетяжку на плазменном столбе, возникающую вследствие развития, Рэлей-Тэйлоровской неустойчивости – перетяжкой.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты были выполнены на установке ПФ-4 “Тюльпан” (ФИАН), представляющей собой электроразрядное устройство типа плазменный фокус с полусферической геометрией электродов. Диаметр медного анода 30 мм, медного катода – 50 мм. Полная емкость батареи C = = 48 мкФ, рабочее напряжение 12 кВ не менялось в течение всех выстрелов установки, энергия емкостного накопителя 3.5 кДж, характерное время нарастания тока 3 мкс, максимальный ток разряда при данном напряжении – 0.3 МА. Рабочий газ – азот и аргон при давлении около 1 Торр.

Плазма зондировалась излучением второй гармоники Nd:YaG лазера с энергией порядка 100 мДж, длительностью импульса 5 нс, длиной волны 0.53 мкм. Лазерный импульс разделялся на два, один из них задерживался относительно другого зеркалами на интервалы: 5 нс, 18 нс и 46 нс по нашему выбору. Интервал между моментом прохождения первого луча через плазму и мини-

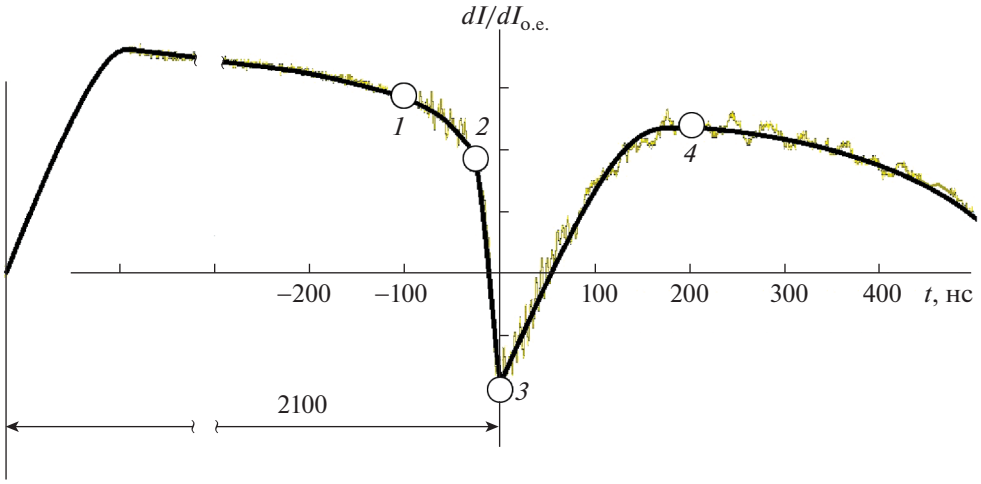


Рис. 2. Осциллограмма производной тока с отложенными на ней характерными фазами разряда. Точка *1* (−100...−150 нс) – момент выхода конической токовой оболочки на торец анода, начало ее схождения к оси разряда. Точка *2* (−25...20 нс) – начало фазы сжатия цилиндрической токовой оболочки, образование пинча. Точка *3* (0 нс) – минимум особенности, развал пинча. Точка *4* (+200...+300 нс) – образование на оси новой токовой оболочки.

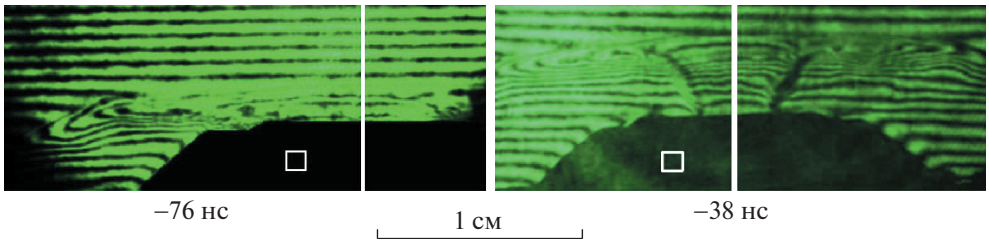


Рис. 3. Выход на торец и схождение токовой конической оболочки. Белая тонкая линия – ось разряда. Размер квадратиков −1 мм. Рабочий газ азот.

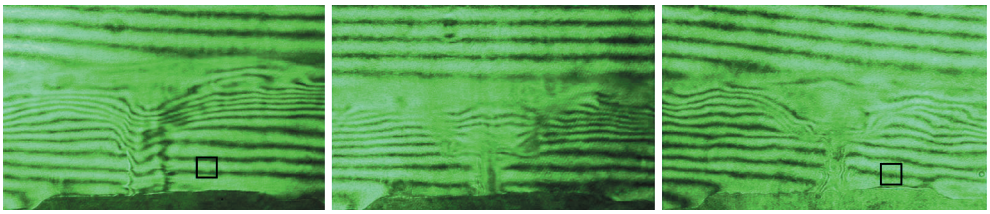
мумом особенности на производной тока определялся по показаниям фотодиода и магнитного зонда на осциллографе Tektronix TDS 3054C с полосой пропускания 500 МГц.

Плазменный фокус был встроен в одно из плеч интерферометра Маха–Цендера. Интерферограммы регистрировались на цифровом фотоаппарате “Canon EOS 650D”, подробнее в работе [10]. Для пространственного разделения кадров на ПЗС-матрице фотоаппарата использовались клинья из кварца, устанавливаемые в фокальной плоскости длиннофокусного объектива “Калейнар-3б 2.8/150” (рис. 1).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

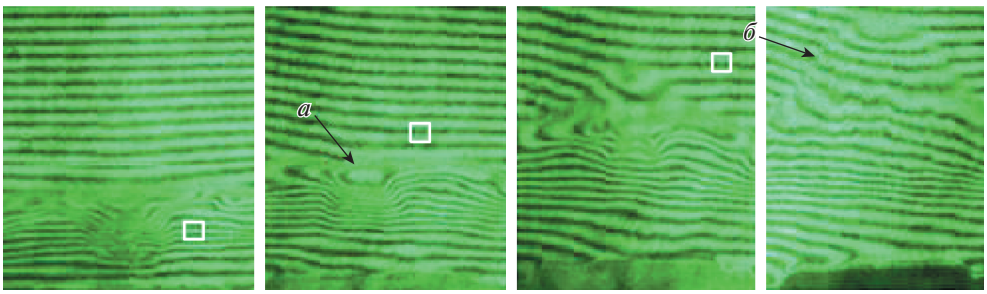
3.1. Образование струи

Лазерно-оптические измерения проводились в первом и втором полупериоде разряда от момента выхода токовой оболочки на торец анода. В первом полупериоде обнаружено, что этот момент опережает минимум особенности тока на 100−150 нс – точка *1* на рис. 2. Ей предшествует пологий линейный спад производной тока. В интервале 1−2 скорость спада увеличивается в 20 раз и объясняется резким увеличением индуктивности конической части токовой оболочки рис. 3. Такая форма оболочки наблюдается вплоть до ее схлопывания вблизи момента *2*, где ее форма приобретает цилиндрический вид. На всем протяжении фазы схождения *1–2* никаких осевых выбросов плазмы не наблюдается. Резкое (еще в 10−20 раз) увеличение скорости спада производной тока после момента *2* сопровождается радиальным торможением плазменного столба и его обретением цилиндрической формы рис. 4. На этой стадии (*2–3*) мы также не наблюдали осевых течений плазмы. Плазменные образования, распространяющиеся в осевом направлении зафиксированы после развала пинча и прохождения минимума производной тока рис. 5. Обнаружены плазменные сгустки первоначальным размером порядка миллиметра, плотностью более 10^{19} см$^{-3}$,



–26 нс –14 нс –12 нс

Рис. 4. Фаза сжатия. Рабочий газ азот. Размер квадратиков – 1 мм.



4 нс 10 нс 20 нс 38 нс

Рис. 5. Фаза развала пинча. Регистрация плазменного сгустка (а) и ударной волны (б). Рабочий газ азот. Размер квадратиков – 1 мм.

летящие вдоль оси вверх (рис. 1) от анода со скоростью выше 10^7 см/с. Сгусток рождал колоколообразную ударную волну, распространяющуюся в рабочем газе над токовой оболочкой аналогично [14–17]. Со временем сгустки расширялись, их плотность и скорость падала – рис. 6.

Скорость струи рассчитывалась исходя из момента регистрации интерференционной картины относительно момента особенности:

– *особенность внутри временного интервала между кадрами*. Первый кадр указывал место появления перетяжки. Путь пройденной струей отсчитывался от места образования перетяжки и до переднего фронта струи на втором кадре. Время прохождения струей этого пути измерялось от минимума особенности;

– *особенность на производной тока до первого кадра*. Скорость струи определялась по разнице положений ее передних фронтов на обоих кадрах.

Измеренные таким способом величины скоростей привязывались на графиках к серединам указанных промежутков времени. То есть это средние значения скорости в заданном временном интервале.

При вычислениях скорости в первом случае мы в грубом приближении полагали, что момент обрыва тока и момент рождения струи совпадает с минимумом производной тока. Это допущение справедливо на сравнительно больших интервалах времени порядка десятков наносекунд и более. Ситуация, конечно, сложнее и довольно подробно рассматривается в [18]. Очевидно, что струя рождается несколько ранее разрыва плазменного столба. Наилучшее совпадение обоих методов расчета скорости струи происходит при допущении, что генерацию опережает разрыв плазменного столба на 2 нс.

Измеренная таким образом скорость струи в первые 10 нс после ее образования оказалась около 5×10^7 см/с, что соответствует кинетической энергии иона азота 18 кэВ.

Для материаловедческих исследований, проводимых на этой установке [5, 6] важен такой параметр как плотность потока энергии, переносимой плазменным потоком, на пути которого установлены испытуемые образцы на расстоянии 3–8 см от анода. Оценим эту величину плотности потока на верхнем краю диагностического окна на максимальном расстоянии 3 см, еще доступном для наблюдения. На графиках рис. 6 это расстояние соответствует 40–50 нс. На рис. 5 толщина токовой оболочки около 1 мм, плотность ионов в ней при 3–4-кратной ионизации (температура плазмы сравнима с направленной кинетической энергией) – 10^{17} см$^{-3}$ = 10^{14} мм$^{-3}$, каждый ион азота при скорости 10^7 см/с (рис. 6) обладает кинетической энергией около 1 Кэв ~2×10^{-16} Дж. Кубик миллиметровых размеров та-

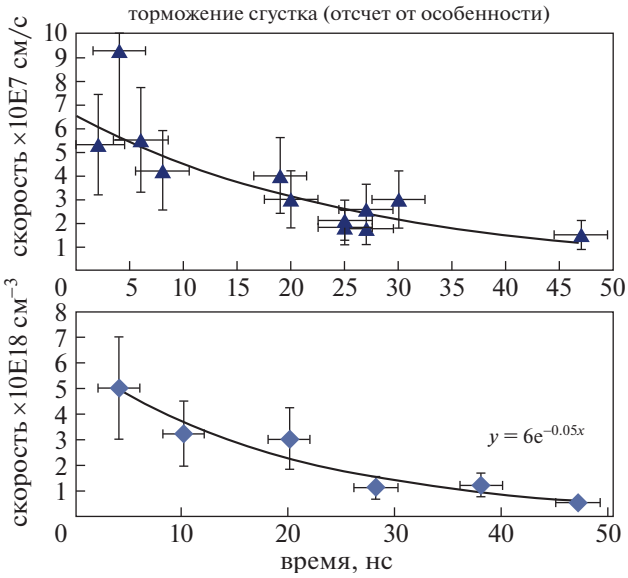


Рис. 6. Динамика торможения плазменного сгустка.

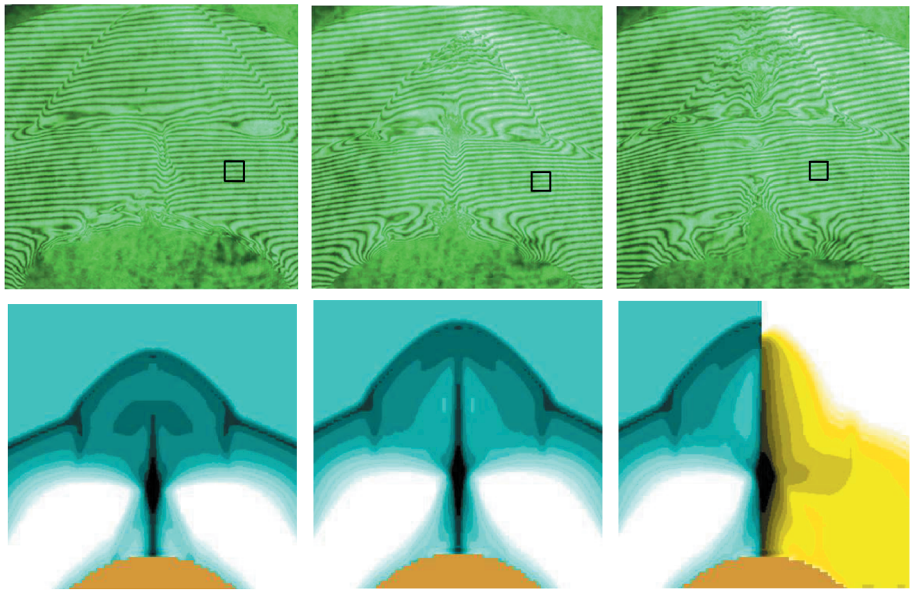


Рис. 7. Проникновение плазменного столба внутрь купола ударной волны. 200–300 нс после особенности. Размер квадратика – 2 мм. Рабочий газ аргон. Верхний ряд – интерферограммы разряда. Нижний ряд – компьютерное моделирование, сравнимый временной диапазон. Плотность серого цвета пропорциональна плотности плазмы, за исключением правой половины правого изображения, где плотность серого пропорциональна величине магнитного поля.

кой плазмы будет обладать энергией около 0.02 Дж, соответственно интенсивность потока будет порядка 2×10^8 Вт/см^2.

Следует отметить, что в экспериментах на аргоне в качестве рабочего газа, сгусток был плотнее и компактнее, его начальная плотность превышала величину 10^{19} см$^{-3}$ [11]. В более ранних экспериментах на еще более тяжелом газе ксеноне [13] было видно, что струя еще плотнее, а передний фронт острее.

3.2. Аксиальный рост плазменного столба

Эта стадия разряда наряду с интерферограммами хорошо иллюстрируется компьютерной моделью, основы которой описаны в [19]. После об-

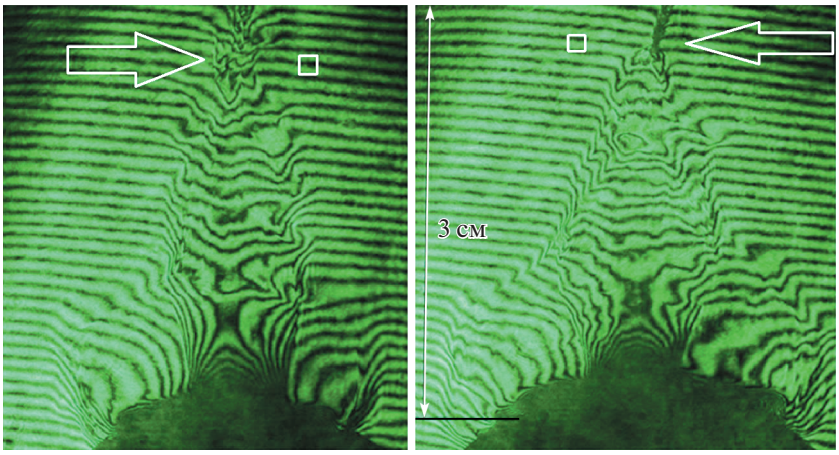


Рис. 8. Середина 1-го полупериода, размер квадратиков 1 мм, стрелки указывают перетяжки. Рабочий газ азот. Фрагменты снимков разрядов № 945 и 946.

рыва тока и распада пинча остаточная плазма через 200–300 нс (рис. 2 точка *4*) вновь сгребается и на оси формируется новый плазменный столб (рис. 7). Этот процесс не жестко привязан к особенности и может довольно широко (>100 нс) варьироваться от выстрела к выстрелу. Основание столба образует холодная плазма из ионов и атомов материала анода (медь). Выше основания находится плазма из ионов рабочего газа. Вершина столба проникает в полость, образованную ударной волной.

Кадры сделаны в разных выстрелах в указанном временном диапазоне. В некоторых наблюдается сращивание вершины столба с передним фронтом ударной волны – правый кадр (рис. 7), одновременно образуются новые разрывы плазменного столба. Плазменный столб догоняет ударную волну, поскольку последняя движется с торможением в рабочем газе, а токовую оболочку

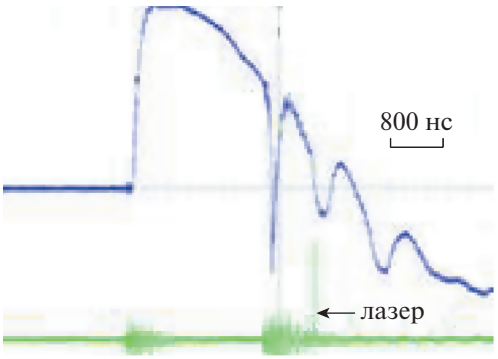


Рис. 9. Осциллограмма снимка № 945. Нижняя кривая – лазерный импульс, верхняя кривая – производная тока разряда. От лазерного импульса до второй особенности около 40 нс.

продолжает толкать вверх магнитное поле тока разряда. После смыкания плазменного столба с ударной волной образуется новое плазменное токонесущее образование, по форме напоминающее фонтан. Ниже мы будем называть его фонтанирующим пинчом.

Позднее ~300-й наносекунды ударная волна и вершина плазменного столба выходят за пределы поля наблюдения – рис. 8, осциллограмма разряда рис. 9. По-прежнему, в зависимости от образования на плазменном столбе перетяжек (рис. 8, указаны стрелкой) он распадается и вновь восстанавливается. Электронная плотность плазмы в перетяжке (рис. 8, правый снимок) около 3×10^{19} см$^{-3}$, её диаметр – 0.3 мм, радиальная скорость сжатия невелика – 3×10^6 см/с. Основание плазменного столба у анода имеет двухслойную структуру, где внутренний слой образован ионами материала анода (меди), а внешний – ионами рабочего газа. Ионы меди – вероятно, результат воздействия электронного пучка и плазменной струи.

3.3. Краткий обзор исследований динамики плазмы во втором полупериоде

Во втором полупериоде, при отрицательной полярности внутреннего электрода редко наблюдаемые особенности не бывают столь острыми как в первом полупериоде (рис. 12). Соответственно мы не видим и таких тонких перетяжек как в первом полупериоде. Возможно, это связано с изменившимся составом рабочего газа возможно, с меньшей амплитудой тока, в сравнении с первым полупериодом, и ток не дожимает на пинче перетяжку, генерирующую струю [11]. Характерный купол ударной волны не обнаружен ни в одном выстреле. На оси бывают видны плаз-

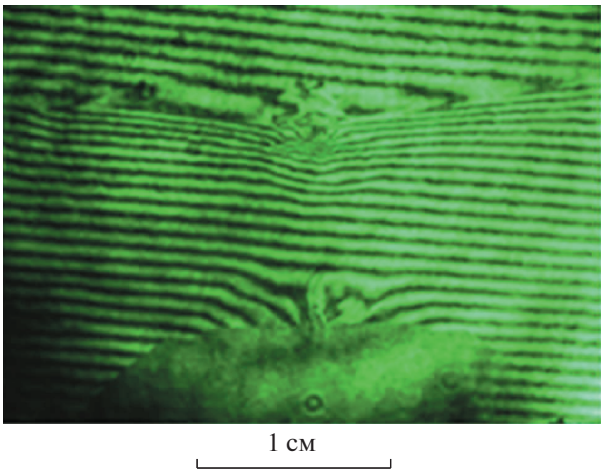


Рис. 10. Второй полупериод разряда, после особенности, плазменный столб уже распался (№ 955). Рабочий газ азот.

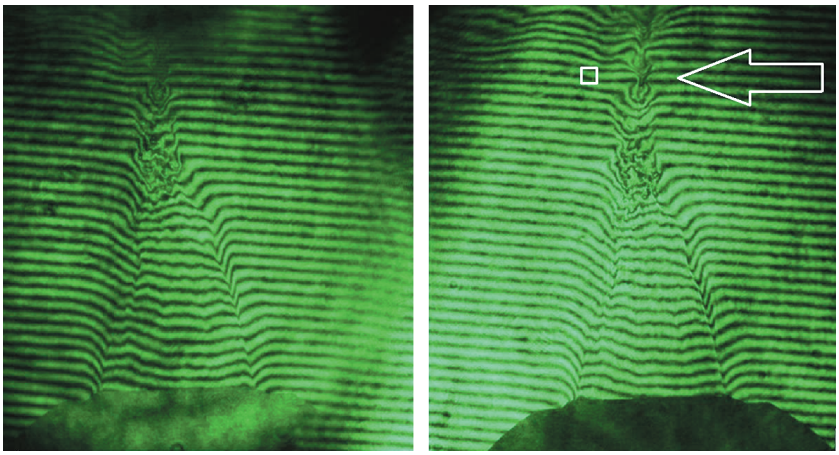


Рис. 11. Второй полупериод разряда № 957. Между кадрами 18 нс. Размер квадратика 1 мм. Рабочий газ азот. Осциллограмма производной тока приведена на следующем рисунке.

менные образования, двигающиеся вместе с обратной токовой оболочкой вверх, но со значительно меньшей скоростью, чем сгустки в первом полупериоде. Например, на рис. 10, скорость такого фрагмента около 4×10^6 см/с, его плотность $\sim 4 \times 10^{18}$ см$^{-3}$.

После обрыва столба, как и в первом полупериоде, образуется новый столб (рис. 11, осциллограмма разряда рис. 12) с некоторыми отличиями – в основании столба не наблюдаются пары и плазма из материала анода. Это можно констатировать по резко очерченному силуэту анода, сравните с рис. 8, относящейся к аналогичному моменту времени первого полупериода. Поэтому и плазменный столб имеет однослойную структуру, а его состав – только ионы рабочего газа. Плотность плазмы в перетяжке, отмеченной стрелкой, около 2×10^{19} см$^{-3}$ – величина, близкая к измеренной в первом полупериоде в этой области. Ток разряда в этот момент около половины максимального ~150 кА.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Отметим совпадение фазы укручения фронта особенности (на рис. 2 участок между точками *2* и *3*) с фазой радиального торможения токовой оболочки. То есть, при торможении и сжатия токовой оболочки, ее сопротивление, активное или индуктивное возрастает. В еще более яркой форме этот факт описан в работе [18], где фаза сжатия токовой оболочки совпадает с моментом минимума особенности тока. В наших экспериментах

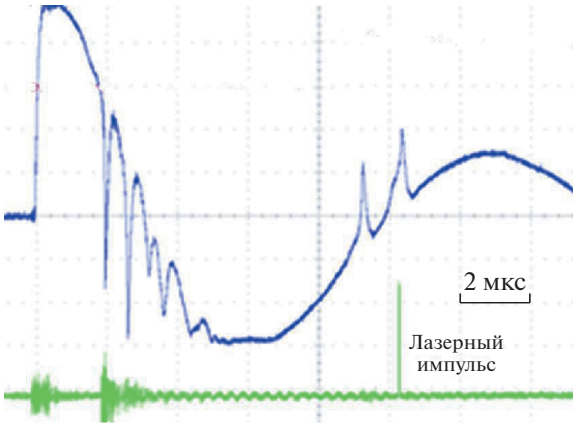


Рис. 12. Осциллограмма к снимку № 957. Нижняя кривая – лазерный импульс, верхняя кривая – производная тока разряда.

особенность находится в конце сжатия – начале развала пинча (рис. 4, 5).

Данные эксперименты подтвердили заключение работы [11] – плазменные аксиальные струи отсутствуют на стадии кумуляции токовой оболочки. Попробуем объяснить этот факт. Разделим эту стадию на фазу схождения токовой оболочки и на фазу ее сжатия.

Фаза схождения. После выхода токовой оболочки на торец анода она приобретает сверхзвуковую скорость в среде слабоионизованого рабочего газа, который либо сгребается ею либо проходит насквозь. Газ сжимаем, его тепловая скорость значительно ниже скорости набегающей оболочки, и он не отражается в осевом направлении от наклонной поверхности конической токовой оболочки. Поэтому нет существенных осевых движений вещества, кумуляция отсутствует. Как верно отмечено в [10]: “кумуляция в привычном понимании возможна для несжимаемого вещества, коим нельзя считать плазму”.

Фаза сжатия. Оценим основные параметры плазменного столба вблизи момента особенности в диапазоне –38 нс...0 нс, исходя из информации, отображенной на рис. 3, 4 и общих соображений:

– ток разряда 300 кА,

– радиальная скорость схождения токовой оболочки уменьшается с 10^7 см/с до нуля,

– радиус плазменного столба порядка 1 мм,

– электронная плотность, исходя из интерферометрии порядка 10^{19} см$^{-3}$,

– температура столба, исходя из соотношения Беннета [1] 300 эВ,

– средний заряд ионов $Z = 3$,

– толщина скин-слоя при классической проводимости [1] порядка 1 мм.

Важным в данном контексте является факт совпадения толщины скин-слоя и радиуса плазменного столба. Собственное магнитное поле разряда препятствует аксиальному движению плазмы, вмороженной в нее. Сделаем численные оценки вмороженности плазмы пинча, в котором однородно по всему сечению течет ток. Плазма считается замагниченой, когда ее электроны за время между двумя столкновениями с ионами успевают совершить один оборот в магнитном поле [1], иными словами, когда электронная циклотронная частота ω_{ce} больше частоты электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} = 1/\tau_{ei}$, т.е. $\omega_{ce}\tau_{ei} > 1$. Подставляя $\tau_{ei} = 5 \times \times 10^4 T^{3/2}/(n_e Z^2)$, $\omega_{ce} = eB/mc$, магнитное поле для аксиального течения тока $B = 0.2I/R$ [1], получим:

$$\omega_{ce}\tau_{ei} \sim 2\times10^{11} T^{3/2} I/(n_e R Z^2),$$

где R – радиус пинча в см, n_e – электронная плотность в см$^{-3}$, I – ток разряда в А, T – температура плазмы в эВ, m – масса электрона, e – заряд электрона, c – скорость света. Типичные параметры для сжатия (рис. 4): $R = 0.1$ см, $I = 300$ кА, $T = 100$ эВ, $n = 10^{19}$ см$^{-3}$, $Z = 3$ тогда $\omega_{ce}\tau_{ei} = 10$. При однородном течении тока, как известно, магнитное поле линейно растет от оси. Поэтому в пинче остается незамагниченной плазма (то есть $\omega_{ce}\tau_{ei} < 1$) лишь в небольшой области вблизи оси с размерами менее $R/10$, соответственно с объемом менее сотой части объема пинча. Таким образом, грубые оценки допускают возможность замагниченности плазмы практически во всем объеме плазменного столба на фазе сжатия. То есть можно предположить, что собственное магнитное поле протекающего через пинч тока будет препятствовать распространению аксиальных течений плазмы.

Таким образом, возможно, аксиальные струи не наблюдаются в процессе схождения и сжатия

токовой оболочки по трем причинам: сжимаемость рабочего газа, сверхзвуковое движение оболочки и вмороженность плазмы.

Лишь вблизи момента обрыва тока, перезамыкание магнитных силовых линий, способствует рождению магнитно-плазменных образований [14], способных распространяться в осевом направлении.

Наблюдаемая нами динамика образования плазменных струй близка к описываемой в модели адиабатического сжатия плазменного столба, изложенной Вихревым, например, в работе [12]. Здесь процесс вытекания плазмы из перетяжек является ключевым механизмом сжатия и нагрева плазменного столба, а кинетическая энергия ионов струи сравнима с температурой плазмы столба ~10 кэВ. В наших экспериментах мы зарегистрировали скорость плазменных сгустков на уровне 5×10^7 см/с, что соответствует кинетической энергии 18 кэВ.

После первого обрыва тока и возникновения ударной волны выявлена новая компонента аксиального плазменного потока. Это быстро растущий плазменный столб разряда. До сих пор полагалось, что на образцы воздействуют лишь ударная волна и плазменная струя [2, 10, 15]. Скорость аксиального роста плазменного столба лежит в диапазоне между скоростью ударной волны ~10^7 см/с и аксиальной скоростью токовой оболочки ~5×10^6 см/с. Измерения, описанные выше, показали наличие на растущем плазменном столбе перетяжек с плотностью плазмы в них порядка 10^{19} см$^{-3}$. Если допустить, что через эту колонну протекает весь ток (300 кА) или хотя бы большая часть тока разряда, то в перетяжке температура должна быть порядка 100 эВ, магнитное давление – 10^4–10^5 атм, часть его энергии может передаться образцу. Механизм передачи не изучен. Аналогичные процессы роста столба наблюдаются и во втором полупериоде разряда.

Распространение фонтанирующего пинча и развитие на нем перетяжек приводят к его разбиению на отдельные сгустки, с вмороженным в них магнитным полем. Похожие плазменные образования, наблюдались в работе [14] на мощном мэйзеровском фокусе. Возможно, этот же механизм лежит и в образовании светящихся сгустков, наблюдаемых на значительных расстояниях в мегаджоульном филипповском фокусе [16, 17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерена начальная скорость плазменной струи, создаваемой в килоджоульной установке типа плазменный фокус. В первые 10 нс после ее образования средняя величина скорости около 5×10^7 см/с, что соответствует кинетической энергии около 18 кэВ для ионов азота. Динамика струи согласуется с моделью адиабатического нагрева перетяжек в разрядах типа плазменный фокус [12], а порядок упомянутых величин совпадает с экспериментом.

По всей видимости, на тестируемые образцы, устанавливаемые в материаловедческих экспериментах [4–6] воздействуют не ударная волна, сопровождающая плазменный сгусток и не сам сгусток, быстро теряющий скорость и плотность, а фонтанирующий пинч. Его динамика пока малоизучена.

Работа выполнена в рамках госзадания, темы № 0023-2019-0006 и 0023-2019-0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. М.: Атомиздат, 1961.
2. *Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А.* / Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. акад. М.А. Леонтовича М. Изд-во АН СССР, 1958. Т. 4. С. 170.
3. *Mather J.W., Williams A.I.* // Phys. Fluids, 1966. V. 9. P. 2080.
4. *Morozov E.V., Maslyaev S.A., Demin A.S., Pimenov V.N., Gribkov V.A., Dyomina E.V., Lazarev E.M., Gordeev A.S., Sasinovskaya I.P., Lyakhovitsky M.M., Sinitsyna O.V.* // Inorganic Materials: Applied Research, Т. 7. № 5. С. 796.
5. *Mikhailov Boris P., Mikhailova Alexandra B., Borovitskaya Irina V., Nikulin Valerii Ya., Peregudova Elena N., Polukhin Sergei N. and Silin Pavel V.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 80 20601 (2017). https://doi.org/10.1051/epjap/2017170141
6. *Mikhailova Galina, Antonova Landysh, Borovitskaya Irina, Krokhin Oleg, Majorov Alexey, Mikhailov Boris, Nikulin Valeriy, Silin Pavel, and Troitskii Alexey* / Phys. Status Solid i C 10. № 4. P. 689–692 (2013). https://doi.org/10.1002/pssc.201300697
7. *Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П.* // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. Вып. 5(11). С. 135.
8. *Филиппов Н.В., Каракин М.А., Крауз В.И.* // Прикладная физика. 1999. № 5. С. 43.
9. *Gribkov V.A.* //2015. Plasma Phys. Control. Fusion 57 065010. https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/6/065010
10. *Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017. Т. 40. Вып. 1. С. 21. https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-1-21-35
11. *Полухин С.Н., Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 99–109.
12. *Вихрев В.В., Королев В.Д.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 397. https://doi.org/10.1134/S1063780X07050029
13. *Полухин С.Н., Джаманкулов А.М., Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 12. С. 54. https://doi.org/10.1134/S1063780X16120072

14. *Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П.* // Астрон. журн. 2019. Т. 96. № 2. С. 156. https://doi.org/10.1134/S0004629919020051

15. *Баронова Е.О., Башутин О.А., Вихрев В.В., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Елисеев С.П., Крауз В.И., Мироненко А.Д., Никулин В.Я., Раевский И.Ф., Савелов А.С., Саранцев С.А., Силин П.В., Степаненко А.М., Какутина Ю.А., Душина Л.А.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 9. С. 815.

16. *Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мялтон В.В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016. Т. 39. Вып. 2. С. 58.

17. *Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В.* // Астрон. журн. Т. 94. № 2. С. 1.

18. *Ананьев С.С., Суслин С.В., Харрасов А.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 201. Т. 4. Вып. 3. https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-2-37-48

19. *Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rosanova G.A.* // Nucl. Fusion. 1993.V. 33. № 2. P. 311.

EDN: LAKWXG
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 338–344

ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

УДК 537.533;537.534;519.6

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ЭЛЕКТРОНОВ PIC-КОДОМ

© 2022 г. В. Т. Астрелин[a], *, В. П. Тараканов[b], **

[a] *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
[b] *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*
**e-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su*
***e-mail: karat8tarak@gmail.com*

Поступила в редакцию 17.12.2021 г.
После доработки 25.12.2021 г.
Принята к публикации 25.12.2021 г.

В двумерной плоскопараллельной геометрии методом “частиц в ячейках” проведено численное моделирование плазменного эмиттера электронов с щелевой эмиссионной апертурой. Рассмотрены случаи различных соотношений размеров апертуры и дебаевской длины. Получена качественная картина формирования слоев на границе плазмы внутри катодного электрода источника электронного пучка, и в области эмиссионного отверстия. Показано, что при вытекании плазмы через эмиссионное отверстие происходит разделение ее компонент на потоки электронов и ионов в области отверстия. При вытеснении плазмы за габариты катодного электрода происходит облучение ионами плазмы его наружной поверхности. Продемонстрировано нарушение больцмановского распределения частиц при возникновении их потокового движения. Отмечена необходимость кинетического подхода при моделировании эмиссии электронов из плазмы и их ускорении.

Ключевые слова: плазменный эмиттер электронов, электронный пучок, численное моделирование, KAPAT

DOI: 10.31857/S0367292122040023

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники пучков заряженных частиц на основе плазменных эмиттеров давно и успешно применяются для генерации ионных и электронных пучков [1]. Это вызвано относительной простотой конструкции таких эмиттеров, их потенциальными возможностями для получения больших токов и низкой требовательностью к вакуумным условиям. Поскольку оптика таких источников в качестве одного из электродов содержит эмитирующую поверхность плазмы, обычно для расчета их оптики используется численное моделирование.

Эмиттер ионов. Моделирование плазменного эмиттера ионов больших затруднений не вызывает. Плазма газового разряда зажигается внутри металлического объема, из которого ионы выходят через эмиссионное отверстие. В состоянии равновесия электронный и ионный токи, уходящие из плазмы, равны. Это происходит за счет установления положительного (называемого “плавающим”) потенциала плазмы, ограничивающего выходящий из нее электронный ток. Между плазмой и стенками плазменного объема возникает положительно заряженный слой, еще называемый пристеночным или приэлектродным слоем. Его толщина составляет несколько дебаевских длин. В нем электрическое поле направлено от плазмы к стенкам, так что плотность электронов к стенке уменьшается, а ионы ускоряются. Поле такого же направления ускоряет ионы, вышедшие через эмиссионное отверстие в ускорительный зазор источника пучка, и отражает электроны плазмы, формируя тем самым дебаевский слой на ее границе. Плотность ионного тока на стенки и тока через отверстие практически одинакова. По этой причине величина токоотбора ионов из плазмы через отверстия не влияет на ее параметры. В случае плазмы с температурой ионов, пренебрежимо малой по сравнению с температурой электронов, плотность ионного тока определяется формулой Бома [2], а скорость ионов, входящих в дебаевский или ионный слой из плазмы, равна ионно-звуковой. Если толщина слоев мала по сравнению с характерными размерами элементов плазменного сосуда, то для описания слоев применимы хорошо известные одномерные модели плазмы. При двумерном моделировании источника ионов их использование позволяет сравнительно просто найти положение

и форму поверхности плазмы и рассчитать характеристики эмитируемого из нее ионного пучка [3].

Эмиттер электронов. В отличие от ионного эмиттера, эмиссия электронного потока с поверхности катодной плазмы через отверстие может заметно повлиять на параметры плазмы и условия, определяющие ток эмиссии. Детальный анализ такого влияния приведен в обзоре [1]. Эмиссия электронного тока из плазмы изменяет баланс выходящих из нее токов, и влияет на потенциал плазмы, повышая его. Потенциал устанавливается на уровне, при котором электронный ток на стенки плазменного объема уменьшается на величину эмиссионного тока. Влияние потенциала плазмы на структуру ее эмиссионной зоны предполагается рассмотреть в дальнейшем. Пока, для простоты, будем считать, что потенциал не изменяется, полагая, что площадь стенок плазменного объема достаточно велика по сравнению с площадью катодного отверстия. Поэтому потенциал плазмы, как и выше, определяется пристеночным ионным слоем. В этом случае в источнике электронного пучка условия эмиссии электронов зависят от потенциала анода (коллектора электронов) и, главным образом, от соотношения диаметра катодного отверстия и толщины пристеночного слоя. Когда они сопоставимы, а граница плазмы находится внутри катодного объема, минимум потенциала на оси отверстия принимает промежуточное значение между потенциалом плазмы и потенциалом катодного электрода в результате суперпозиции ускоряющего поля анода и поля пристеночного слоя ([1], с. 344). Далее по направлению к аноду потенциал на оси нарастает, а минимум потенциала образует потенциальный барьер для электронов. В результате электронный поток через отверстие ограничивается этим барьером. При увеличении потенциала анода или диаметра отверстия высота барьера понижается, плотность тока эмиссии через барьер растет. Там, где потенциал барьера сравнивается с потенциалом плазмы, рост прекращается, достигнув предела — хаотической плотности электронного тока из плазмы $j_e = en_0(T_e/2pm)^{1/2}$ в стандартных обозначениях. В этой области устанавливается так называемый режим открытой плазменной границы, при котором потенциал монотонно нарастает от плазмы к коллектору. На поверхности плазмы электрическое поле направлено от коллектора к плазме.

Теоретическое описание основных закономерностей в плазменном эмиттере электронов рассматривалось ранее в работах [4, 5] с учетом параметров источников питания. В них рассматривались случаи эмиссии с открытой поверхности плазмы и слоевого ограничения эмиссии с использованием формул, описывающих одномерные модели.

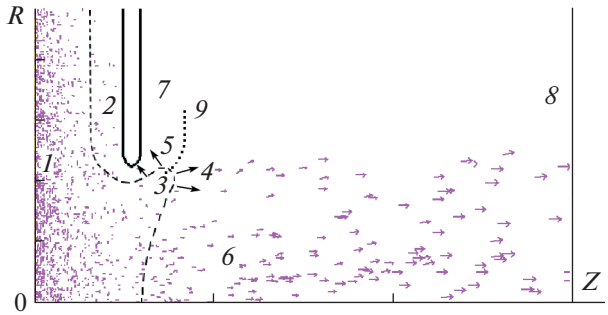


Рис. 1. Предполагаемая схема формирования границы плазмы на краю эмиттера: *1* — газоразрядная плазма; *2* — ионный слой плазма–электрод; *3* — плазменный “язык”; *4* — эмитированные электроны и *5* — ионы; *6* — электронный пучок; *7* — эмиссионный (катодный) электрод; *8* — коллектор электронов (анод); 9 — эквипотенциальная линия; точками и стрелками показаны макрочастицы (электроны) и их скорости.

В обоих случаях, как ионного, так и электронного эмиттера, поверхность плазмы формируется электрическим полем, отражающим обратно в плазму или электроны, или ионы соответственно. Однако при переходе от пристеночного слоя между плазмой и стенкой катодного электрода к дебаевскому слою в плазме напротив отверстия в электроде нормальная к поверхности плазмы компонента электрического поля E_n меняет знак. В этой области плазма могла бы распространяться вдоль эквипотенциальной поверхности без ограничений, образуя плазменный “язык”. Но при ее проникновении в ускорительный зазор между катодом и коллектором эта плазма будет терять частицы — ионы, уходящие на катодный электрод и электроны, ускоряемые в сторону анода. Ожидаемая картина в R–Z-координатах для осесимметричного случая схематически показана на рис. 1.

Уменьшение плотности вытекающей плазмы за счет потерь (потоки *4* и *5* на рис. 1) должно приводить к увеличению в ней дебаевской длины до размера, сопоставимого с толщиной “языка” и проникновению поля в плазму, разделяющего на части ее остатки. Этот механизм будет ограничивать глубину распространения периферийной плазмы в ускорительный зазор и связанные с “языком” искажения структуры электрического поля на периферии формируемого электронного пучка. При значительном выдвижении плазмы за пределы эмиссионного отверстия, как показано на рис. 1, возможно попадание ионов на наружную поверхность эмиссионного электрода, обращенную к аноду, с выбиванием вторичных электронов, что может приводить к развитию ла-

винных процессов в катод-анодном зазоре и электрическому пробою диода. Поэтому представляет практический интерес распределение потока ионов по поверхности эмиссионного катодного электрода в разных режимах работы эмиттера. Предварительного численного анализа также требует искажение электрического поля на границе ускоряемого электронного потока, которое может оказаться причиной образования “гало” электронов на краю пучка.

В случае отверстия большого диаметра основная часть поверхности эмитирующей плазмы будет находиться в режиме открытой плазменной границы. Но такой режим работы источника для генерации электронного пучка неустойчив ([1], с. 347), поэтому на практике для генерации квазистационарных сильноточных пучков чаще используется стабилизация поверхности плазмы мелкоячеистой металлической сеткой [5], закрывающей эмиссионное отверстие плазменного объема. Размеры ячеек сетки должны быть сопоставимы с толщиной пристеночного слоя, чтобы обеспечить режим слоевой (сеточной) стабилизации эмиссии. С учетом этого численное моделирование источников с размерами эмиссионных отверстий, сравнимых с дебаевской длиной в эмитирующей плазме, становится практически важным.

В общем случае, моделирование источника электронного пучка на основе плазменного эмиттера представляет и практический и теоретический интерес. Для разработки управляемых мощных устройств важно определить зависимость характеристик генерируемых пучков от параметров источника, а для оценки потенциальных возможностей используемых методов формирования пучков необходимо понимание физических законов и процессов, на которых эти методы основаны. С этих позиций оптимальным является численное моделирование, основанное “на первых принципах”. Одним из таких кодов является электродинамический код КАРАТ [6], использующий метод “частиц в ячейках” (PIC). Он и был выбран для решения поставленной задачи. Учитывая квазистационарность постановки задачи, моделирование проводилось в потенциальном приближении.

В рассматриваемой модели методом численного моделирования PIC предполагается провести первичный анализ процессов, происходящих при формировании электронного пучка в системе с плазменным эмиттером. При параметрах системы, близких к реальным, рассматривается механизм ограничения расширения плазмы в область ускорения электронного пучка и распределение потоков частиц по поверхностям.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ЭЛЕКТРОНОВ

Для численного анализа поведения потоков компонент плазмы использована геометрия системы, аналогичная приведенной на рис. 1. Для наглядности и упрощения анализа была взята плоская X–Z-геометрия с плоскостью симметрии при $X = 0$. На наружной границе $X = 1.5$ см между электродами задавалось линейное распределение потенциала. Размеры, положение, потенциалы электродов и параметры плазмы выбирались такими, чтобы получить разные соотношения дебаевской длины в плазме и размера эмиссионного отверстия. Самосогласованная задача решалась методом установления процесса заполнения системы плазмой за время ~600 нс с шагом около 10^{-2} нс. За это время число макрочастиц, моделирующих электроны, в системе возрастало до ~50000 и частиц, моделирующих ионы, до ~30000, выходя на насыщение. Шаги сетки, в которой вычислялись плотности заряда и электрические поля, составляли 0.01 см по обеим координатам, что позволяло получить нужную точность вычислений. Проводился контроль по сходимости решения и выполнению законов сохранения.

На границе $Z = 0$ в интервале $X = 0$–1.2 см задан источник частиц, моделирующий входящий в систему поток изотропной плазмы. Плазма с плотностью $n_0 = (1–30) \times 10^8$ см$^{-3}$ содержит тепловой поток протонов с температурой $T_i = 1$ эВ и электронов с $T_e = 10$ эВ. Соответственно, дебаевская длина в ней составляет $r_D = 0.23–0.042$ см. Плавающий потенциал плазмы был принят равным $\varphi_p = +30$ В (см. ниже) относительно заземленного эмиссионного (катодного) электрода толщиной 0.4 см, расположенного на $Z = 1$–1.4 см. Нижний край электрода с радиусом кривизны 0.2 см опущен до $X = 0.45$ см, так что с учетом симметрии системы ширина эмиссионной щели равна 0.9 см. Коллектор электронного пучка, выполняющий роль анода, находится на координате $Z = 3.5$ см. Его потенциал задавался равным $U = 300$ и 700 В, что совместно с изменением плотности плазмы позволяло смещать границу плазмы как наружу так и внутрь плазменного объема электрическим полем диода.

Предварительный анализ показал, что в такой постановке осталась неопределенность в задании параметров ионов и потенциала плазмы. Действительно, в теории Бома [2], разработанной для пристеночного слоя “плазма–металл” был получен режим движения холодных ионов, в котором ионы входят в дебаевский слой, уже набрав ионно-звуковую (бомовскую) скорость $c_S = (T_e/M)^{1/2}$ в предслое. Отсюда находится плотность ионного тока как $j_i = enc_S$. Перепад потенциала в предслое составляет $\Delta\varphi = T_e/2e$, а плотность плазмы на входе в

дебаевский слой — $n \sim n_e = n_0 \exp(-0.5) \sim 0.6n_0$. Из условия равенства токов

$$j_i \sim 0.6en_0(T_e/M)^{1/2} = j_e = \\ = en_0\left(\frac{T_e}{2\pi m}\right)^{1/2} \exp(-e\varphi_p/T_e)$$

плавающий потенциал плазмы φ_p равен

$$\varphi_p = -T_e \ln\left[0.6\left(\frac{2\pi m}{M}\right)^{1/2}\right] \approx 3.35T_e = 33.5 \text{ В}.$$

Здесь и далее e — элементарный заряд, m и M — массы электрона и протона.

С учетом конечной температуры ионов, принимая ионно-звуковую скорость равной $((T_e+T_i)/M)^{1/2}$, получим $\varphi_p = 33$ В. Для моделирования потенциал плазмы округлялся до 30 В. Напомним, что площадь эмиссионного отверстия здесь предполагалась достаточно малой по сравнению с площадью стенок плазменного объема, чтобы считать вклад тока электронного пучка в баланс токов из плазмы незначительным.

В объеме плазмы, расположенном напротив эмиссионной щели, ситуация обратная — выходящие к поверхности плазмы ионы не набирают бомовскую скорость, а отражаются электрическим полем, давая дополнительный вклад в объемный заряд. Электроны движутся в потоковом режиме, ускоряясь при выходе из плазмы и образуя электронный пучок. Ионы и электроны вносят, соответственно, иные зарядовые вклады в плазму и слой, чем в пристеночном слое. Как следствие, здесь локальный потенциал плазмы может отличаться от потенциала основного объема плазмы. Это, как и неоднородность потенциала у кромки катодного электрода, должно приводить к появлению электрических полей и потоков частиц в плазме, выравнивающих потенциалы, с соответствующим изменением их функций распределения по скоростям. Для возможности проявления этих процессов при моделировании расстояние между источником плазмы и катодным электродом (1 см) выбрано больше максимальной дебаевской длины в плазме, равной 0.23 см. Потенциал плазмы и функции распределения частиц с нулевой средней скоростью принимались одинаковыми по всей границе, генерирующей потоки изотропной неизотермической плазмы, а начальная бомовская скорость для ионов не задавалась. Можно ожидать, что до входа в ионный слой ионы наберут среднюю скорость, близкую к бомовской, а потоки электронов и ионов перед входом в эмиссионную щель самосогласованно перестроятся под действием электрических полей в плазме.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Было просчитано несколько вариантов системы. Для первого варианта выбраны следующие параметры. Плотность плазмы $n_0 = 10^8$ см$^{-3}$, потенциал анода $U = 700$ В, потенциал плазмы $\varphi_p = +30$ В. Для этого случая дебаевская длина равна 0.23 см и на длине от источника плазмы до катодного электрода (1 см) помещается около 4 дебаевских длин. Полуширина эмиссионного отверстия (0.45 см) соответствует двум дебаевским длинам.

Некоторые результаты моделирования этого варианта приведены на рис. 2 в виде частично отредактированных screenshot'ов. Эквипотенциальные линии (рис. 2а) построены от $\varphi = 5$ до 45 В с интервалом 5 В. В области эмиссионного отверстия вблизи плоскости симметрии они имеют почти гиперболический характер. От границы — источника плазмы, $Z = 0$, — потенциал от $\varphi = +30$ В спадает до нуля к катодному электроду и до $\varphi \sim 23$ В в седловой точке ($X = 0$, $Z \sim 0.55$ см). Далее от катодного электрода и седловой точки потенциал нарастает до +700 В на коллекторе. Такое распределение потенциала и соответствующего ему электрического поля приводит к следующим результатам.

Зазор между источником частиц и эмиссионным электродом ($Z = 1$ см) представляет собой ионный слой с преобладающим продольным электрическим полем $E_z > 0$, в котором ионы уходят на электрод, а плотность электронов к электроду падает практически до нуля (рис. 2б, в). В области эмиссионной щели ($X = 0.2$–0.5 см) преобладает поперечное электрическое поле $E_x > 0$, направленное к катодному электроду. Под действием этого поля плазменный поток, входящий в эмиссионную щель, разделяется: электроны ускоряются к плоскости симметрии $X = 0$ (рис. 2в), а ионы — к электроду. При $X \sim 0$ где $E_x \sim 0$, ионы не выходят за область, ограниченную потенциальными линиями 30–35 В, (рис. 2б), поскольку они генерируются при потенциале 30 В с низкой температурой 1 эВ и при $X \sim 0$ их поперечные скорости малы. При $X > 0.2$ см в области между эквипотенциалью 30 В и электродом ионов практически нет из-за их удаления электрическим полем, еще перед щелью сформировавшим поперечный ионный поток на электрод. Важно, что если при $X \sim 0$ еще можно ожидать больцмановского распределения ионов по потенциалу, то около катодного электрода оно не выполняется

Наблюдаемая на рис. 2 картина определяется следующими факторами. Во-первых, ширина межэлектродной щели сопоставима с дебаевской длиной (рассчитанной по невозмущенной плазме!) и толщиной ионного слоя. Во-вторых, величина анодного потенциала достаточно велика, чтобы эквипотенциаль с потенциалом, равным

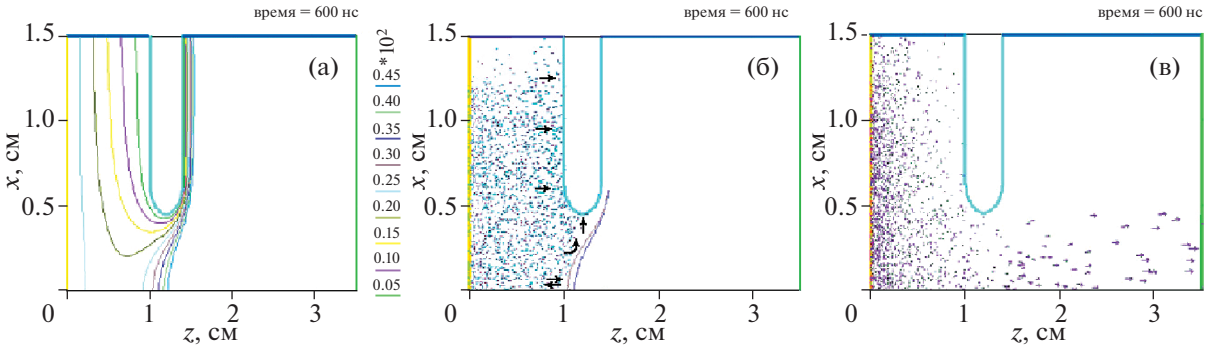


Рис. 2. Распределение потенциалов и частиц в диоде с плазменным эмиттером электронов; плотность плазмы $n = 10^8$ см$^{-3}$, потенциал анода $U = 700$ В: эквипотенциальные линии (а); распределение ионов и эквипотенциали 30 и 35 В, стрелками схематически показаны направления потоков ионов (б); распределение и скорости электронов (в).

плавающему потенциалу плазмы, при $X \sim 0$ не вышла за пределы катодного объема. Это приводит к ограничению области, доступной для ионов и значительному поперечному электрическому полю E_x в щели. В этом поле ионы формируют радиально расходящийся поток и не выходят за пределы середины катодного электрода, поглощаясь на его внутренней стороне.

Что касается формирования электронного пучка в ускорительном промежутке, на плотность тока и расходимость его скоростей также влияет распределение потенциала в области эмиссионной щели. В области $X \sim 0$–0.2 см, как следует из рис. 2а, при $Z \sim 0.6$–0.7 см наблюдается минимум потенциала $\varphi \sim 20$–25 В, так что в этом случае эмиссия электронов находится под частичным влиянием потенциала ионного слоя — плотность электронного тока ограничивается потенциальным барьером в 5–10 эВ. Электронный поток в плазме сжимается под действием поперечной компоненты электрического поля, что приводит к повышению плотности тока. И, наконец, структура потенциала в щели при $Z > 0.9$ см способствует цилиндрической фокусировке пучка. Под действием этих факторов при хаотической плотности электронного тока из плазмы 0.85 мА/см^2 на коллектор попадает электронный пучок с максимальной плотностью тока 0.12 мА/см^2 с полушириной на полувысоте $\Delta X \sim 0.43$ см. Среднеквадратичный угол скорости частиц с нормалью к коллектору составил ~ 0.12 рад, что соответствует тепловому разбросу плазменных электронов $(T_e/U)^{1/2}$. Отметим, что в проведенной серии расчетов в этом режиме получена минимальная угловая расходимость.

Для проверки возможности попадания ионов на наружную поверхность катодного электрода проведено моделирование этого варианта с тем же количеством дополнительно укрупненных макрочастиц с плотностью катодной плазмы $n = 3 \times 10^9$ см$^{-3}$. Для нее дебаевская длина ~0.043 см в 10 раз меньше полуширины эмиссионного отверстия. Остальные параметры плазмы и диода сохранены. Результат расчета приведен на рис. 3. Сразу отметим, что здесь нерегулярность эквипотенциальных линий в ионном слое связана с флуктуациями плотности частиц большей массы и заряда.

Основные отличия от предыдущего случая заключаются в следующем. Увеличение электронного тока в диодном зазоре с ростом плотности плазмы привело к перераспределению потенциала и уменьшению электрического поля в районе эмиссионного отверстия. Эквипотенциальные поверхности 30 и 35 В сдвинулись к коллектору на 3–5 мм, так что они вышли за габариты катодного электрода и электрическое поле на кромке электрода уменьшилось. В результате, ионы, вышедшие из объема и ускоренные в поперечном направлении, стали поглощаться на поверхности катодного электрода, обращенной к аноду (коллектору). Однако считать это проявлением плазменного “языка”, нельзя, так как электронов в этой области практически нет. Появление потока ионов в указанном месте является результатом разделения плазмы на компоненты электрическим полем еще внутри щели при ее вытекании.

Уменьшение дебаевской длины за счет возросшей плотности плазмы проявилось в распределении потенциала в плазме между ее источником ($Z = 0$) и эмиссионным отверстием. Эквипотенциаль 25 В установилась на расстоянии 0.06 см от генерирующей плазму границы, а далее до $Z = 1.15$ см при $X = 0$–0.25 см сформировалась область, близкая к эквипотенциальной. Напомним, что шаг сетки равен 0.01 см, так что на счетный эффект из-за дискретности такое положение эквипотенциали 25 В не похоже. Также напомним, что начальная ионно-звуковая скорость ионов при входе в дебаевский слой принудительно не задавалась. По-видимому, такое положение эк-

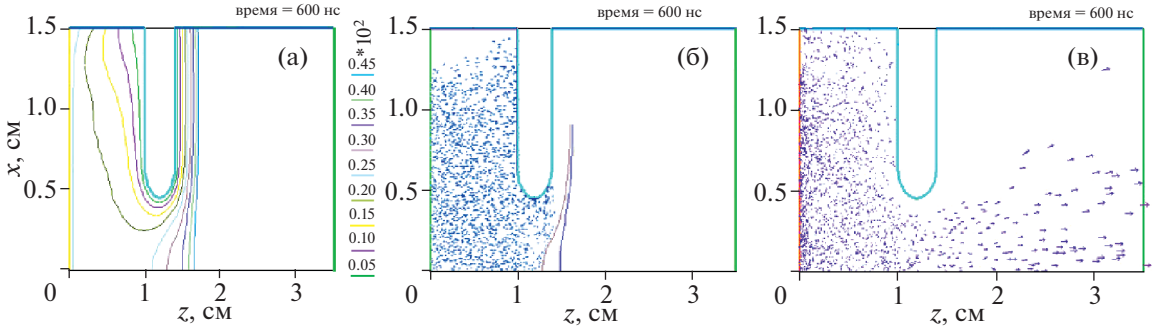


Рис. 3. Распределение потенциалов и частиц в диоде с плазменным эмиттером электронов; плотность плазмы $n = 3 \times \times 10^9$ см$^{-3}$, потенциал анода $U = 700$ В: эквипотенциальные линии (а); распределение ионов и эквипотенциали 30 и 35 В (б); распределение и скорости электронов (в).

випотенциали стало результатом самосогласования решения задачи Пуассона вычислительным кодом, за счет чего ионы при входе в расчетную область приобретают бомовскую скорость $(T_e/M)^{1/2}$, соответствующую разности потенциалов $T_e/2e = 5$ В. Появление почти эквипотенциальной области при моделировании указывает на приближение условий эмиссии электронов к режиму открытой границы с точностью до бомовского падения потенциала у левой границы расчетной области.

В данном режиме (рис. 3) качество формируемого электронного пучка ухудшилось. При хаотической плотности электронного тока из плазмы 25.4 мА/см^2 на коллектор попадает электронный пучок с максимальной плотностью тока 2.2 мА/см^2 с полушириной на полувысоте $\Delta X \sim$ ~ 0.64 см. Среднеквадратичный угол скорости частиц с нормалью к коллектору около 0.18 рад, что в 1.5 раза превышает расходимость пучка за счет теплового разброса.

Проверялось также влияние потенциала коллектора на работу плазменного эмиттера. Было проведено моделирование еще одного варианта с напряжением на диоде 300 В и плотностью плазмы, как в первом варианте — $n = 10^8$ см$^{-3}$. Результат получился ожидаемый, как и во втором варианте, эквипотенциали 30 и 35 В и граница ионов переместились на 0.4 см в сторону коллектора. Это привело к “засеванию” ионами до $X \sim 0.75$ см поверхности электрода со стороны анода при отсутствии там электронов. Плазменный “язык” не сформировался, хотя ионный поток вышел за пределы эмиссионного отверстия.

Максимальная плотность электронного тока на коллекторе достигает ~0.04 мА/см^2 при полуширине отпечатка на полувысоте $\Delta X \sim 0.5$ см. Угловая расходимость скоростей электронов в пучке составляет ~0.16 рад, сравнимая с углами из-за теплового разброса скоростей. Уменьшение максимальной плотности тока почти в 3 раза при увеличении полуширины пучка в 1.3 раза происходит за счет повышения потенциального барьера внутри эмитирующей щели для электронов почти до 15 эВ, произошедшего при уменьшении потенциала коллектора. Как и в первом варианте, эмиссия электронов проходит в режиме сеточной стабилизации выходящего из плазмы тока.

4. ВЫВОДЫ

Результаты проведенных расчетов могут носить частный характер. Для рассматриваемых параметров системы они подтвердили вывод об отсутствии плазменного “языка” на периферии эмитирующей плазмы в катодном отверстии. Справедливость этого вывода для произвольных геометрий требует дополнительного анализа. Основная причина явления заключается в том, что и в ионном слое, и в дебаевском плазма не квазинейтральна, электрическое поле не нейтрализовано плазмой. Уже при вытекании плазмы через эмиссионную щель под действием поля происходит разделение ее компонент на встречные потоки, ускоряемые поперек эквипотенциалей. Движение частиц вдоль эквипотенциалей продолжается по инерции, что при определенных геометрических условиях и полях позволяет ионам из хвоста теплового распределения проникать в ускорительный промежуток и попадать на наружную поверхность эмиссионного электрода.

Полученные результаты показали, что в неоднородных 2D электрических полях в эмитирующей плазме больцмановское распределение плотности исходных максвелловских теплых компонент не выполняется из-за деформации их функций распределения по скоростям при формировании потоков. По этой причине положение плазменной границы не связано однозначно с положением эквипотенциальной поверхности. Напомним, что ранее [7] для плазменного эмиттера ионов в одномерном случае положение гра-

ницы плазмы определялось нами через изменение потенциала $\Delta\varphi = -4T_e/e < 0$ в дебаевском слое по спаду плотности электронов с больцмановским распределением до уровня $n = n_0\exp(e\Delta\varphi/T_e) \sim 0.04$. Проведенные расчеты показали, что в двумерном случае плазменного эмиттера электронов такой подход неприменим. Более того, введение понятия “границы плазмы”, определяемой по спаду плотности ее компонент в области эмиссионного отверстия представляется некорректным из-за потокового движения этих компонент в разные стороны.

Результаты применения метода “частиц в ячейках” к моделированию плазменного эмиттера электронов подтвердили необходимость кинетического подхода с вычислением динамики функций распределения всех компонент плазмы. Представленные результаты расчетов, полученные при умеренных затратах вычислительных ресурсов, позволили провести качественный анализ физических процессов в рассматриваемой системе. Они также позволили определить направление дальнейшего уточнения модели и направление совершенствования алгоритма вычислений в рамках используемой потенциальной модели.

Авторы выражают благодарность Д.И. Сковородину и И.В. Кандаурову за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н.* Эмиссионная электроника / Под ред. Ю.С. Протасова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 596 с.
2. *Bohm D.* Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath. New York: McGraw Hill, 1949. P. 77.
3. *Astrelin V.T., Davydenko V.I., Kolmogorov A.V.* // Изв. вузов. Физика. Изд-во научно-технической литературы. Томск, 2014. Т. 57. Вып. 11/3. С. 128.
4. *Жаринов А.В., Коваленко Ю.А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 681.
5. *Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 66.
6. *Тараканов В.П.* // Математическое моделирование. Проблемы и результаты / Под ред. О.М. Белоцерковского. М.: Наука, 2003. С. 456.
7. *Астрелин В.Т., Котельников И.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 122.

EDN: EYAYDO
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 345–351

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

УДК 523.36;533.951

МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ КАДОМЦЕВА–ПЕТВИАШВИЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

© 2022 г. А. И. Кассем[a, b], С. И. Копнин[c], С. И. Попель[c, *], Л. М. Зеленый[c]

[a] *Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет), Долгопрудный, Россия*

[b] *Университет Мансура, Мансура, Египет*

[c] *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

**e-mail: popel@iki.rssi.ru*

Поступила в редакцию 10.01.2022 г.
После доработки 12.01.2022 г.
Принята к публикации 12.01.2022 г.

Получено модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили, описывающее нелинейную динамику почти одномерных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в ситуации, когда локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях. Полученное уравнение отличается от обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили неаналитичностью в его нелинейном слагаемом. Полученное модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили, в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Данное решение отличается от хорошо известных одномерных солитонных решений уравнения Кортевега–де Фриза и обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво. Обсуждаются возможные применения рассмотренных солитонов, с точки зрения описания так называемых переходных лунных явлений, представляющих собой короткоживущий свет, цвет или изменение внешнего вида на поверхности Луны.

Ключевые слова: модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили, неаналитичность, солитонное решение, устойчивость, переходные лунные явления

DOI: 10.31857/S0367292122040072

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы во всем мире значительно возрос интерес к исследованиям Луны с помощью космических аппаратов. В России готовятся лунные миссии “Луна-25”, “Луна-26”, “Луна-27” (см., например, [1]). Существенный вклад в развитие лунных программ вносят Китайская Народная Республика и Соединенные Штаты Америки (см., например, [2–4]) и др. Существенную долю в исследованиях Луны занимают вопросы, касающиеся пыли и пылевой плазмы в лунной экзосфере [3, 5, 6]. Источником пыли на Луне служит лунный реголит, на формирование которого существенное влияние оказала бомбардировка поверхности естественного спутника Земли метеороидами различных размеров на протяжении миллиардов лет. Обращенная к Солнцу сторона Луны находится под действием солнечного ветра и излучения. Важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд [7].

При определенных условиях силы электростатического отталкивания могут привести к подъему пылевых частиц субмикро- и микромасштабных размеров над лунной поверхностью [8–10]. В этом случае можно говорить о “запыленной” экзосфере Луны, в которой помимо электронов и ионов солнечного ветра содержатся левитирующие заряженные пылевые частицы, а также фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностей левитирующих пылевых частиц. Следует подчеркнуть, что роль фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц оказывается определяющей. На рис. 1 приведены параметры “запы-

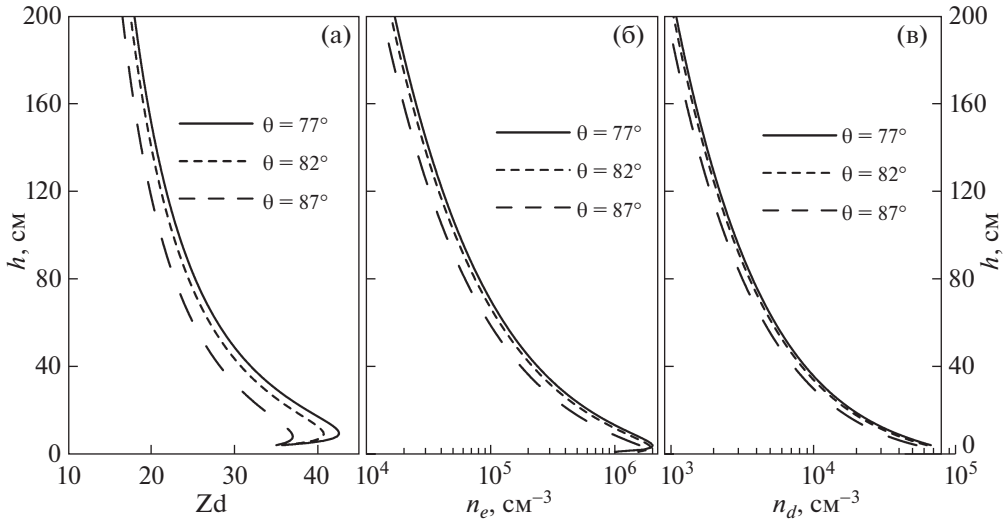


Рис. 1. Параметры "запыленной" экзосферы Луны в зависимости от высоты h над лунной поверхностью (n_e и n_d – концентрации электронов и пылевых частиц, Z_d – зарядовое число пылевой частицы) для трех значений угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце.

ленной" экзосферы Луны, полученные на основе численных расчетов в модели, описанной в [9].

Существенное место в физике плазмы занимают исследования линейных и нелинейных волновых структур, например, солитонов (см., например, [11–13]). Как и в любой плазменной системе, в экзосфере Луны возможно существование линейных и нелинейных волн [14–18]. В работе [19] приведено описание пылевых звуковых солитонов в плазме запыленной экзосферы Луны. При этом использовалось упрощенное описание, в котором лунная поверхность предполагалась гладкой, не учитывалась анизотропия, связанная, например, с присутствием магнитного поля, что позволило использовать одномерные (в пространстве) уравнения. Вместе с тем, хорошо известно, что примерно четверть лунной орбиты проходит через хвост магнитосферы Земли. Типичные магнитные поля в хвосте магнитосферы порядка 10^{-5}–10^{-4} Гс [20, 21]. Кроме того, имеются области магнитных полей коры Луны, известные как области магнитных аномалий. Поверхностные поля, измеренные магнитометрами Apollo-12, -14, -15 и -16, составили соответственно 3.8×10^{-4}, 1.03×10^{-3}, 3×10^{-5} и 3.27×10^{-3} Гс [22]. Следует отметить, что все места посадки кораблей Аполлон находились на видимой стороне Луны. Существуют спутниковые наблюдения [23], которые показали, что самые большие и сильные магнитные поля расположены на невидимой стороне Луны.

В условиях пылевой плазмы над освещенной частью Луны основной вклад вносят фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые частицы, выполняющие роль ионов в обычной плазме. При этом гирочастота пылевых частиц ω_{Bd} настолько мала ($\omega_{Bd} \sim 10^{-8}$ с$^{-1}$), что можно считать, что для частот пылевых звуковых волн ω выполнено соотношение $\omega \gg \omega_{Bd}$. В этом случае, с одной стороны, влиянием магнитного поля можно пренебречь, но с другой — существует анизотропия, связанная с вектором магнитного поля, которая может повлиять на структуру нелинейной волны. Так, например, если имеется почти одномерный волновой пакет, в котором локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях, то необходимо использовать двумерное описание, схожее с тем, которое приводит к хорошо известному уравнению Кадомцева–Петвиашвили для обычной плазмы (см., например, [24]). При этом особенности окололунной пылевой плазмы по сравнению с обычной плазмой весьма велики и ограничиваются не просто заменой ионов на положительно заряженные пылевые частицы, поэтому уравнение, описывающее в двумерном случае пылевые звуковые солитоны, будет отличаться от уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Целью настоящей работы является вывод этого уравнения, нахождение его одномерных решений, а также исследование устойчивости этих решений.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

К образованию пылевых звуковых нелинейных структур у освещенной стороны Луны может, например, приводить пылевая звуковая неустой-

чивость, которая достаточно легко реализуется в условиях плазмы в области взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной [16, 17]. Если в результате раскачки колебаний (или волны) вследствие развития неустойчивости их амплитуды становятся достаточно большими, такими, что уже невозможно линейное рассмотрение, то в плазме могут возникать пылевые звуковые нелинейные волны, одним из видов которых являются солитоны.

Представим систему уравнений для двумерного (в пространственных координатах) описания пылевых звуковых нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной поверхностью Луны. При этом полагаем, что основными составляющими пылевой плазмы являются фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые частицы (см., например, [3, 5, 6]). Заряженная пыль описывается гидродинамически с помощью уравнения непрерывности и уравнения движения (Эйлера), записанного покомпонентно,

$$\partial_t n_d + \partial_x\left(n_d v_{d,x}\right) + \partial_y\left(n_d v_{d,y}\right) = 0, \tag{1}$$

$$\partial_t v_{d,x} + v_{d,x}\partial_x v_{d,x} + v_{d,y}\partial_y v_{d,x} = -\frac{Z_d e}{m_d}\partial_x\varphi, \tag{2}$$

$$\partial_t v_{d,y} + v_{d,y}\partial_y v_{d,y} + v_{d,x}\partial_x v_{d,y} = -\frac{Z_d e}{m_d}\partial_y\varphi, \tag{3}$$

где φ — самосогласованный электростатический потенциал в плазме, координаты x и y имеют горизонтальное направление, n_d — концентрация пылевых частиц, $-e$ — заряд электрона, $q_d = Z_d e$ и m_d — заряд и масса пылевой частицы, Z_d — зарядовое число пылевой частицы, v_d — ее скорость. Уравнения (1)–(3) справедливы, когда распространение солитонов горизонтально и, кроме того, высоты h, на которых рассматривается распространение солитонов, значительно превосходят дебаевский радиус фотоэлектронов плазмы $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_e e^2}$. Здесь n_e — концентрация фотоэлектронов, T_e – температура фотоэлектронов, выраженная в энергетических единицах.

На временных масштабах, характерных для пылевых звуковых колебаний, инертностью фотоэлектронов можно пренебречь. Поэтому фотоэлектроны успевают подчиниться статистическому распределению. В таких условиях (когда пылевые частицы приобретают положительный заряд в результате действия фотоэффекта) пылевые звуковые солитоны создают положительный электростатический потенциал [15, 19], который представляет собой потенциальную яму для электронов. Электроны могут быть захвачены такой потенциальной ямой, когда выполнено следующее неравенство [25]:

$$\tau_S \geq l_S/v_{Te}, \tag{4}$$

где τ_S, l_S – характерные пространственно-временные масштабы солитона, v_{Te} – тепловая скорость фотоэлектронов. Отметим, что $\tau_S \propto \omega_{pd}^{-1}$, $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n_d q_d^2/m_d}$ – пылевая плазменная частота, пространственный размер солитона l_S составляет величину порядка нескольких дебаевских радиусов электронов. Следовательно, $l_S/v_{Te} \propto \omega_{pe}^{-1}$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ – плазменная частота электронов, m_e – масса электрона. Для пылевых звуковых солитонов неравенство (4) справедливо практически всегда. Поэтому при описании электронов следует учитывать их адиабатический захват [25] потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном, и в этом случае для распределения электронов следует использовать формулу Гуревича

$$n_e = n_{e0}\left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\sqrt{e\varphi/T_e}} \exp(-u^2)du\right) \times \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}}\right]. \tag{5}$$

Систему уравнений (1)–(3) и (5) следует дополнить уравнением Пуассона для электростатического потенциала:

$$\partial_x^2\varphi + \partial_y^2\varphi = 4\pi e\left(n_e - Z_d n_d\right). \tag{6}$$

3. МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ КАДОМЦЕВА–ПЕТВИАШВИЛИ

Система уравнений (1)–(3), (5) и (6) используется для вывода уравнения, описывающего в двумерном случае пылевые звуковые солитоны для случая пылевой плазмы над освещенной частью Луны. В линейном приближении данная система уравнений позволяет получить линейный закон дисперсии для пылевых звуковых волн:

$$\omega_{\mathbf{k}} = \frac{|\mathbf{k}|c_{ds}}{1 + \mathbf{k}^2\lambda_{De}^2}, \tag{7}$$

где $c_{ds} = \sqrt{Z_d T_e/m_d}$ — пылевая звуковая скорость.

Как уже отмечалось, уравнение Кадомцева–Петвиашвили для обычной плазмы выводится (см., например, [24]) для ситуации почти одномерного волнового пакета, в котором локализация вдоль одной из осей значительно сильнее, чем в других направлениях. Рассмотрим распространение двумерного возмущения (в плоскости xOy) в ситуации, когда этой осью является ось x.

Предположим также, что $\mathbf{k}^2\lambda_{De}^2 \ll 1$. Тогда в выражении $\omega_{\mathbf{k}}$ допустимо разложение

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx |\mathbf{k}|c_{ds}(1-\mathbf{k}^2\lambda_{De}^2) \approx \approx c_{ds}k_x[1-k_x^2\lambda_{De}^2/2+k_y^2/(2k_x^2)]. \quad (8)$$

Это соотношение в координатном пространстве соответствует параболическому приближению и приводит к уравнению

$$\partial_x\left(\partial_t\Phi + c_{ds}\partial_x\Phi + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_x^3\Phi\right) = = -\left(c_{ds}/2\right)\partial_y^2\Phi, \quad (9)$$

где $\Phi = e\varphi/T_e$.

Линейное уравнение (9) по форме совпадает с аналогичным линейным уравнением, полученным для ионно-звуковых волн в обычной плазме (см., например, [24]). Оно характеризует движение волнового пакета вдоль оси x, испытывая дисперсионное расплывание по x и дифракцию в направлении y. Однако нелинейное уравнение, полученное из системы уравнений (1)–(3), (5) и (6) в тех же предположениях, что и (9), отличается от нелинейного двумерного уравнения (см., например, [24]) для ионно-звуковых волн в обычной плазме. Вывод нелинейного уравнения в рассматриваемой ситуации осуществляется по теории возмущений стандартным методом [26, 27] разложения по малому параметру ε, использующим вывод асимптотического представления на основе классического анализа размерностей. При этом вводятся новые переменные

$$\tau = \varepsilon^{3/4}t, \quad (10)$$

$$\xi = \varepsilon^{1/4}(x - c_{ds}t), \quad (11)$$

$$\eta = \varepsilon^{1/2}y \quad (12)$$

и используются разложения

$$n_d = n_{d,0} + \varepsilon n_{d,1} + \varepsilon^{3/2}n_{d,2}, \quad (13)$$

$$v_{d,x} = \varepsilon v_{d,x,1} + \varepsilon^{3/2}v_{d,x,2}, \quad (14)$$

$$v_{d,y} = \varepsilon^{5/4}v_{d,y,1} + \varepsilon^{7/2}v_{d,y,2}, \quad (15)$$

$$\varphi = \varepsilon\varphi_1 + \varepsilon^{3/2}\varphi_2. \quad (16)$$

Полученное таким способом нелинейное уравнение для пылевых звуковых возмущений у освещенной стороны Луны с использованием замены $\varphi_1 \to \phi$ имеет вид

$$\partial_x\left(\partial_t\phi + (c_{ds}/\sqrt{\pi})\sqrt{e\phi/T_e}\partial_x\phi + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_x^3\phi\right) = = -\left(c_{ds}/2\right)\partial_y^2\phi. \quad (17)$$

В уравнении (17) учтено только нелинейное слагаемое, соответствующее наименьшему порядку малости. Это уравнение является модифицированным уравнением Кадомцева–Петвиашвили, отличающимся от обычного уравнения тем, что во втором (нелинейном) слагаемом его левой части содержится множитель $\sqrt{\phi}$, тогда как в аналогичном слагаемом обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили содержится в качестве множителя ϕ в первой степени. Отметим, что уравнение (17) отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили (см., например, [28–30]), в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка.

4. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ

Уравнение (17) имеет решение в виде одномерных солитонов

$$\phi = \left(\frac{15u}{8a}\right)^2 \frac{1}{\cosh^4\left[\sqrt{u/4b}(x-ut)\right]}, \quad (18)$$

где $a = (c_{ds}/\sqrt{\pi})\sqrt{e/T_e}$, $b = c_{ds}\lambda_{De}^2/2$, u — скорость распространения солитона. Отметим, что амплитуда солитона положительна, т. е. использование приближения, в котором следует учитывать адиабатический захват электронов потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном, оправдано.

На рис. 2 представлены характерные солитонные решения (18) для параметров плазмы, соответствующих различным высотам h и одинаковым значениям скорости $u = 20$ см/с вдоль поверхности Луны для трех значений угловой высоты Солнца $\theta = 77°$, $82°$ и $87°$ (с). На рис. 3 приведены профили амплитуд солитонных решений (18) в зависимости от высоты h над лунной поверхностью и скорости распространения солитона u при $\theta = 77°$ (а), $82°$ (б) и $87°$ (в). Используемые в расчетах при получении рис. 2 и 3 параметры плазмы для различных высот и углов θ соответствуют данным, изображенным на рис. 1.

Для исследования устойчивости солитонных решений в двумерном пространстве следует провести линеаризацию уравнения ((17)) относительно малых возмущений $\delta\phi$ ($|\delta\phi| \ll \phi$) точного решения ((18)). Это приводит к уравнению

$$\partial_x\left(\partial_t\delta\phi + (c_{ds}/\sqrt{\pi})\sqrt{e/T_e}\partial_x(\sqrt{\phi}\delta\phi) + + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_x^3\delta\phi\right) = -\left(c_{ds}/2\right)\partial_y^2\delta\phi. \quad (19)$$

Учитывая выражение для $\sqrt{\phi} = (15u/8a)\times \times\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}(x-ut)\right]\right)$, ищем решение ((19)) в виде

$$\delta\phi = \psi(\zeta)\exp(-i\omega t + iky), \quad (20)$$

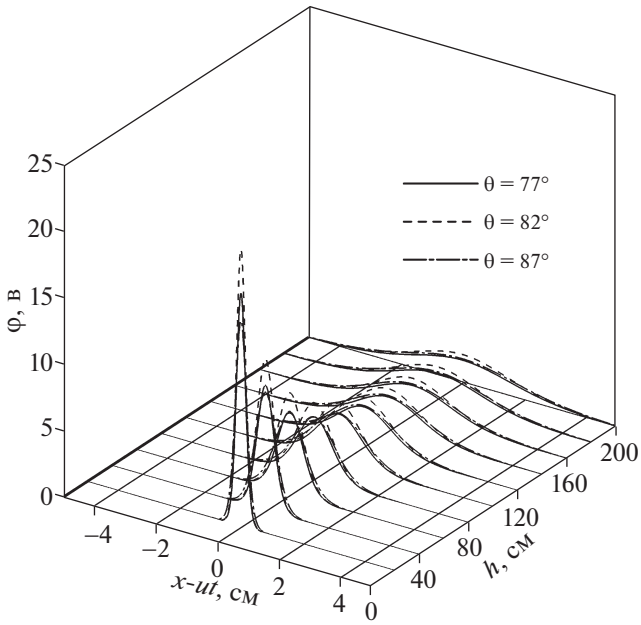


Рис. 2. Характерные солитонные решения (18) для параметров плазмы, соответствующих высотам $h = 20$, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180 и 200 см и скорости $u = 20$ см/с для всех профилей.

где $\zeta = x - ut$. Подставляя (20) в (19), получаем уравнение относительно $\psi(\zeta)$

$$\partial_\zeta^2\left(-u + (15u/8)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right) + \right.$$
$$\left. + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_\zeta^2\right)\psi = i\omega\partial_\zeta\psi + \left(c_{ds}k^2/2\right)\psi. \quad (21)$$

Уравнение (21) аналогично уравнению (2.17) из [24]. Соответственно, для его решения используем методы, представленные в [24]. Ищем решение (21), ограничиваясь рассмотрением длинноволновых низкочастотных возмущений. Тогда возможно представление ψ в виде ряда по степеням малого параметра ω: $\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \ldots$. Подставляя это разложение в (21) и приравнивая члены одного порядка, получаем цепочку уравнений

$$\partial_\zeta^2\left(-u + (15u/8)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right) + \right.$$
$$\left. + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_\zeta^2\right)\psi_0 = 0, \quad (22)$$

$$\partial_\zeta^2\left(-u + (15u/8)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right) + \right.$$
$$\left. + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_\zeta^2\right)\psi_1 = i\omega\partial_\zeta\psi_0, \quad (23)$$

$$\partial_\zeta^2\left(-u + (15u/8)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right) + \right.$$
$$\left. + \left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_\zeta^2\right)\psi_2 = i\omega\partial_\zeta\psi_1 + \left(c_{ds}k^2/2\right)\psi_0. \quad (24)$$

Решение уравнения (22) имеет вид

$$\psi_0 = (15u/8)\partial_\zeta\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right). \quad (25)$$

Подставляя это решение в уравнение (23) и решая его, находим

$$\psi_1 = (15i\omega/8)\partial_u\left(u/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right). \quad (26)$$

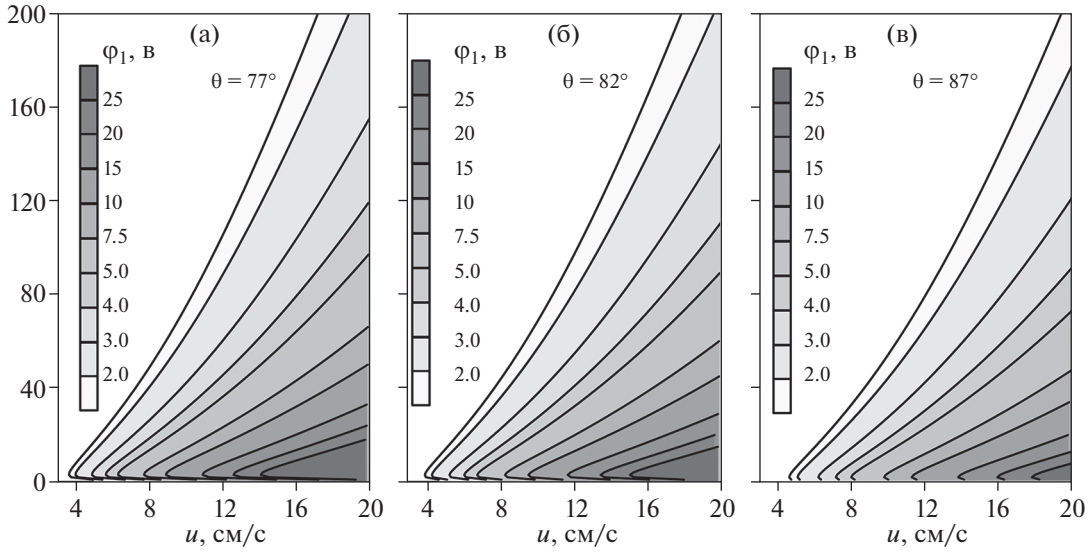


Рис. 3. Амплитуды солитонных решений (18) в зависимости от высоты h над поверхностью Луны и скорости u при $\theta = 77°$ (а), 82° (б) и 87° (в).

Наконец, с помощью (24)–(26) получаем

$$\begin{gathered}\partial_\zeta^2\left(-u+(15u/8)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right)+\right.\\ \left.+\left(c_{ds}\lambda_{De}^2/2\right)\partial_\zeta^2\right)\psi_2=\\ =\left(15uc_{ds}k^2/16\right)\partial_\zeta\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right)\\ -\left(15\omega^2/8\right)\partial_u\partial_\zeta\left(u/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right).\end{gathered}\tag{27}$$

Это уравнение неоднородно и в общем случае имеет конечные решения не при любой правой части. Известно [24], что для наличия конечных решений правая часть (27) должна быть ортогональна решениям уравнения, сопряженного уравнению (27) без правой части. Умножая (27) на $(15u/8a)\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right)$ и интегрируя по ζ, получаем, что левая часть обращается в нуль, а правая дает дисперсионное уравнение малых колебаний солитона:

$$\begin{gathered}\omega^2=(c_{ds}k^2/2)\partial_u\times\\ \times\ln\left(\int(15u/8)^2\left(1/\cosh^2\left[\sqrt{u/4b}\zeta\right]\right)^2d\zeta\right)=\\ =\left(3c_{ds}k^2/2u\right)>0.\end{gathered}\tag{28}$$

Таким образом, одномерный солитон (18) устойчив.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, получено нелинейное уравнение, описывающее динамику почти одномерных нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в ситуации, когда локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях. Данное уравнение является модифицированным уравнением Кадомцева–Петвиашвили. Полученное уравнение отличается от обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили тем, что в его нелинейном слагаемом содержится множитель $\sqrt{\phi}$, тогда как в аналогичном слагаемом обычного уравнения в качестве множителя содержится ϕ в первой степени. Полученное модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили, в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения. Данное решение отличается от хорошо известных одномерных солитонных решений уравнений Кортевега–де Фриза и Кадомцева–Петвиашвили. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво.

Неаналитичность нелинейного слагаемого затрудняет поиск двумерных решений модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили, которые возможно получить аналитически в случае обычного уравнения. В этой связи, для двумерного анализа решений модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили, по-видимому, следует использовать численные методы, что является задачей будущих исследований.

Что касается возможных применений рассмотренных солитонов, интерес представляют так называемые переходные лунные явления, представляющие собой короткоживущий свет, цвет или изменение внешнего вида на поверхности Луны [31–35]. Несмотря на то, что не существует данных, которые однозначно подтвердили бы переходные лунные явления (например, одновременных изображений и спектров с двух различных участков лунной поверхности), значительное количество исследователей Луны считает переходные лунные явления реальными и включает их в проявления активности лунной экзосферы. Хотя и существует долгая (начиная, по крайней мере, с 557 г. до н.э.) история наземных наблюдений переходных лунных явлений, их природа до сих пор не определена. Иногда такого рода явления связывают со спорадическим выделением газов на Луне. Однако можно предположить, что в случае распространения вдоль поверхности Луны электростатических солитонов, возможно, возникновение свечения, связанного с излучением плазмы из области локализации солитона, т. е. солитоны могут вносить вклад в объяснение тех или иных переходных лунных явлений.

Один из авторов (А.И. Кассем) благодарен Министерству высшего образования Египта за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
2. *Li D., Wang Y., Zhang H., Wang X., Wang Y., Sun Z., Zhuang J., Li C., Chen L., Zhang H., Zou X., Zong C., Lin H., Ma J., Li X., Cui X., Yao R., Wang X., Gao X., Yang Sh., Wang X., Zhang B.* // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2020GL089433.
3. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
4. *Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
5. *Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
6. *Захаров А.В., Зеленый Л.М., Попель С.И.* // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. С. 483.
7. *Walbridge E.* // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.

8. *Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S.* // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006, 26 p.
9. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. Р. 455.
10. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
11. *Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K.* // J. Plasma Phys. 1996. V. 55. P. 209.
12. *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792.
13. *Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
14. *Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H.* // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
15. *Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
16. *Попель С.И., Морозова Т.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
17. *Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
18. *Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
19. *Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 29.
20. *Hones Jr. E.W.* // Aust. J. Phys. 1985. V. 38. P. 981.
21. *Harada Y.* Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon. Japan: Springer, 2015.
22. *Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D.* // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
23. *Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R.* // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
24. *Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
25. *Лившиц Л.Д., Питаевский Л.П.* Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. С. 182.
26. *Зейтунян Р.Х.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 1403.
27. *Рыскин Н.М., Трубецков Д.И.* Нелинейные волны. М.: URSS, 2021. С. 180.
28. *Белашов В.Ю.* Уравнение КП и его обобщения. Теория, приложения. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. 162 с.
29. *Belashov V.Yu., Vladimirov S.V.* Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory. Simulation. Applications. Berlin: Springer, 2005. 292 p.
30. *Белашов В.Ю.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 1.
31. *Middlehurst B.M.* // Rev. Geophys. 1967. V. 5. P. 173.
32. *Cameron W.S.* // Icarus. 1972. V. 16. P. 339.
33. *Cameron W.S.* // Strolling Astron. J. Assoc. Lunar Planet. Observ. 1974. V. 25. P. 1.
34. *Cameron W.S.* // Moon. 1975. V. 14. P. 187.
35. *Cameron W.S.* // Publ. 78-03, Natl. Space Sci. Data Cent./World Data Cent. A for Rockets and Satell., Greenbelt, Md., 1978.

EDN: NSTENM
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 352–358

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.932

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДРЕЙФА ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

© 2022 г. С. Шалимов[a, b, c, *], А. Козловский[d]

[a] *Институт физики Земли РАН, Москва, Россия*
[b] *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*
[c] *НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*
[d] *Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland*
**e-mail: pmsk7@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.12.2021 г.
После доработки 12.01.2022 г.
Принята к публикации 13.01.2022 г.

Рассмотрена неустойчивость дрейфа заряженных ледяных аэрозолей в серебристых облаках, формирующихся в нижней ионосфере. Решение дисперсионного соотношения в гидродинамическом приближении для простейшего случая монодисперсного дрейфующего потока частиц, учитывающее наблюдаемые параметры плазмы запыленной нижней ионосферы, позволило определить реальную частоту, инкремент неустойчивости и пороговые величины дрейфовой скорости, необходимые для генерации типичных наблюдаемых неоднородностей метрового диапазона. Определены условия, при которых характерное время развития этих неоднородностей в плазме серебристых облаков составляет несколько секунд, что согласуется с результатами измерений посредством метеорных радаров.

Ключевые слова: серебристые облака, заряженные аэрозоли, мелкомасштабные неоднородности электронной плотности, радиоотражения

DOI: 10.31857/S0367292122040126

1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствие пылевой компоненты на высотах нижней ионосферы (высоты 75–130 км) достаточно трудно установить посредством прямых измерений [1]. Однако ее наличие здесь не вызывает сомнений и обусловлено разрушением вторгающихся в атмосферу микрометеороидов, когда вместе с атомами металлов (Fe, Na, Mg, K, Ca) и их оксидов на высотах около 90–100 км оказываются и другие продукты разрушения – микрочастицы, имеющие размер порядка десяти нанометров и концентрацию 10–1000 см$^{-3}$ [1, 2], что на порядок-два меньше концентрации электронов и ионов на этих высотах. Дополнительными эффективными источниками пылевой компоненты плазмы в нижней ионосфере являются выбросы продуктов сгорания ракетных двигателей [3] или их разрушение [4].

Летняя полярная нижняя ионосфера особенно четко демонстрирует присутствие пылевой компоненты в плазме. В этот период, когда температура в нижней ионосфере достигает минимума 100–150 K, на высотах 80–85 км формируются слоистые структуры серебристых облаков (noctilucent clouds, NLC). Предполагается, что при указанных низких температурах пары воды в мезосфере становятся пересыщенными, так что на верхней границе холодной мезосферной области создаются условия для роста (нуклеации) пылевых частиц (за счет конденсации молекул воды) [2]. По мере седиментации частиц к нижней границе области радиус частиц увеличивается, и появляется возможность наблюдать серебристые облака (предполагается, что аэрозольные частицы, покидающие область с минимумом температуры, быстро испаряются и уменьшаются в размерах). Считается, что эти облака состоят из ледяных частиц (аэрозолей), иногда содержащих незначительные включения примесей [5] и имеющих радиусы 20–160 нм [6] (согласно численному моделированию [7], вблизи высот 80 км радиус частиц достигает 250 нм). NLC наблюдают посредством лидаров.

В этот же период в интервале высот 80–95 км от узких по высоте областей (имеющих форму слоев с масштабами 0.1–1 км) посредством радаров (частоты сигналов 3 МГц–1 ГГц) регистрируют радиоотражения (polar mesospheric summer echoes, PMSE), обусловленные, по крайней мере в низкочастотной области, брегговским рассея-

нием сигнала на неоднородностях электронной плотности (с масштабом в половину длины волны радара) [2, 8]. Сильная пространственная и временная корреляция NLC и PMSE, установленная экспериментально в ракетном эксперименте [9], может указывать на их общую природу. Иными словами, речь идет об одном явлении, но наблюдаемом разными инструментами (NLC – посредством лидаров, PMSE – посредством радаров).

Формирование и динамика крупномасштабных плазменно-пылевых слоистых структур в запыленной нижней ионосфере были детально рассмотрены в статьях [7, 10, 11]. В настоящей же работе обращено внимание на формирование мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, которые обусловливают PMSE. Пока не предложено универсального механизма, способного объяснить присутствие PMSE во всем наблюдаемом (от МГц до ГГц) частотном диапазоне и различных атмосферных условиях с быстро меняющимися по высоте параметрами. Например, основным кандидатом на такой механизм генерации неоднородностей в плазме нижней ионосферы считается турбулентность нейтральной компоненты [2], но лишь около 10% PMSE имеют широкие спектры и не чувствительны к специальным (ракурсным) условиям радарных наблюдений, как это можно ожидать от турбулентного механизма генерации неоднородностей [12, 13]. Поскольку PMSE могут наблюдаться как одновременно со структурами в нейтралах, так и без них [14], это указывает на непосредственную генерацию неоднородностей в плазме совершенно независимо от волн и неустойчивостей в нейтралах. Следовательно вполне оправдан поиск других механизмов.

Таким же естественным (как турбулентность в нейтральной компоненте) источником PMSE может стать неустойчивость, возникающая из-за относительного движения по вертикали аэрозолей и электронно-ионной компонент в плазме со столкновениями под действием гравитационного притяжения более тяжелых частиц пыли относительно легких электронов и ионов. Эта идея, высказанная в работе [15] в применении к объяснению происхождения PMSE, была аналитически и численно рассмотрена в ряде статей [16–19], где оценки характерного времени развития мелкомасштабных неоднородностей в результате диссипативной неустойчивости потока крупных заряженных аэрозолей варьировались в диапазоне 10–200 с (при этом не все параметры запыленной плазмы в то время были известны из наблюдений).

Настоящая работа мотивирована экспериментальными результатами, полученными в последнее время (в частности, при измерениях с высоким временным и пространственным разрешением): были обнаружены достаточно быстрые процессы (вариации интенсивности отраженного сигнала для метрового диапазона неоднородностей) в PMSE на высотах формирования NLC [4, 8, 20] с характерными временами в несколько секунд. Поэтому заново проведен анализ указанной неустойчивости с целью поиска условий, при которых такие процессы возможны.

2. ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим в рамках простой модели запыленную плазму нижней ионосферы, в которой T_j, $j = i, e, d, n$ – температуры положительных ионов, электронов, отрицательно заряженных пылевых частиц (аэрозолей) и нейтралов; m_j – соответствующие массы частиц, $V_{Tj} = \sqrt{\kappa T_j/m_j}$ (κ – постоянная Больцмана) — их тепловые скорости, а n_j – соответствующие плотности. Плазма находится в постоянном и однородном магнитном и гравитационном (с ускорением g) полях, вектора которых параллельны друг другу и направлены вниз вдоль оси z прямоугольной системы координат. Такая модельная ситуация соответствует положению ионосферы в полярной области. В дальнейшем рассматриваются движения вдоль вертикальной оси.

Гидродинамические уравнения непрерывности и баланса импульса, описывающие поведение отрицательно заряженных микрочастиц фиксированного радиуса, имеют вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(n_d \nu_d) = 0, \tag{1}$$

$$\begin{gathered} n_d m_d \frac{\partial \nu_d}{\partial t} + n_d m_d \nu_d \frac{\partial \nu_d}{\partial z} = \\ = -eZ_d n_d E - \kappa T_d \frac{\partial n_d}{\partial z} - \nu_d n_d m_d \nu_d + n_d m_d g, \end{gathered} \tag{2}$$

где $E = -\nabla\varphi$ – электрическое поле, имеющее потенциал φ, ν_d – скорость частиц, $\nu_d = (4/3)\times \times \pi r_d^2 n_{n0}\sqrt{8\kappa T_n/\pi m_n}(m_n/m_d)$ – частота столкновений аэрозольных частиц с нейтралами [21, 22], r_d – радиус микрочастиц, $m_d = (4/3)\pi r_d^3 \rho$ – их масса, ρ – массовая плотность. Такими же, как уравнения (1) и (2), будут уравнения для ионов и электронов за исключением последнего слагаемого в (2), которым для этих частиц пренебрегаем. При нулевом постоянном электрическом поле и градиенте плотности направленные скорости у ионов и электронов отсутствуют, а скорость дрейфа микрочастиц равна $V_0 = g/\nu_d$.

В состоянии равновесия имеет место условие квазинейтральности $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$, где Z_d — заряд аэрозольной частицы в единицах заряда электрона, который обусловлен микроскопическими токами ионов и электронов ионосферной плазмы и их рекомбинацией на поверхности ледяных аэрозолей. На заряд аэрозольной частицы могут повлиять фотопроцессы, для которых ключевым параметром является освещенность мезосферы солнечным излучением. Для типичного зенитного угла 85° в летней полярной мезосфере коротковолновое излучение с длиной волны ≤170 нм (энергия фотона ≥7.3 эВ) сильно поглощается на высотах порядка 100 км [7, 10], а поскольку работа выхода для льда ≈8.7 эВ, то можно полагать, что фотоэффект для ледяных частиц будет отсутствовать, обусловливая отрицательные заряды аэрозольных частиц. Исключением здесь является линия атомарного водорода Lyα (λ ≈ 121 нм), излучение которой присутствует на высотах NLC. Однако характерное время фотопроцессов на ледяных частицах в дневной ионосфере с $n_e \approx 3 \times 10^3$ см$^{-3}$ оказывается больше времени прилипания [23].

Линеаризуем уравнения (1), (2) и соответствующие уравнения для ионов и электронов, предполагая возмущения плотности, скорости и потенциала в виде $f_1 \sim \exp(-i\omega t + ikr)$, где $\omega = \omega_0 + i\gamma_0$, k — угловая частота и волновой вектор возмущения. Из этих линеаризованных уравнений в системе координат дрейфующих аэрозолей можно получить соотношения

$$\frac{n_{d1}}{n_{d0}} = -\frac{eZ_d k^2 \varphi_1}{m_d\left((\omega + i\nu_d)\omega - k^2 V_{Td}^2\right)}, \quad (3)$$

$$\frac{n_{\alpha 1}}{n_{\alpha 0}} = \frac{q_\alpha k^2 \varphi_1}{m_\alpha\left((\omega - kV_0 + i\nu_\alpha)(\omega - kV_0) - k^2 V_{T\alpha}^2\right)}, \quad (4)$$

где $\alpha = i, e$, $q_{i,e} = e, -e$, $\nu_{i,e}$ — частоты столкновений ионов и электронов с нейтралами.

Для получения дисперсионного соотношения воспользуемся линеаризованным уравнением Пуассона, которое для длинноволновых возмущений $k\lambda_{Di} \ll 1$ с учетом условия квазинейтральности принимает вид

$$P\frac{n_{d1}}{n_{d0}} - \frac{n_{i1}}{n_{i0}} + (1 - P)\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = 0, \quad (5)$$

где $P = Z_d n_{d0}/n_{i0}$. Дисперсионное соотношение получается подстановкой (3), (4) в (5). Соотношение (5) решалось численно с использованием программного пакета MAPLE для ситуаций, моделирующих условия в плазме полярной нижней ионосферы.

Отметим, что одновременные исследования посредством ракет и радаров 50 МГц показывают [24], что PMSE регистрируются, когда параметр $P = 1$, и интенсивность отраженного сигнала быстро растет с ростом плотности заряда пылевой компоненты, а параметр P увеличивается, но остается порядка 0.1. Минимальная величина P, при которой наблюдались PMSE, равна 0.01.

Отметим также, что зарядка пылевых частиц и столкновения ионов и электронов с пылевыми частицами могут влиять на развитие неустойчивости. Частота, определяющая темп появления заряда на пылевых частицах ν_{ch} имеет оценку по порядку величины $\nu_{ch} \approx Z_d \nu_{ii}$ [25], где ν_{ii} — частота ион-ионных столкновений, а частота, показывающая темп исчезновения частиц плазмы на пылевых частицах из-за рекомбинации отличается от ν_{ch} множителем P, т.е. равна $\nu_{ch}P$. В ионосфере, на рассматриваемых высотах, частота ион-ионных столкновений на несколько порядков меньше частоты ион-нейтральных, поэтому в условиях малых Z_d на рассматриваемых высотах вклад указанных процессов не будет определяющим. Частота, описывающая темп передачи импульса от плазменных частиц к пылевым при кулоновских столкновениях, может отличаться от ν_{ch} на один-два порядка [26], но в рассматриваемых условиях (плазма нижней ионосферы на высоте около 80 км) вклад этого диссипативного процесса в дисперсионном соотношении для низкочастотных возмущений (с частотой около 1 Гц и выше) также можно не учитывать.

Кроме того, в области PMSE выполнено $k \gg r_d P/\lambda_{Di}^2$, т.е. длина волны возмущения много меньше длины пробега плазменных потоков, так что притяжением микрочастиц можно пренебречь [27].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ

Для определенности выбраны параметры плазмы на высоте 82 км вблизи высот, на которых обычно наблюдают NLC и быстрые изменения интенсивности радиоотражений, где плотность нейтральной компоненты $n_n = 3 \times 10^{20}$ м$^{-3}$, массы ионов и нейтралов равны $m_i = 50m_p$, $m_n = 29m_p$, m_p — масса протона, а температуры всех компонент запыленной плазмы соответствуют холодной летней мезосфере и равны 120 K. При этом равновесный отрицательный заряд аэрозольных частиц в NLC не превышает десяти зарядов электрона [7] (в расчете для частиц с радиусом 100 нм заряд принят равным трем зарядам электрона), а сами частицы считаем ледяными с $\rho = 10^3$ кг/м^3. Для частот столкновений ионов и электронов с

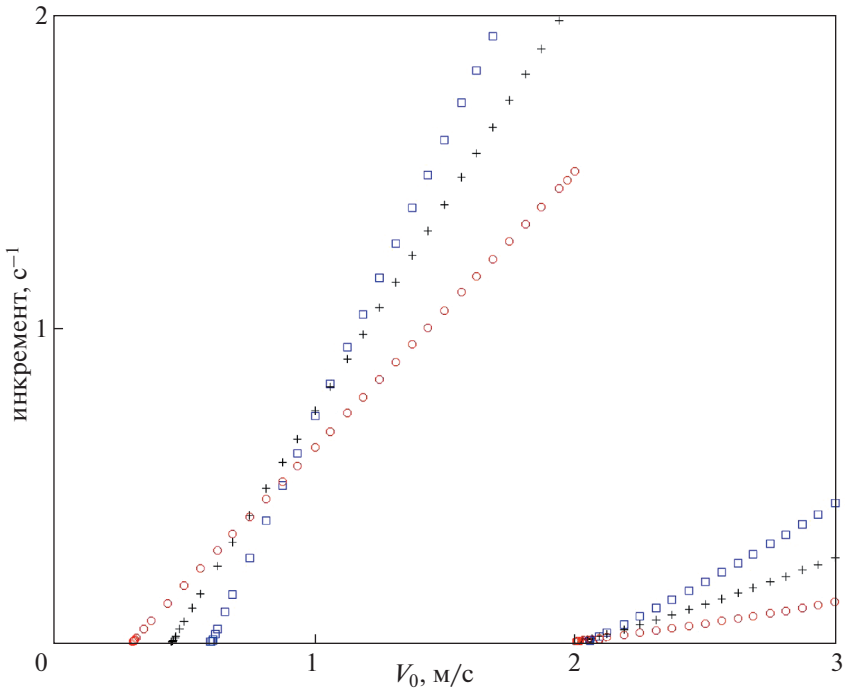


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от дрейфовой скорости V_0 для разных волновых чисел: $k = 1$ м$^{-1}$ – кружки; $k = 1.5$ м$^{-1}$ – крестики; $k = 2$ м$^{-1}$ – квадраты. В расчетах принято $P = 0.03$.

нейтралами использована модель MSIS E-90 [28], согласно которой на рассматриваемых высотах $\nu_i = 1.3 \times 10^5$ с$^{-1}$, $\nu_e = 2.6 \times 10^6$ с$^{-1}$.

На рис. 1 показана зависимость инкремента неустойчивости γ_0 от дрейфовой скорости V_0 для разных величин волновых чисел, типичных в радарных исследованиях (как правило, это мелкомасштабные неоднородности плазмы метрового диапазона). Видно, что в рассматриваемом диапазоне скоростей дрейфа, возбуждаются две моды.

Рисунок 2 показывает зависимость реальной частоты $|\omega_0|$ (в системе координат, связанной с микрочастицами) от дрейфовой скорости для разных волновых чисел k. Из рис. 1 и 2 видно, что для низкочастотной моды с ростом длины волны порог неустойчивости по скорости V_0 снижается. Более высокочастотная мода, развивающаяся для данных параметров при скоростях $V_0 \geq 2$ м/с, не представляет такого интереса, как низкочастотная, так как реальные скорости седиментации микрочастиц в серебристых облаках, как правило, не превышают 1 м/с [29]. Действительно, скорость седиментации частиц g/ν_d для самых крупных ледяных частиц (с учетом незначительных включений), имеющих $\rho = 1$–$.2$ г/см^3, и $r_d = 100$, 250 нм [6, 7], на рассматриваемых высотах имеет величины $V_0 = 0.2$–0.8 м/с. Инкремент зависит от волнового числа в указанном диапазоне изменения дрейфовой скорости так, как представлено на рис. 3. Ограничение на волновое число снизу обусловлено вертикальными размерами структур PMSE, которые на высоте 82 км имеют масштабы в интервале 100 м–1 км [2, 10].

Как следует из рис. 3, для каждой величины дрейфовой скорости из рассматриваемого диапазона существует волновое число, которому соответствует максимальный инкремент. Так, при $V_0 = 0.8$ м/с, максимальным инкрементом обладают возмущения с волновым числом около $k = 1.5$ (длина волны $\lambda \approx 4$ м). При этом генерирование неоднородностей электронной плотности происходит за время порядка 2 с.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, дрейф заряженных аэрозольных частиц в серебристых облаках способен за характерное время в несколько секунд приводить к неустойчивости и генерации мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, которые обусловливают радиоотражения или PMSE.

Ряд экспериментальных результатов в измерениях с высоким временным и пространственным разрешением прямо указывают на достаточно быстрые процессы в PMSE. Так, согласно работе [20], интенсивность радиоотражений, регистрируемых радарной системой MAARSY (Middle At-

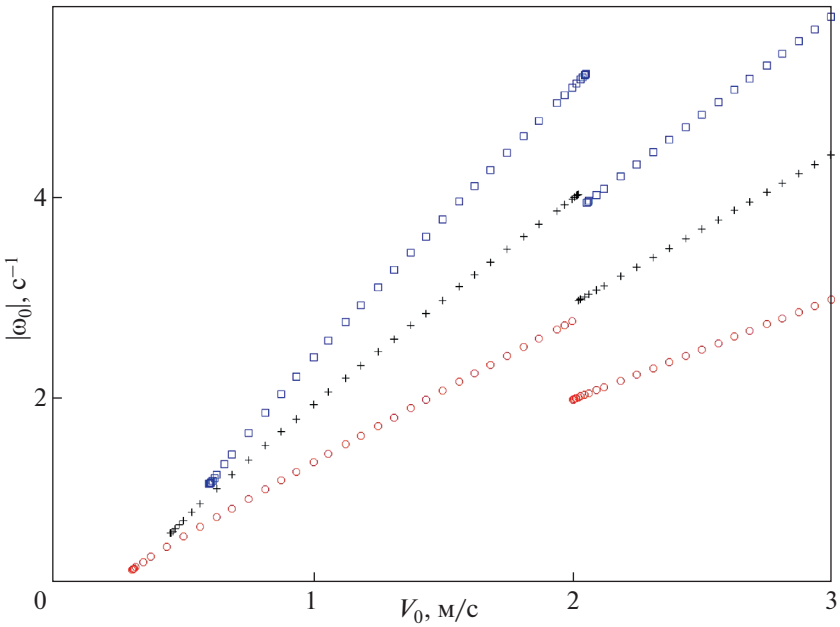


Рис. 2. Зависимость реальной частоты (в системе координат, связанной с аэрозольными частицами) от дрейфовой скорости для разных волновых чисел. Обозначения те же, что на рис. 1.

mosphere Alomar Radar System, 53.5 МГц), может изменяться с характерными временами в несколько секунд (иногда даже за доли секунды) в интервале высот 81–83 км. В других наблюдениях посредством метеорного радара, где речь шла уже не о ледяных частицах, а о крупных (с радиусом 100 нм) частицах пыли [4], наблюдалась аналогичная картина вариаций интенсивности радиоотражений с характерными временами в несколько секунд на тех же высотах. Заметим, что наблюдения посредством обычных когерентных (и некогерентных) радаров не позволяют получать информацию о таких быстрых процессах.

Рассмотренная в настоящей работе неустойчивость дрейфа заряженных ледяных частиц в плазме серебристых облаков может служить одним из механизмов, обеспечивающих быстрые процессы в PMSE. Предположение, что частицы имеют отрицательный заряд обосновывается, как уже было отмечено, тем, что частицы ледяные. Однако, как показано в работах [7, 10], возможна положительная зарядка частиц (за счет проникающего на высоты формирования NLC излучения Lya) при наличии включений, понижающих работу выхода. Между тем, согласно зондированию атмосферы Земли посредством инструмента SOFIE (Solar Occultation for Ice Experiment) со спутника AIM (Aeronomy of Ice in the Mesosphere) [5], количество включений в ледяные частицы оказалось незначительным (0.01–3% по объему), так что аэрозоль можно считать чисто ледяным.

Кроме того, отметим, что положительные заряды ледяных частиц, о которых сообщалось ранее [30], последующие измерения не подтвердили [24, 31, 32]. Последние же ракетные измерения заряда частиц в дневной нижней ионосфере [1] показали, что ниже 78 км положительно и отрицательно заряженные пылевые частицы регистрируются с равной вероятностью, а выше были зарегистрированы только частицы с отрицательным зарядом.

Выше было отмечено, что имеет место дисперсия частиц в NLC по размерам. Поскольку скорость дрейфа пропорциональна радиусу частиц, то при поиске условий быстрой генерации неоднородностей в PMSE оказалось, что только относительный дрейф достаточно крупных частиц с r_d = 150–250 нм способен привести к быстрому развитию мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, на которое указывают измерения посредством метеорного радара [4, 8] и радарных систем [20]. Поэтому для упрощения задачи в настоящей работе был рассмотрен только монодисперсный поток крупных ледяных частиц, формирующих NLC.

Хотя в работе [18], где анализировалась диссипативная неустойчивость в мезосфере, также рассматривался монодисперсный поток, но уже в работе [19] был учтен разброс частиц по размерам и его влияние на неустойчивость. Оказалось, что дисперсия частиц по размерам приводит к повышению порога и масштабов неустойчивости. Если в работе [18] оптимальной оказалась генерация

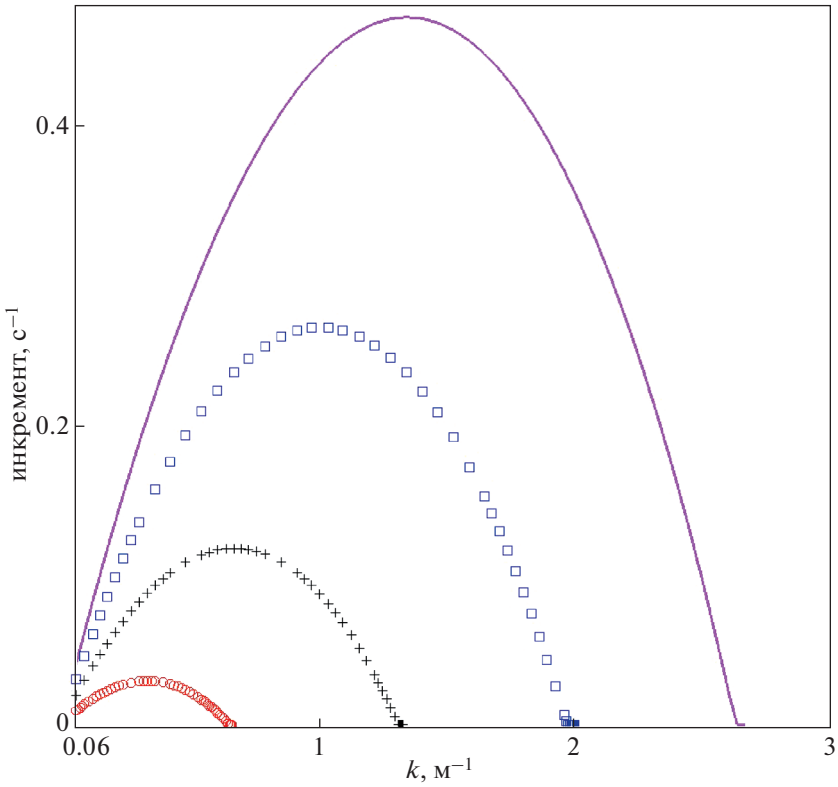


Рис. 3. Зависимость инкремента от волнового числа для разных величин дрейфовой скорости: $V_0 = 0.2$ м/с – кружки; $V_0 = 0.4$ м/с – крестики; $V_0 = 0.6$ м/с – квадраты; $V_0 = 0.8$ м/с – сплошная линия.

неоднородностей с масштабами несколько десятков см, то учет разброса частиц по размерам [19] расширяет область масштабов до неоднородностей метрового и декаметрового диапазонов.

Однако, в отличие от работ [18, 19], в настоящей работе не учитывалось наличие сверхтепловых электронов, а также квазистатического электрического поля вдоль магнитного поля (что оправдано для полярной ионосферы, кроме областей магнитных силовых линий с аномальным сопротивлением). Существенно, что в указанных работах [18, 19] неустойчивость исследовалась в основном на высотах 86–88 км, тогда как быстрые изменения интенсивности PMSE (их интерпретация и послужила мотивом для настоящей работы) регистрировались только на высотах около 82 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Robertson S., Dickson S., Horanyi M., Sternovsky Z., Friedrich M., Janches D., Megner L., Williams B.* // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2014. V. 118. P. 161.
2. *Rapp M., Lubken F.-J.* // Atm. Chem. and Phys. 2004. V. 4. P. 2601.
3. Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду / Под ред. В.В. Адушкин, С.И. Козлов, М.В. Сильников. М.: ГЕОС. 2016.
4. *Kozlovsky A., Shalimov S., Lester M.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. P. 6696.
5. *Hervig M.E., Deaver L.E., Bardeen C.G., Russell III J.M., Bailey S.M., Gordley L.L.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2012. V. 84/85. P. 1. https://doi.org/10.1016/j.jastp/2012.04.005
6. *von Cossart G., Fiedler J., von Zahn U.* // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. P. 1513.
7. *Клумов Б.А., Морфил Г.Е., Попель С.И.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 171.
8. *Kozlovsky A., Shalimov S., Lester M., Belova E.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 2021. V. 126. P. e2020-JA028855.
9. *Pfaff R., Holzworth R., Goldberg R., Freudenreich H., Voss H., Croskey C., Mitchell J., Gumbel J., Bounds S., Singer W., Latteck R.* // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 1431.
10. *Клумов Б.А., Владимиров С.В., Морфил Г.Е.* // Письма ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 714.
11. *Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // Письма ЖЭТФ, 2012. Т. 96. С. 22.
12. *Rapp M., Lubken F.-J.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 2003. V. 108. P. 8437.
13. *Czechowsky P., Ruster R.* // Ann. Geophys. 1997. V. 15. P.1028.

14. *Lubken F.-J., Rapp M., Blix T.A., Thrane E.V.* // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 893.
15. *Rottger J., La Hoz C.* // J. Atmos. Terr. Phys. 1990. V. 52. P. 893.
16. *Trakhtengerts V. Yu.* // J. Atmos. Terr. Phys. 1994. V. 56. P. 337.
17. *Tsytovich V.N., Havnes O.* // CP649, Dusty Plasmas in the Millenium: Third International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, American Institute of Physics. 2002. P. 454.
18. *Грач В.С., Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю.* // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49. С. 942.
19. *Грач В.С.* // Известия вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. С. 395.
20. *Sommer S., Chau J.L., Schult C.* // J. Geophys. Res. Atmos. 2016. V. 121. P. 6713. https://doi.org/10.1002/2015JD024531
21. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. “Теоретическая физика”. Т. X. М.: Наука. 1979.
22. *Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
23. *Rapp M.* // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 2417.
24. *Havnes O., Brattli A., Aslaksen T., Singer W., Latteck R., Blix T., Thrane E., Troim J.* // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 1419.
25. *Цытович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
26. *Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046414.
27. *Цытович В.Н.* // УФН. 2007. Т. 177. С. 427.
28. *Hedin A.E.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 1991. V. 96. P. 1159.
29. *Gudadze N., Stober G., Chau J.L.* // Atmos. Chem. Phys. 2019. V. 19. P. 4485.
30. *Havnes O., Troim J., Blix T., Mortensen W., Naesheim L.I., Thrane E., Tonnesen T.* // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 10 839.
31. *Mitchell J., Croskey C., Goldberg R.* // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 1423.
32. *Smiley B., Robertson S., Horanyi M., Blix T., Rapp M., Latteck R., Gumbel J.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108 (D8). P. 8444. https://doi.org/10.1029/2002JD002425

EDN: CKQTNJ
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 359–369

НЕЛИНЕЙНЫЕ СТРУКТУРЫ

УДК 533.9

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ, ФОРМИРУЕМЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМЕ

© 2022 г. **R. Maity[a], B. Sahu[a, *]**

[a] *Department of Mathematics, West Bengal State University, Barasat, Kolkata, India*

**e-mail: biswajit_sahu@yahoo.co.in*

Поступила в редакцию 14.07.2021 г.
После доработки 27.09.2021 г.
Принята к публикации 10.10.2021 г.

Исследуется нелинейное распространение электронно-звуковых волн в многокомпонентной бесстолкновительной замагниченной плазменной системе, состоящей из холодной подвижной электронной жидкости, горячих электронов и позитронов, характеризуемых неэкстенсивным распределением с индексом q, и неподвижных положительных ионов. Для сведения основной системы уравнений динамики жидкости к нелинейному уравнению Лидке–Шпачека используются методы теории возмущений. С использованием интегрируемости по Пенлеве нелинейных уравнений сплошных сред и преобразования Бэклунда получены некоторые аналитические решения уравнения нелинейной динамики. Кроме того, на основе графиков обсуждается влияние различных параметров плазмы на характеристики нелинейных волн, таких как одиночные солитоны, двугорбые солитоны, “бризеры”, а также периодические и “блуждающие” волновые структуры.

Ключевые слова: электронно-звуковые волны, уравнение Лидке–Шпачека, интегрируемость по Пенлеве, преобразование Бэклунда, нелинейные структуры

DOI: 10.31857/S0367292122030088

1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные волновые структуры занимают важное место среди самых захватывающих явлений в физическом мире. При исследовании космической плазмы многочисленные наблюдения предсказывают существование электронно-звуковых волн (ЭЗВ) в областях аврорального ускорения, пограничных областях плазменных слоев, в областях полярного каспа магнитосферы Земли, областях формирования головной ударной волны в магнитосфере Земли, геомагнитного хвоста, и т.д. [1–5]. ЭЗВ также наблюдались в лабораторных экспериментах, когда плазма состояла из двух ансамблей электронов с разной температурой, называемых холодными и горячими электронами [6], а также при численном моделировании [7]. По сути, это волны акустического типа, в которых инерциальные свойства определяются холодной электронной жидкостью, а возвращающая сила возникает в результате теплового давления горячих электронов, тогда как ионы играют роль нейтрализующего фона. ЭЗВ использовались для объяснения нескольких видов волновых излучений, наблюдавшихся в различных областях магнитосферы Земли [8]. Впервые они использовались для интерпретации “шипящих” шумов, регистрируемых из области полярного каспа и ассоциируемых с низкоэнергетическими (~100 эВ) восходящими электронными пучками [9]. Кроме того, ЭЗВ привлекались для объяснения генерации широкополосных электростатических шумов, регистрируемых из плазменной оболочки [10] и авроральной зоны [8]. Отметим, что затухание ЭЗВ обычно является более сильным (по сравнению с ионно-звуковыми волнами) вследствие большей подвижности холодных электронов, чем ионов. Чтобы избежать возникновения затухания Ландау, необходимо, чтобы температура холодных электронов (T_c) была намного меньше температуры горячих электронов (T_h), и равновесная плотность холодных электронов была намного меньшей, чем горячих электронов [11]. С точки зрения физики, при достаточно низкой плотности холодных электронов по сравнению с плотностью горячих электронов затухание ЭЗВ сильно уменьшается, но при этом холодные электроны все же обеспечивают распространение волны. В течение последних нескольких десятилетий исследования ЭЗВ проводились с целью изучения различных типов коллективных нелинейных структур и явлений, таких как солитоны, ударные волны, двойные слои, турбулентность,

волновые модуляции и т.д. [12–17]. В работе [18] исследовалось нелинейное распространение ЭЗВ в плазме, состоящей из холодной электронной жидкости, горячих электронов, подчиняющихся распределению типа ловушки/вихря, и стационарных ионов. В работе [19] было проведено теоретическое исследование свойств трехмерных (3D) уединенных ЭЗВ в замагниченной плазме, состоящей из неподвижных ионов, замагниченных холодных электронов, электронных пучков и замагниченных горячих электронов, подчиняющихся вихревому распределению. Большинство этих нелинейных структур ЭЗВ было зарегистрировано в нескольких миссиях космических аппаратов [20, 21].

Нелинейные волны в плазме с дополнительной позитронной компонентой ведут себя иначе, чем в обычной двухкомпонентной электронно-ионной плазме [22]. Электрон-позитрон-ионная (ЭПИ) плазма возникает в различных астрофизических объектах, таких как солнечная атмосфера [23], активные ядра галактик, магнитосферы пульсаров, области вблизи полярного каспа пульсаров [24–26], а также такая плазма может быть создана в лаборатории [27]. Таким образом, представляет интерес исследовать характеристики плазменных волн в ЭПИ-плазме. Часто отмечают, что электроны и позитроны являются высокоэнергетичными частицами, которые присутствуют в астрофизической и космической плазме и зачастую характеризуются немаксвелловским распределением частиц. Соответственно, для изучения электростатических волн в плазме в течение длительного времени проводятся исследования в области неэкстенсивной статистической механики, основанной на отклонении от стандартной энтропии Больцмана–Гиббса–Шеннона (B–G–S). Обобщение энтропии B–G–S было впервые признано Реньи [28], и впоследствии Цаллис [29] распространил стандартную аддитивность энтропии на нелинейные, неэкстенсивные случаи, причем энтропийный индекс q характеризует степень неэкстенсивности системы. Неэкстенсивные распределения с индексом q эффективно использовались в различных прикладных задачах, включая лобовое столкновение черных дыр, излучение гравитационных волн и проблему солнечных нейтрино [30, 31]. В течение последних двух десятилетий было опубликовано большое количество работ, посвященных исследованию разнообразных линейных и нелинейных структур в рамках различных моделей плазмы с использованием неэкстенсивных распределений заряженных частиц с энтропийным индексом q [32–35]. В работе [36] были исследованы свойства полностью нелинейных удаленных ЭЗВ, распространяющихся в незамагниченной и бесстолкновительной ЭПИ-плазме с надтепловыми электронами и позитронами. В работе [37] изучались цилиндрические и сферические электронно-звуковые солитоны Гарднера, а также двойные слои в плазме, характеризуемой двумя электронными температурами и наличием нетепловых ионов. Исследовалась также роль неэкстенсивных горячих электронов и позитронов в распространении неплоских ударных ЭЗВ в ЭПИ-плазме [38]. Исследовались и ударные ЭЗВ неплоской геометрии, распространяющиеся в незамагниченной плазме с неэкстенсивными электронами [39].

Однако большая часть упомянутых выше исследований нелинейных волн ограничивается их распространением в незамагниченной плазме. Наблюдения за космической и астрофизической плазмой показывают, что внешнее магнитное поле играет существенную роль в линейной и нелинейной плазменной динамике, а также влияет на критерии устойчивости плазменных волн. В работе [40] была предложена модель для исследования распространения трехмерных нелинейных волн в различных замагниченных плазменных системах. Включение магнитного поля в плазменную систему полностью меняет динамику распространения нелинейных волн. Были исследованы трехмерные ЭЗВ в замагниченной плазме с нетепловыми горячими электронами [41] и изучено распространение линейных и нелинейных электростатических волн в замагниченной ЭПИ-плазме путем вывода уравнения Захарова–Кузнецова (ЗК) [42]. В работе [43] представлены решения в виде уединенных волн для нелинейного трехмерного модифицированного уравнения Кортевега–де Фриза–ЗК (КдФ–ЗК) для нелинейных ионно-звуковых волн в замагниченной электрон-позитронной плазме, полученные с использованием расширенных и частичных прямых алгебраических методов. Теоретически исследованы основные особенности нелинейного распространения электростатических волн во внешнем магнитном поле в ЭПИ-плазме в присутствии тяжелых частиц [44]. Структуры ударных ЭЗВ, возникающие в ЭПИ-плазме под влиянием внешнего магнитного поля и надтепловых эффектов, исследовались в [45]. Недавно различные нелинейные структуры коллективной динамики ионов (такие как солитоны, периодическая, квазипериодическая и хаотическая структуры), возникающие в присутствии внешнего магнитного поля, были теоретически исследованы в [46] с помощью анализа оригинального нелинейного уравнения [47]. Совсем недавно в работе [48] была исследована динамика распространения ЭЗВ в присутствии слабого внешнего однородного магнитного поля, получено обобщенное трехмерное уравнение КдФ и представлено точное решение, полученное с использованием преобразования Бэклунда. Здесь можно упомянуть, что в присутствии внешнего магнитного поля (меняющего фазовую скорость волны), наличие неэкстенсив-

ных электронов и позитронов качественно модифицирует нелинейные когерентные структуры ЭЗВ. Неэкстенсивные распределения частиц получают все большее распространение в физике космической плазмы, поскольку они обеспечивают эффективное моделирование наблюдаемых распределений частиц. Изучение статистики систем частиц, характеризуемых неэкстенсивными распределениями с энтропийным индексом q, может создать надежную и удобную основу для анализа многих астрофизических и космологических явлений, таких как планетные кольца, солнечный ветер, хвосты комет [49], гало темной материи [50], адронная материя, кварк-глюонная плазма [51], и тому подобных явлений. Таким образом, ожидается, что присутствие неэкстенсивных электронов и позитронов изменяет область параметров, в которой могут существовать нелинейные электронно-звуковые структуры. Основное внимание в данной статье уделяется исследованию влияния горячих электронов и позитронов, характеризуемых неэкстенсивными рспределениями с энтропийным индексом q, а также напряженности магнитного поля и концентрации позитронов, на характеристики ЭЗВ, что осуществляется посредством вывода уравнения Лидке–Шпачека [47]. Структура настоящей статьи выглядит следующим образом. Основные исходные уравнения и вывод нелинейного эволюционного уравнения приведены в разд. 2. Проверка интегрируемости по Пенелеве и получение аналитических решений нелинейного уравнения динамики с использованием преобразования Бэклунда приведены в разд. 3. Наконец, в разд. 4 приведены краткие выводы из полученных результатов.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ЭВОЛЮЦИЮ СИСТЕМЫ

Рассмотрим однородную бесстолкновительную и неограниченную плазменную среду, состоящую из инерционных холодных электронов, неэкстенсивных горячих электронов и позитронов, а также неподвижных положительных ионов, помещенную во внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{B} = B_0\hat{z}$, где $\hat{z}$ – единичный вектор вдоль оси z. Ионы, имеющие низкую энергию и большую массу по сравнению с электронами, не успевают реагировать на быстрые процессы, протекающие на временных масштабах, характерных для электронов. Таким образом, условие равновесия имеет вид $n_{c0} + n_{h0} = n_{p0} + n_{i0}$, где n_{j0} – невозмущенная плотность частиц сорта j (здесь индекс $j = c, h, p, i$ относится к холодным электронам, горячим электронам, горячим позитронам и положительно заряженным ионам, соответственно). Для такой замагниченной плазменной среды можно написать следующие основные уравнения:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \nabla \cdot (n_c \mathbf{u_c}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u_c}}{\partial t} + (\mathbf{u_c} \cdot \nabla)\mathbf{u_c} = \frac{e}{m_e}\nabla\varphi - \frac{eB_0}{m_e c}(\mathbf{u_c} \times \hat{z}), \tag{2}$$

$$\nabla^2\varphi = 4\pi e(n_c + n_h - n_p - n_{i0}), \tag{3}$$

где n_j – плотность частиц плазмы сорта j; вектор $\mathbf{u}_c$, а также его компоненты u_c, v_c, w_c, используемые ниже, описывают скорости жидкости холодных электронов в направлениях осей x, y, z; φ – потенциал электростатической волны, и $m_e(e)$ – масса (заряд) электрона.

Для моделирования неэкстенсивности компонент плазмы (горячих электронов и позитронов) будем использовать следующее неэкстенсивное распределение с индексом q [32, 52]:

$$n_h = n_{h0}\left[1 + (q-1)\frac{e\varphi}{k_B T_h}\right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}} \tag{4}$$

$$n_p = n_{p0}\left[1 - (q-1)\frac{e\varphi}{k_B T_p}\right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}, \tag{5}$$

где индекс q характеризует степень неэкстенсивности, k_B – постоянная Больцмана и T_p – температура горячих позитронов. Заметим, что в случае $q < -1$, неэкстенсивное распределение с индексом q не нормализуется. В предельном случае ($q \to 1$) (экстенсивный случай) оно переходит в хорошо известное распределение Максвелла – Больцмана. Для случая распространения плоской электростатической волны в бесстолкновительной плазме дисперсионное соотношение, записанное в рамках формализма Цаллиса, очень хорошо согласуется с экспериментальными данными при $q < 1$ [53]. В настоящей работе мы рассматриваем значения индекса q, заключенные в пределах очень ограниченного диапазона $0.6 < q \le 1$, поскольку только они соответствуют функциям распределения Цаллиса, которые с физической точки зрения могут быть реализованы [54].

Нелинейная динамика ЭЗВ может быть описана следующими нормализованными уравнениями:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \nabla \cdot (n_c \mathbf{u_c}) = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u_c}}{\partial t} + (\mathbf{u_c} \cdot \nabla)\mathbf{u_c} = \alpha\nabla\varphi - \Omega(\mathbf{u_c} \times \hat{z}), \tag{7}$$

$$\nabla^2\varphi = \frac{n_c}{\alpha} + [1+(q-1)\varphi]^{\frac{q+1}{2(q-1)}} - \\ - \mu_1[1-(q-1)\sigma\varphi]^{\frac{q+1}{2(q-1)}} + \mu_2, \quad (8)$$

где плотности частиц n_j и скорость жидкости холодных электронов $\mathbf{u}_c$ нормализованы на n_{j0} и $C_e = (k_B T_h/\alpha m_e)^{1/2}$, соответственно; φ нормализован на $k_B T_h/e$, а пространственная и временная шкалы градуированы в единицах Дебаевской длины для горячих электронов $\lambda_{Dh} = (k_B T_h/4\pi n_{h0} e^2)^{1/2}$ и обратной плазменной частоты для холодных электронов $\omega_{pc}^{-1} = (m_e/4\pi n_{c0} e^2)^{1/2}$, соответственно. Здесь $\Omega = \Omega_c/\omega_{pc}$, где $\Omega_c л_0/m_e c$ — циклотронная частота холодных электронов, $\mu_1 = n_{p0}/n_{h0}$, $\mu_2 = n_{i0}/n_{h0} = 1 + \alpha^{-1} - \mu_1$, $\alpha = n_{h0}/n_{c0}$ и $\sigma = T_h/T_p$.

Для исследования нелинейной динамики ЭЗВ в присутствии внешнего магнитного поля введем следующие растянутые пространственно-временные координаты

$$\xi = \varepsilon^{1/2}(z - Vt), \quad \zeta = \varepsilon x, \quad \eta = \varepsilon y, \quad \tau = \varepsilon^{3/2} t, \quad (9)$$

где V — нормированная фазовая скорость ЭЗВ и ε $(0 < \varepsilon < 1)$ представляет собой амплитуду слабо нелинейной волны. Все зависимые переменные раскладываются по степеням параметра ε следующим образом:

$$\begin{pmatrix} n_c \\ u_c \\ v_c \\ w_c \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \varepsilon \begin{pmatrix} n_c^{(1)} \\ \sqrt{\varepsilon} u_c^{(1)} \\ \sqrt{\varepsilon} v_c^{(1)} \\ w_c^{(1)} \\ \varphi^{(1)} \end{pmatrix} + \varepsilon^2 \begin{pmatrix} n_c^{(2)} \\ \sqrt{\varepsilon} u_c^{(2)} \\ \sqrt{\varepsilon} v_c^{(2)} \\ w_c^{(2)} \\ \varphi^{(2)} \end{pmatrix} + \ldots \quad (10)$$

Чтобы учесть влияние слабого магнитного поля на нелинейную динамику ЭЗВ, мы используем скейлинг $\Omega \sim O(\sqrt{\varepsilon})$. Подставляя (9) и (10) в уравнения (6)–(8), можно получить разные системы уравнений, включающие члены разного порядка по ε. В самом низком порядке разложения по ε получаем следующие соотношения:

$$w_c^{(1)} = V n_c^{(1)}, \quad \varphi^{(1)} = -\frac{V w_c^{(1)}}{\alpha}, \\ n_c^{(1)} = -\alpha\left(C_1 - \mu_1 D_1\right)\varphi^{(1)}, \quad (11)$$

где $C_1 = (q+1)/2$, $D_1 = -C_1\sigma$ и $V^2 = (C_1 - \mu_1 D_1)^{-1}$.

Комбинируя все члены более высокого порядка по ε и используя соотношения (11), мы получаем следующее нелинейное уравнение Лидке–Шпачека [46, 47] для ЭЗВ, распространяющейся в неэкстенсивной замагниченной плазме

$$\left(V^2 \frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \Omega^2\right)\left[\frac{\partial n_c^{(1)}}{\partial\tau} + A n_c^{(1)} \frac{\partial n_c^{(1)}}{\partial\xi} + B \frac{\partial^3 n_c^{(1)}}{\partial\xi^3}\right] + \\ + \frac{V^3}{2}\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2} + \frac{\partial^2}{\partial\eta^2}\right] n_c^{(1)} = 0, \quad (12)$$

где $A = \left[3V + 2V^5(C_2 - \mu_2 D_2)/\alpha\right]/2$, $B = V^3/2$, причем $C_2 = (q+1)(3-q)/8$ и $D_2 = C_2\sigma^2$.

В зависимости от величины магнитного поля данное уравнение описывает следующие различные физически интересные случаи. В отсутствие магнитного поля $(\Omega = 0)$ оно превращается в уравнение Кадомцева–Петвиашвили (КП) [55], а в случае одномерного движения $(\partial_\zeta = \partial_\eta = 0)$ — в хорошо известное уравнение КдФ [56]. Если же магнитное поле сильное $\Omega^2 \gg \partial_\xi^2$, то можно получить уравнение схожее с уравнением ЗК [40].

3. ИНТЕГРИРУЕМОСТЬ ПО ПЕНЕЛЕВЕ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ

В этом разделе мы выполняем анализ Пенлеве, чтобы изучить интегрируемость уравнения (12) и получить некоторые интересные аналитические решения. Для нелинейных уравнений в частных производных (НУЧП) полная интегрируемость обычно означает существование бесконечного набора законов сохранения. Интегрируемость играет важную роль в поиске точных решений НУЧП. Исследуя интегрируемость НУЧП, можно получить важные сведения о нелинейной структуре уравнения и природе его решений [57, 58]. Поскольку в реальных физических задачах большинство динамических систем являются нелинейными, большое внимание было уделено интегрируемости нелинейных моделей. Между интегрируемостью НУЧП и свойством Пенлеве существует тесная связь. В работе [59] Weiss–Tabor–Carnevale (WTC) предложили алгоритм, позволяющий проводить анализ Пенлеве для НУЧП, названный “методом WTC анализа Пенлеве”, который является эффективным методом не только для проверки интегрируемости по Пенлеве, но и для построения точных решений НУЧП. Позже, в работе [60] был предложен упрощенный вариант метода WTC. НУЧП, обладающее свойством Пенлеве, должно быть однозначным относительно множества подвижных особых точек, а множество особых точек не должно быть характеристическим [60]. Проводя анализ Пенлеве в соответствии с методом WTC, можно предположить, что функции $\psi(\xi,\zeta,\eta,\tau)$ и $n_j = n_j(\xi,\zeta,\eta,\tau)$ являются аналитическими в окрестности точек, принадле-

жащих множеству особых точек M, определяемому следующим образом:

$$M = \{(\xi, \zeta, \eta, \tau) | \psi(\xi, \zeta, \eta, \tau) = 0\}, \quad (13)$$

где $\psi(\xi, \zeta, \eta, \tau) = 0$ — аналитическая функция переменных (ξ, ζ, η, τ) в окрестности точек множества M. Кроме того, предположим, что

$$n_c^{(1)} = n_c^{(1)}(\xi, \zeta, \eta, \tau) = \sum_{j=0}^{\infty} n_j \psi^{j+p}, \quad (14)$$

где p — целое число. Будем говорить, что уравнение (12) обладает свойством Пенлеве, если его решения однозначны относительно множества подвижных особых точек M. После подстановки (14) в (12) и использования анализа членов высшего порядка получаем, что $p = -2$ и

$$n_0 = -\left(\frac{12B}{A}\right)\psi_\xi^2. \quad (15)$$

Из рекуррентной формулы для n_j, объединяя слагаемые, содержащие n_j, находим, что

$$\psi_\xi^5 n_j (j^5 - 20j^4 143 j^3 - 400j^2 + 156j + 720) = \\ = F(n_{j-1}, \ldots, n_0, \psi_\zeta, \psi_\eta, \psi_\tau). \quad (16)$$

Из (16) легко видеть, что $j = -1, 4, 5, 6$ — это точки резонанса. Резонанс при $j = -1$ соответствует произвольному виду функции ψ, характеризующей сингулярную гиперповерхность. Чтобы проверить, удовлетворяют ли точки резонанса $j = 4, 5, 6$ условию совместимости (16), следуя анзацу Крускала, использованному в методе WTC [60], рассмотрим следующее преобразование:

$$\psi(\xi, \zeta, \eta, \tau) = \xi - \phi(\zeta, \eta, \tau), \quad n_j = n_j(\tau), \quad (17)$$

где $\phi(\zeta, \eta, \tau)$ — произвольная функция, и получим следующее рекуррентное соотношение для n_j

$$\begin{aligned} &\Omega^2\left[n_{j-5,\tau} - (j-6)n_{j-4}\phi_\tau\right] + \\ &+ A\Omega^2 \sum_{k=0}^{j} (k-4) n_{k-2} n_{j-k} + \\ &+ B\Omega^2 (j-4)(j-5)(j-6) n_{j-2}, \\ &+ V^2 (j-5)(j-6)\left[n_{j-3,\tau} - (j-4)n_{j-2}\phi_\tau\right] \\ &+ AV^2 \sum_{k=0}^{j} (k-2)(k-3) \times \\ &\times \left[(k-4) + 3(j-k-2)\right] n_j n_{j-k} + (j-5)(j-6) \times \\ &\times \Big[BV^2 (j-2)(j-3)(j-4) n_j - \\ &- \frac{V^3}{2}(\phi_{\zeta\zeta} + \phi_{\eta\eta}) n_{j-3} + \\ &+ \frac{V^3}{2}(j-4)(\phi_\zeta^2 + \phi_\eta^2) n_{j-2}\Big] = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставляя $j = 0, \ldots, 6$ в указанное выше рекуррентное соотношение (18), получаем следующие соотношения:

$$n_0 = \left(\frac{-12B}{A}\right), \quad n_1 = 0, \quad n_2 = \frac{2\phi_\tau - V(\phi_\zeta^2 + \phi_\eta^2)}{2A}, \\ n_3 = \frac{-V(\phi_{\zeta\zeta} + \phi_{\eta\eta})}{2A}, \quad (19)$$

при этом n_4, n_5, и n_6 являются произвольными. Это показывает, что нелинейное уравнение (12), описывающее эволюцию системы, обладает интегрируемостью по Пенлеве в рамках метода WTC и следовательно может быть решено аналитически.

3.1. Применение преобразования Бэклунда для нахождения точных решений

Мы изучили свойство Пенлеве уравнения (12) и показали, что укороченное разложение Пенлеве, предназначенное для определения точных решений уравнения (12), имеет следующий вид [48, 61]:

$$n_c^{(1)} = n_0 \psi^{-2} + n_1 \psi^{-1} + n_2. \quad (20)$$

Подставив (20) в (12) и приравняв коэффициенты при ψ^{-6} и ψ^{-7}, получаем

$$n_0 = \left(\frac{-12B}{A}\right)\psi_\xi^2, \quad n_1 = \left(\frac{12B}{A}\right)\psi_{\xi\xi}, \quad (21)$$

а для ψ^0 было найдено, что n_2 удовлетворяет нелинейному уравнению (12), которое имеет тривиальное решение $n_2 = 0$. Возьмем за отправную точку это тривиальное решение $n_2 = 0$, и запишем преобразование Бэклунда (ПБ) для уравнения (12) в следующем виде:

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B}{A}\right)\frac{\partial^2 ln(\psi)}{\partial \xi^2}. \quad (22)$$

Чтобы определить локализованные аналитические решения уравнения (12) с помощью вышеупомянутого ПБ (22), введем плоскую волну $\theta = \zeta + \eta + \xi - M\tau$ на искривленной поверхности ψ, такую что $\psi = \psi(\theta)$, где M — это число Маха. На плоскости θ ПБ может быть записано в следующем виде

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B}{A}\right)\frac{d^2 \ln(\psi(\theta))}{d\theta^2} = \left(\frac{12B}{A}\right)\left[\frac{\psi''}{\psi} - \left(\frac{\psi'}{\psi}\right)^2\right]. \quad (23)$$

Здесь штрих (') обозначает производную по θ. Опять же, на плоскости θ после однократного ин-

тегрирования уравнение (12) сводится к следующему уравнению,

$$\frac{d^4 n_c^{(1)}}{d\theta^4} + \left[\frac{A}{B} n_c^{(1)} + \frac{\Omega^2}{V^2} + \frac{V-M}{B}\right]\frac{d^2 n_c^{(1)}}{d\theta^2} + \\ + \frac{3A}{2B}\left(\frac{dn_c^{(1)}}{d\theta}\right)^2 + \frac{\Omega^2 n_c^{(1)}}{BV^2}\left(An_c^{(1)} - M\right) = 0. \quad (24)$$

Для локализованного решения можно принять постоянную интегрирования равной нулю. Подставляя (23) в (24) и приравнивая коэффициенты при разных степенях ψ, получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Для физически допустимых решений мы рассматриваем ОДУ, соответствующие коэффициентам при ψ^{-1}, что дает

$$\frac{d^2}{d\theta^2}\left[\frac{d^4}{d\theta^4} + \left(\frac{\Omega^2+2}{V^2} - \frac{2M}{V^3}\right)\frac{d^2}{d\theta^2} - \frac{2M\Omega^2}{V^5}\right]\psi = 0. \quad (25)$$

Решение уравнения (25) может быть записано следующим образом:

$$\psi(\theta) = \\ = k_1 + k_2\theta + k_3 e^{-\lambda_1\theta} + k_4 e^{\lambda_1\theta} + k_5 e^{-\lambda_2\theta} + k_6 e^{\lambda_2\theta}, \quad (26)$$

где $k_i s (i = 1, \ldots, 6)$ – произвольные константы интегрирования, $\lambda_{1(2)} = \sqrt{\phi_{1(2)}}$ – собственное значение, а

$$\phi_{1(2)} = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{2M}{V^3} - \frac{\Omega^2+2}{V^2}\right) \mp \\ \mp \sqrt{\left(\frac{\Omega^2+2}{V^2} - \frac{2M}{V^3}\right)^2 + \frac{8M\Omega^2}{V^5}}\right]. \quad (27)$$

Из приведенных выше выражений видно, что собственное значение λ_1 всегда чисто мнимое, поскольку $\phi_1 < 0$, и мы положили $\phi_1 = i\lambda$, где λ является действительным. Более того, собственное значение λ_2 всегда действительное в присутствии внешнего магнитного поля. В итоге, подставив (26) в уравнение (23), получаем общее решение уравнения (12) в виде

$$n_c^{(1)}(\xi, \zeta, \eta, \tau) = \left(\frac{12B}{A}\right) \times \\ \times \left[\frac{\lambda_1^2(k_3 e^{-\lambda_1\theta} + k_4 e^{\lambda_1\theta}) + \lambda_2^2(k_5 e^{-\lambda_2\theta} + k_6 e^{\lambda_2\theta})}{k_1 + k_2\theta + k_3 e^{-\lambda_1\theta} + k_4 e^{\lambda_1\theta} + k_5 e^{-\lambda_2\theta} + k_6 e^{\lambda_2\theta}} - \right. \\ \left. - \left(\frac{k_2 - \lambda_1(k_3 e^{-\lambda_1\theta} - k_4 e^{\lambda_1\theta}) - \lambda_2(k_5 e^{-\lambda_2\theta} - k_6 e^{\lambda_2\theta})}{k_1 + k_2\theta + k_3 e^{-\lambda_1\theta} + k_4 e^{\lambda_1\theta} + k_5 e^{-\lambda_2\theta} + k_6 e^{\lambda_2\theta}}\right)^2\right]. \quad (28)$$

3.2. Решения в виде солитонов

Для получения решений в виде солитонов, положим в общем решении (28) $k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = 0$ и $k_5 = k_6$; тогда после проведения простых алгебраических преобразований мы получим

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B\lambda_2^2}{A}\right)^2 (\lambda_2\theta). \quad (29)$$

Таким образом, нелинейное уравнение (12), описывающее эволюцию системы, имеет решение в виде одиночного солитона (29) с одним пиком. Чтобы получить некоторую численную оценку полученных результатов, возьмем типичные значения параметров, соответствующие авроральной зоне [8, 19]: $T_c \simeq 5$ эВ, $T_h \simeq 250$ эВ, $n_{c0} \simeq 0.5$ см$^{-3}$, и $n_{h0} \simeq 2.0$ см$^{-3}$. Эти параметры соответствуют $\alpha \simeq 4.0$. Кроме того, настоящий анализ ограничен следующим диапазоном значений параметра неэкстенсивности q: $0.6 < q \leq 1$ [54]. На рис. 1 представлено влияние параметра неэкстенсивности q и концентрации позитронов μ_1 на вид решения в виде солитона. Видно, что солитон сжимается, а его амплитуда увеличивается с увеличением q и μ_1, т.е. увеличивающиеся неэкстенсивность и концентрация позитронов могут сделать солитон более острым. С физической точки зрения, увеличение концентрации позитронов приводит к уменьшению концентрации ионов (n_{i0}) вследствие условия квазинейтральности, и, следовательно, амплитуда солитона увеличивается, в то время как его ширина уменьшается. Эту особенность можно использовать в диагностических целях в случаях, когда возможно введение позитронной популяции в электронно-ионную плазму.

Кроме того, положив в общем решении (28) $k_1 = k_2 = k_3 = 0$, $k_5 = k_6 = P$ и $k_4 = P/2$, мы получим решение в виде M-образного солитона. На рис. 2 представлены решения в виде M-образных солитонов, полученные при различных значениях напряженности магнитного поля Ω. Видно, что амплитуда солитона возрастает с увеличением магнитного поля Ω. Кроме того, протяженность (ширина) M-образного солитона уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля. Следовательно, увеличение магнитного поля приводит к усилению нелинейности и уменьшению дисперсии и, таким образом, локализованные структуры становятся намного выше и уже. С физической точки зрения, увеличение магнитного поля увеличивает частоту колебаний электронов, что приводит к увеличению фазовой скорости волн при постоянной длине волны. Далее солитон распространяется с большей скоростью. Поскольку

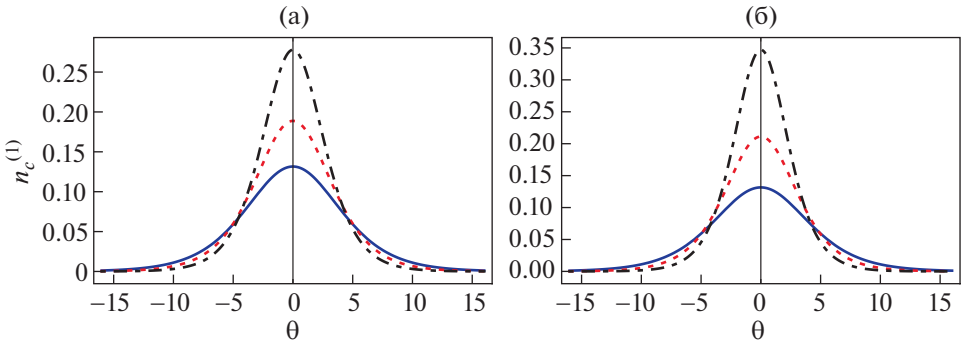


Рис. 1. Решения уравнения (12) в виде солитонов, описываемые формулой (29) для различных значений (а) параметра неэкстенсивности **q** ($q = 0.7$ (сплошная линия), $q = 0.8$ (пунктир) и $q = 0.9$ (штриховая линия)) при $\mu_1 = 0.3$ и (б) концентрации позитронов μ_1 ($\mu_1 = 0.3$ (сплошная линия), $\mu_1 = 0.4$ (пунктир) и $\mu_1 = 0.5$ (штриховая линия)) при $q = 0.7$. Остальные параметры имеют следующие значения: $\Omega = 0.05$, $\sigma = 1$, $\alpha = 4$, and $M = 0.9$.

скорость солитона прямо пропорциональна его амплитуде, то амплитуда солитона также увеличивается.

3.3. Периодическое решение

Из теории динамических систем известно, что чисто мнимые собственные значения всегда соответствуют периодическому решению нелинейной системы уравнений. Поэтому для нахождения периодического решения из общего решения (28) положим $k_1 = k_3 = P$, $k_2 = k_5 = k_6 = 0$ и $k_4 = -P$, где P — положительная константа. Таким образом, периодическое решение уравнения (12) имеет вид

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{24B\lambda^2}{A}\right)\left[\frac{(2 + i\sin(\lambda\theta))}{\{1 - 2i\sin(\lambda\theta)\}^2}\right]. \qquad (30)$$

На рис. 3 приведены периодические решения уравнения (12) для нескольких значений параметра неэкстенсивности q и напряженности внешнего магнитного поля Ω. Из рис. 3а видно, что амплитуда колебаний, а также число колебаний уменьшается с ростом q, в то время как из рис. 3б видно, что при увеличении напряженности магнитного поля возрастают число и амплитуда колебаний.

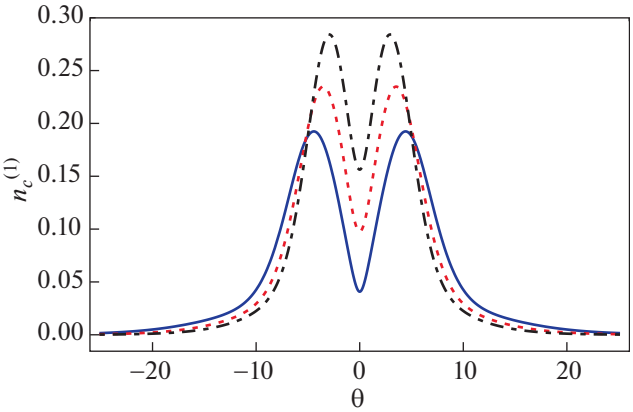


Рис. 2. Решения уравнения (12) в виде M-образных солитонов для различных значений напряженности магнитного поля ($\Omega = 0.06$ (сплошная линия), $\Omega = 0.08$ (пунктир) и $\Omega = 0.1$ (штриховая линия)) при $q = 0.7$, $\mu_1 = 0.3$, $k_1 = k_2 = k_3 = 0$, $k_5 = k_6 = 1$, $k_4 = 1/2$. Остальные параметры имеют те же значения, что и на рис. 1.

3.4. Решения типа “бризеров” и “блуждающих волн”

Название “бризер” отражает поведение профиля волны, в котором энергия локализована и меняется колебательным образом. Выбирая параметры $k_1 = k_5 = k_6 = P$, $k_2 = 0$ и $k_3 = k_4 = P/2$, где P — положительная константа, мы получаем решение типа “бризера”, которое выглядит следующим образом:

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B}{A}\right)(\lambda_2\theta)[2\lambda_2^2 + (2\lambda_2^2 - 2\lambda^2)\cos(\lambda\theta) +$$
$$+ (4\lambda_2^2 - \lambda^2)\cosh(\lambda_2\theta) - \lambda^2\cos(\lambda\theta)(\lambda_2\theta) + \qquad (31)$$
$$+ 4\lambda\lambda_2\sin(\lambda\theta)\tanh(\lambda_2\theta)]\{2 + \cos(\lambda\theta)(\lambda_2\theta) + (\lambda_2\theta)\}^2.$$

Для иллюстрации поведения бризерных колебаний на рис. 4 изображено решение (31) для различных значений параметра неэкстенсивности q. Видно, что колебания и их огибающая распространяются с разными скоростями. Также видно, что число колебаний в волновом пакете и их амплитуда уменьшаются с увеличением q. Наблюда-

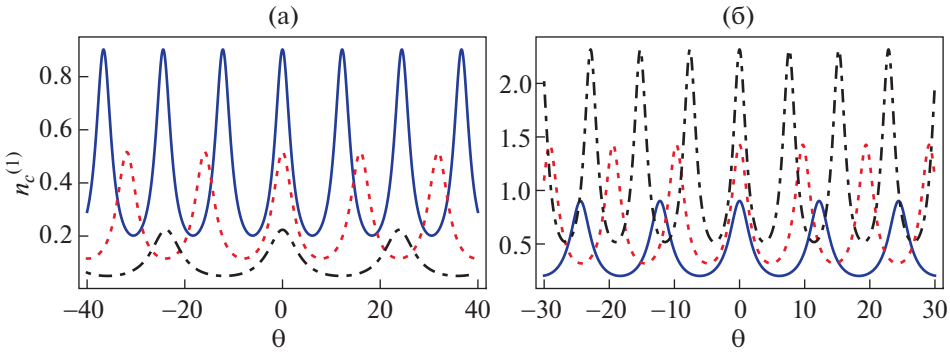


Рис. 3. Периодическое решение уравнения (12), описываемое формулой (30), для различных значений (а) параметра неэкстенсивности ($q = 0.8$ (сплошная линия), $q = 0.85$ (пунктир) и $q = 0.9$ (штриховая линия)) при $\mu_1 = 0.3$, $\Omega = 0.01$ и (б) напряженности магнитного поля ($\Omega = 0.01$ (сплошная линия), $\Omega = 0.04$ (пунктир) и $\Omega = 0.08$ (штриховая линия)) при $\mu_1 = 0.3$ и $q = 0.8$, $k_1 = k_3 = 1$, $k_2 = k_5 = k_6 = 0$, $k_4 = -1$. Остальные параметры имеют те же значения, что и на рис. 1.

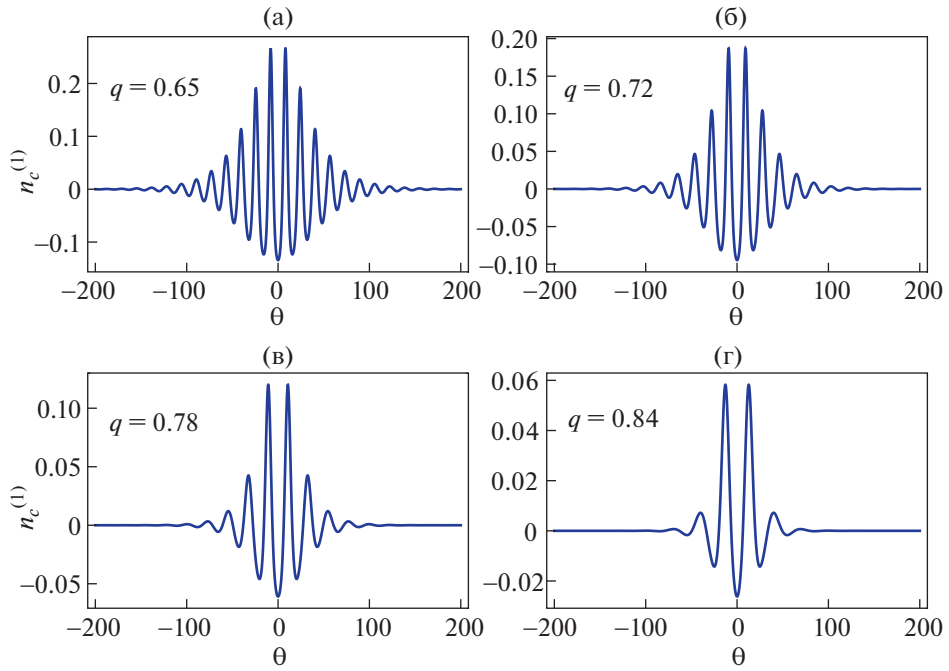


Рис. 4. Решения уравнения (12) типа “бризера”, описываемое формулой (31), для различных значений параметра неэкстенсивности q при $\sigma = 1$, $\mu_1 = 0.3$, $\Omega = 0.01$, $\alpha = 4$ и $M = 0.9$. $k_1 = k_5 = k_6 = 1$, $k_2 = 0$ и $k_3 = k_4 = 1/2$.

емые здесь бризерные структуры являются результатом взаимодействия волн с различными фазами. Таким образом, формирование бризера является признаком фазового смешения волн. С другой стороны, возможны решения в виде “блуждающих волн” (“волн-убийц”), которые представляют собой сильные вейвлеты, которые могут “внезапно появиться из ниоткуда и бесследно исчезнуть в никуда” [62]. На сегодняшний день признано, что блуждающие волны по сути являются собственными нелинейными структурами. Волны-убийцы – это короткоживущие явления, с небольшой вероятностью возникающие внезапно из обычных волн. Подставляя $k_1 = k_5 = k_6 = P$, $k_2 = k_3 = 0$ и $k_4 = -P$ в общее решение (28), мы получим решение типа волны-убийцы в следующем виде:

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B}{A}\right)[4\lambda_2^2 + 2(\lambda_2^2 - \lambda_2^2 e^{i\lambda\theta} + \lambda^2 e^{i\lambda\theta})(\lambda_2\theta) + \\ + (4\lambda_2^2 - \lambda^2 e^{i\lambda\theta})^2(\lambda_2\theta) + 4i\lambda\lambda_2 e^{i\lambda\theta} \times \\ \times \tanh(\lambda_2\theta)(\lambda_2\theta)]\{2 + (1 - e^{i\lambda\theta})(\lambda_2\theta)\}^{-2}. \quad (32)$$

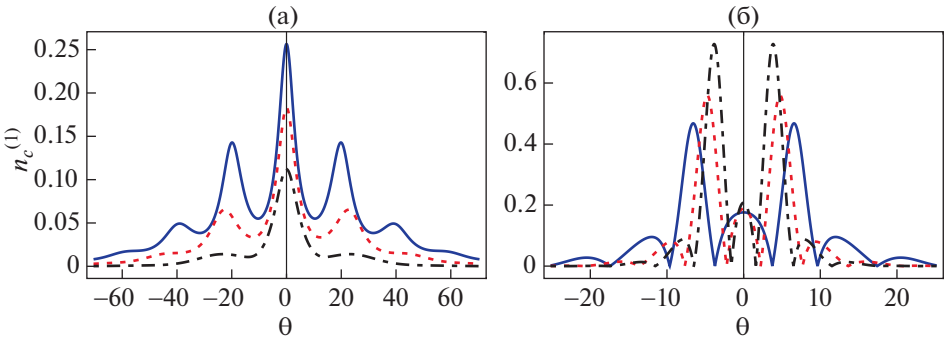


Рис. 5. (а)- Профиль решения уравнения (12) типа волны-убийцы (32) для различных значений параметра неэкстенсивности ($q = 0.75$ (сплошная линия), $q = 0.8$ (пунктир) и $q = 0.86$ (штриховая линия)) при $\Omega = 0.01$ и $k_1 = k_5 = k_6 = 1$, $k_2 = k_3 = 0$, $k_4 = -1/2$ и (б) профиль решения, соответствующего другому типу волны-убийцы (33), для различных значений напряженности магнитного поля ($\Omega = 0.05$ (сплошная линия), $\Omega = 0.1$ (пунктир) и $\Omega = 0.15$ (штриховая линия)) при $q = 0.7$, $k_1 = k_3 = k_4 = k_5 = k_6 = 1$ и $k_2 = 0$. Остальные параметры имеют те же значения, что и на рис. 4.

Это решение описывает случай, когда энергия волны конденсируется в относительно небольшой области пространства, которая создается из-за наличия нелинейных свойств плазменной среды, и такая волна может иметь структуру волны-убийцы, как это показано на рис. 5а. Из рисунка видно, что отсутствие экстенсивности снижает амплитуду волны-убийцы. Чтобы получить другой тип решения типа волны-убийцы из соотношения (28), возьмем $k_1 = k_3 = k_4 = k_5 = k_6 = P$ и $k_2 = 0$ и получим следующее выражение:

$$n_c^{(1)} = \left(\frac{12B}{A}\right)(\lambda_2\theta)\left[\frac{4(\lambda_2^2 - \lambda^2)\{\cos(\lambda\theta) + (\lambda_2\theta)\} + 8\lambda\lambda_2\sin(\lambda\theta)\tanh(\lambda_2\theta)}{\{2 + (1 + 2\cos(\lambda\theta))(\lambda_2\theta)\}^2}\right]. \quad (33)$$

Профиль решения (33) показан на рис. 5б для различных значений напряженности магнитного поля Ω. Видно, что амплитуда волны-убийцы увеличивается с увеличением Ω. С физической точки зрения, магнитное поле в плазменной системе усиливает связь и генерирует новые возмущения на электронных орбитах. Эта нелинейность, вносимая магнитным полем, создает новые гармоники, и возникающие структуры типа волн-убийц выявляют эти нелинейные явления. Как правило, бризеры и структуры типа волн-убийц можно описать, используя хорошо известное нелинейное уравнение Шредингера [62, 63].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалось нелинейное распространение ЭЗВ в замагниченной плазме, состоящей из горячих электронов и позитронов, характеризуемых неэкстенсивным распределением, подвижных холодных электронов и неподвижных положительных ионов. Используя стандартную методику теории возмущений, получено уравнение Лидке–Шпачека, которое определяет нелинейную динамику ЭЗВ малой амплитуды в неэкстенсивной замагниченной плазме. Мы использовали анализ Пенлеве, чтобы показать интегрируемость нелинейного уравнения, описывающего динамику системы. Путем применения преобразования Бэклунда была получена серия аналитических решений уравнения Лидке–Шпачека. Решения показывают, что нелинейное уравнение, описывающее ЭЗВ, описывает различные типы нелинейных структур, такие как одиночный солитон, M-образный солитон, бризер и структуры типа блуждающих волн (волн-убийц). Было показано, что эти нелинейные структуры существенно определяются соответствующими параметрами плазмы (энтропийным индексом q, напряженностью магнитного поля, концентрацией позитронов). Полученные аналитические результаты описывают широкий класс чрезвычайно интересных когерентных нелинейных явлений и могут быть использованы в различных областях физики [63, 64].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Henry D., Treguier J.P.* // J. Plasma Phys. 1972. V. 8. P. 311.
2. *Gary S.P., Tokar R.L.* Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 2439.

3. *Matsumoto H., Kojima H., Miyatake T., Omura Y., Okada M., Nagano I., Tsutsui M.* // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. P. 2915.
4. *Bale S.D., Kellogg P.J., Larson D.E., Lin R.P., Goetz K., Leeping R.P.* Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 2929.
5. *Vasko I.Y., Agapitov O.V., Mozer F.S., Bonnell J.W., Artemyev A.V., Krasnoselskikh V.V., Reeves G., Hospodarsky G.* // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 4575. https://doi.org/10.1002/2017GL074026
6. *Ikezawa S., Nakamura Y.* // J. Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 962.
7. *Anderegg F., Driscoll C.F., Dubin D.H.E., O'Neil T.M.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 095001.
8. *Dubouloz N., Treumann R.A., Pottelette R., Malingre M.* // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17415.
9. *Lin C.S., Burch J.L., Shawhan S.D., Gurnett D.A.* // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 925.
10. *Schriver D., Ashour-Abdalla M.* // Geophys. Res. Lett. 1989. V. 16. P. 899.
11. *Gary S., Tokar R.L.* // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 2439.
12. *Mamun A.A., Shukla P.K., Stenflo L.* // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 1474.
13. *Anowar M.G.M., Mamun A.A.* Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 102111.
14. *Lakhina G.S., Singh S.V., Kakad A.P., Verheest F., Bharuthram R.* // Nonlinear Process. Geophys. 2008. V. 15. P. 903.
15. *Dutta M., Ghosh S., Chakrabarti N.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. P. 066408.
16. *Mannan A., Mamun A.A., Shukla P.K.* // Chin. J. Phys. 2013. V. 51. P. 983.
17. *Bansal S., Aggarwal M., Gill T.S.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 715.
18. *Mamun A.A., Shukla P.K.* // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. 1135.
19. *Shukla P.K., Mamun A.A., Eliasson B.* // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L07803.
20. *Angelopoulos V.* // Space Sci. Rev. 2008. V. 141. P. 5.
21. *Agapitov O.V., Krasnoselskikh V., Mozer F.S., Artemyev A.V., Volokitin A.S.* // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 3715.
22. *Popel S.I., Vladimirov S.V., Shukla P.K.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 716.
23. *Tandberg-Husen E., Emslie A.G.* // The Physics of Solar Flares. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1988, p. 124.
24. *Miller H.R., Witta P.J.* // Active Galactic Nuclei. Springer-Verlag, Berlin, 1987, p. 202.
25. *Michel F.C.* // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 1.
26. *Daniel J., Tajima T.* // Astrophys. J. 1998. V. 498. P. 296.
27. *Greaves R.G., Surko C.M.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3847.
28. *Renyi A.* // Acta Math. Acad. Sci. Hungar. 1955. V. 6. P. 285.
29. *Tsallis C.* // J. Stat. Phys. 1988. V. 52. P. 479.
30. *Aranha R., Soares I., Tonini E.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 104005.
31. *de Oliveira H., Soares I.D., Tonini E.V.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 063506.
32. *Tribeche M., Sabry R.* // Astrophys. Space Sci. 2012. V. 341. P. 579.
33. *Shahmansouri M., Alinejad H.* // Astrophys. Space Sci. 2013. V. 344. P. 463.
34. *Ferdousi M., Mamun A.A.* // Braz. J. Phys. 2015. V. 45. P. 89.
35. *Golshan A.N.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 943.
36. *Jilani K., Mirza A.M., Khan T.A.* // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 349. P. 255.
37. *Shuchy S.T., Mannan A., Mamun A.A.* // JETP Lett. 2012. V. 95. P. 282.
38. *Rafat A., Rahman M.M., Alam M.S., Mamun A.A.* // Commun. Theor. Phys. 2015. V. 63. P. 243.
39. *Bansal S., Aggarwal M.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 991.
40. *Zakharov V.E., Kuznetsov E.A.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1974. V. 66. P. 594. [Sov. Phys. JETP. 1974. V. 39. P. 285.].
41. *Shalaby M., El-Labany S.K., Sabry R., El-Sherif L.S.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 6. P. 18.
42. *Adnan M., Williams G., Qamar A., Mahmood S., Kourakis I.* // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 247.
43. *Seadawy A.R.* // Physica A. 2016. V. 455. P. 44.
44. *Sarker M., Hossen M.R., Shah M.G., Hosen B., Mamun A.A.* // Z. Naturforsch. 2018. V. 73. P. 501.
45. *Bansal S., Aggarwal M., Gill T.S.* // Contrib. Plasma Phys. 2019. V. 59. P. e201900047.
46. *Poria S., Ghosh S.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 062315.
47. *Laedke E.W., Spatschek K.H.* // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 985.
48. *Biswas A., Ghosh S., Chakrabarti N.* // Phys. Scr. 2020. V. 95. P. 105603.
49. *Kopp A., Schröer A., Birk G.T., Shukla P.K.* // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 4414.
50. *Feron C., Hjorth J.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 022106.
51. *Gervino G., Lavagno A., Pigato D.* // Cent. Eur. J. Phys. 2012. V. 10. P. 594.
52. *Silva R., Plastino A.R., Lima J.A.S.* // Phys. Lett. A. 1998. V. 249. P. 401.
53. *Lima J.A.S., Silva R., Santos J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 3260.
54. *Williams G., Kourakis I., Verheest F., Verheest F.* // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. P. 023103.
55. *Kadomstev B.B., Petviashvili V.I.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1970. V. 192. P. 753. [Sov. Phys. Dokl. 1970. V. 15. P. 539.]
56. *Korteweg D., de Vries G.* // Philos. Mag. 1895. V. 39. P. 422.

57. *Ablowitz M.J., Segur H. // Solitons and the Inverse Scattering Transformation*. Philadelphia, SIAM, 1981.

58. *Lakshmanan M., Rajasekar S. // Nonlinear Dynamics: Integrability, Chaos and Patterns*. Berlin, Heidelberg, Springer, 2003.

59. *Weiss J., Tabor M., Carnevale G.* // J. Math. Phys. 1983. V. 24. P. 522.

60. *Kruskal M.D., Joshi N., Halburd R. // Integrability of Nonlinear Systems*. Lecture Notes in Physics, ed. *Y. Kosmann-Schwarzbach, B. Grammaticos, and K.M. Tamizhmani*. Springer, Berlin, Germany, 1997, Vol. 495. P. 171.

61. *Weiss J. // Partially Intergrable Evolution Equations in Physics*. NATO ASI Series. Mathematical and Physical Sciences, ed. *R. Conte and N. Boccara*. Dordrecht, Springer, 1990. V. 310. P. 375.

62. *Akhmediev N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J.M.* // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. P. 026601.

63. *Dysthe K.B., Trulsen K.* // Phys. Scr. 1999. V. T82. P. 48.

64. *Dudley J.M., Genty G., Mussot A., Chabchoub A., Dias F.* // Nature Rev. Phys. 2019. V. 1. P. 675.

EDN: DTUPJR
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 370–374

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

РАЗРЕШЕННАЯ ВО ВРЕМЕНИ ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СВЧ-РАЗРЯДА В ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДАХ С БАРБОТИРОВАНИЕМ АРГОНА

© 2022 г. Т. С. Батукаев[a], Г. В. Крашевская[a, b], Ю. А. Лебедев[a, *], А. В. Михайлюк[b]

[a] *Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия*

[b] *Национальный ядерный исследовательский университет (МИФИ), Москва, Россия*

**e-mail: lebedev@ips.ac.ru*

Поступила в редакцию 09.12.2021 г.
После доработки 25.12.2021 г.
Принята к публикации 25.12.2021 г.

Методами эмиссионной спектроскопии, теневой фотографии и интегрального излучения разряда с разрешением во времени исследованы начальные стадии развития СВЧ-разряда в жидких углеводородах при подаче аргона в область разряда. В качестве представителя широкого круга углеводородов использовался нефтяной растворитель Нефрас С2 80/120. С помощью теневых фотографий исследовано изменение структуры разряда во времени и определены размеры и скорости роста газового пузыря с плазмой. Спектры излучения разряда, полученные при времени экспозиции 1 мс, показали, что кроме обычных полос Свана и СН, в спектре присутствуют атомарные линии излучения H_α и иона углерода. Присутствие этих линий связывается с большой ролью электронного удара в кинетике процессов в плазме на малых временах.

Ключевые слова: микроволновый разряд, разряд в жидких углеводородах, оптическая диагностика плазмы, теневые фотографии, эмиссионная спектроскопия

DOI: 10.31857/S0367292122040047

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время исследованию разрядов в жидкостях и в контакте с ними уделяется большое внимание. Это обусловлено широкими возможностями применения таких систем для решения экологических задач, получения новых материалов, водорода и др. Опубликовано большое количество обзоров, включающих рассмотрение применения различных типов разряда в плазменно-растворных системах [1–10] однако в них практически не описано применение микроволнового разряда. Он остается наименее изученным, обзор исследований этого типа разряда приведен в [11–14].

Микроволновая плазма в жидкостях представляет собой чрезвычайно интересный объект для исследования, поскольку часто бывает неравновесной, неоднородной, с большими пространственными градиентами параметров. Плазма, как правило, нестационарна и существует в условиях постоянного обмена энергией и частицами с окружающей жидкой средой.

Хотя говорят о микроволновых разрядах в жидкости, на самом деле эти разряды генерируются в газовом пузыре (несколько миллиметров в диаметре) внутри жидкости. Пузырьки могут быть созданы разными способами: а) испарением жидкости в окрестности наконечника антенны, нагретого микроволновым полем; б) созданием искусственного барботажа путем введения дополнительных газов (чаще всего используется аргон); в) действием ультразвуковых волн. Поверхность пузырьков расположена вблизи зоны высокотемпературной плазмы, что обеспечивает высокую скорость поступления в пузырь испарившихся молекул жидкости. Этот пузырь можно рассматривать как мини-плазмохимический реактор. Из-за интенсивного потока молекул в пузырек в плазме создаются высокие концентрации активных частиц (атомов, радикалов, заряженных частиц), и эффективность физико-химических процессов в этом реакторе высока. Соответственно, скорость образования продуктов также высока. Кроме того, малый размер плазменной области обеспечивает высокие градиенты параметров и высокую скорость стабилизации продуктов. Эти особенности являются основными отличиями от процессов в обычной газофазной микроволновой плазме.

Большой интерес представляет исследование микроволновых разрядов в жидких углеводоро-

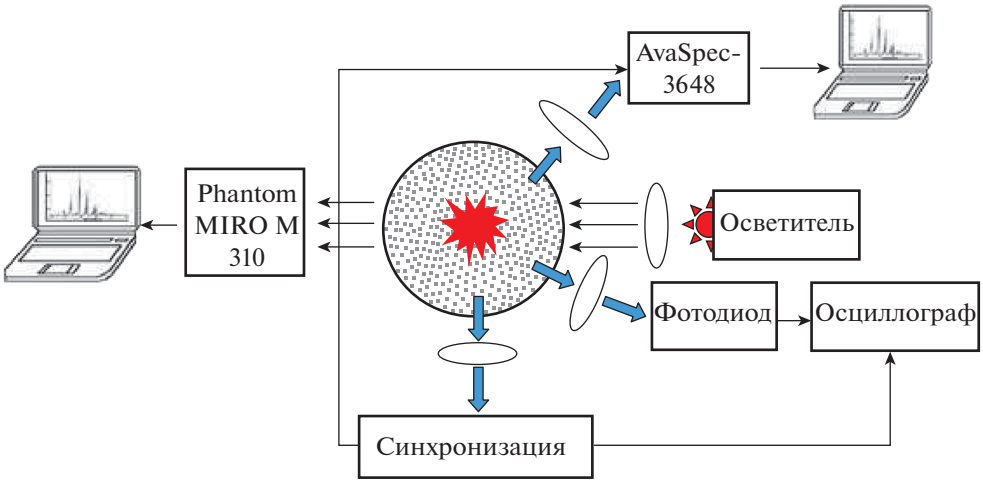


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

дах, которые могут использоваться для получения водорода и углеродсодержащих твердых продуктов. Сейчас уже накоплена достаточно большая информация о процессах в таких разрядах [14], но практически неисследованными остаются начальные стадии возникновения разряда, которые во многом определяют физику процессов в нем.

Настоящая работа является продолжением работ по изучению начальных стадий СВЧ-разряда в жидких углеводородах. Результаты первого этапа исследований опубликованы в [15]. Было показано, что СВЧ-разряд в жидких углеводородах без барботирования дополнительных газов в зону разряда нестационарен и представляет собой набор последовательных импульсных разрядов, распределенных случайным образом во времени. Форма и длительность импульсов различаются для разных микроразрядов. Длительность импульса уменьшается с увеличением падающей СВЧ-мощности и в условиях эксперимента составляла от 0.5 до 1.0 мс.

В настоящей работе приведены первые результаты исследования оптических характеристик на начальных стадиях СВЧ-разряда при подаче аргона в область разряда в жидком углеводороде.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка (рис. 1), используемая для генерации и диагностики СВЧ-разряда (2.45 ГГц, 50–2500 Вт) в жидких углеводородах, подробно описана в [15, 16]. Разрядная секция представляет собой переход от прямоугольного волновода к коаксиальному кабелю, центральный проводник которого служит антенной для ввода микроволновой энергии в реактор. Разряд создавался в жидкости у торца антенны в кварцевом реакторе (диаметр 55 мм), помещенном в защитный медный экран (период решетки 0.5 мм, толщина проволоки 0.13 мм). Выходящая в реактор антенная часть выполнена из трубки диаметром 2.0 мм с коническим окончанием, через которую подавался аргон. Давление над поверхностью жидкости равнялось атмосферному давлению.

Интегральное по спектру и объему изменение интенсивности излучения разряда во времени исследовалось с помощью фотодиода для видимого света BS520 подключенного к 4-канальному осциллографу АКИП-4126 /3А-Х.

Визуализация разряда осуществлялась высокоскоростной видеокамерой Phantom MIRO M 310 (максимальная частота кадров при максимальном разрешении 3200 кадров в секунду, максимальная частота кадров при пониженном разрешении 1.2×10^5 кадров в секунду, минимальное время экспозиции 1 мкс).

Спектр излучения разряда с временным разрешением в диапазоне длин волн 200–700 нм исследовали с помощью стробируемого спектрографа AvaSpec-3628 с разрешением 1 нм. Разряд через оптику фокусировался на входной апертуре оптического волокна, которое направляет излучение на входную щель спектрометра. Относительная калибровка спектрографа проводилась с помощью ленточной вольфрамовой лампы СИ-8-200. Спектр регистрировался с выдержкой 1 мс.

При получении теневых фотографий разряда в качестве источника подсветки использовался белый светодиод (LED), изображения регистрировались видеокамерой Phantom MIRO M 310.

Все устройства были синхронизированы с моментом зажигания разряда с помощью оптического датчика синхронизации (при возникновении разряда датчик выдает прямоугольный импульс длительностью 5 мкс и нарастающим

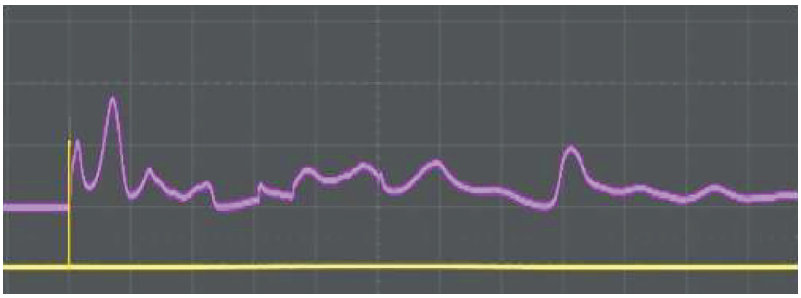


Рис. 2. Развертка во времени сигнала с фотодиода (верхняя кривая) и сигнал синхронизации (нижняя кривая), развертка 1 мс/дел.

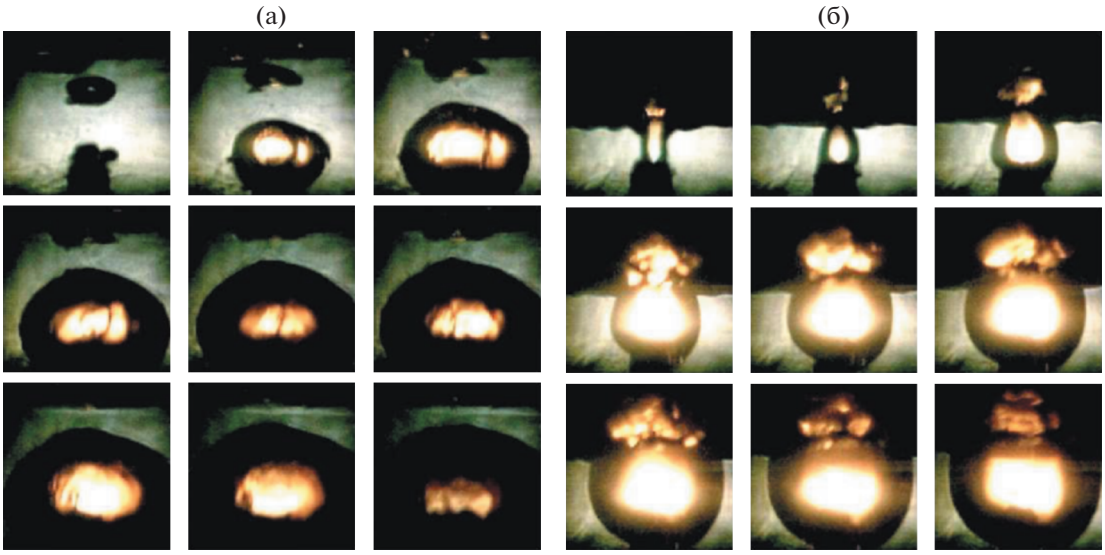


Рис. 3. Теневые фотографии разряда (время экспозиции 0.9 мкс, время между кадрами 1 мс): развитие разряда при первом зажигании разряда (а), развитие повторного разряда через 50 мс после первого зажигания (б). Падающая мощность 250 Вт, расход аргона 0.1 см^3/с.

фронтом 40 нс). Все устройства были запущены нарастающим фронтом синхроимпульса.

Измерения проводились с использованием нефтяного растворителя Нефрас С2 80/120 в качестве жидкой среды. Нефтяной растворитель Нефрас С2 80/120 представляет собой смесь легких углеводородов с температурой кипения от 33 до 205°С. Этот растворитель можно рассматривать как представитель неполярных жидких алканов ($C_nH_{2(n+2)}$). Наше предыдущее исследование показало, что спектры излучения и состав основных газовых продуктов в Нефрасе такие же, как и для других неполярных углеводородов [14, 17, 18]. Отметим, что неполярные углеводороды прозрачны в видимом диапазоне длин волн, что важно для проведения оптических измерений, которые являются практически единственным методом диагностики таких разрядов. В процессе горения разряда в углеводородах в жидкости появляются твердые частицы, что снижает ее прозрачность.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Начальные стадии и развитие микроволнового разряда во времени иллюстрируют рис. 2 и 3.

Рисунок 2 показывает изменение во времени интегральной по объему и спектру интенсивности излучения разряда. Он показывает, что разряд нестационарен и представляет собой последовательность микроразрядов.

Рисунок 3 показывает поведение во времени разряда в два момента его развития. Рис. 3а иллюстрирует начальную стадию зажигания первого разряда, который горит непрерывно на протяжении 50 мс, плавно меняя форму разрядной области на цилиндрическую. Рисунок 3б иллюстрирует повторный разряд, появившийся через 50 мс с

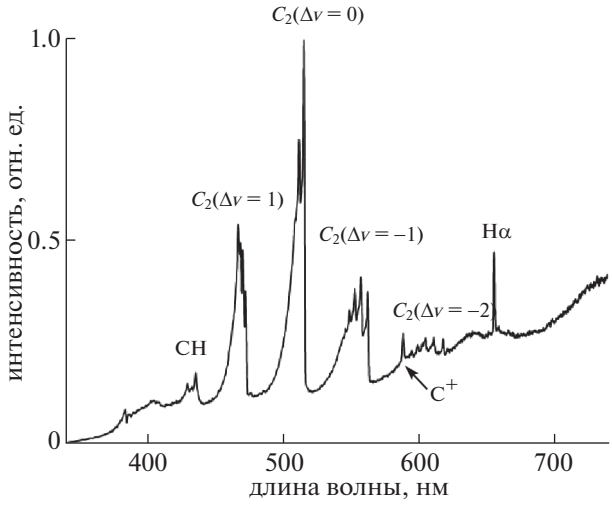


Рис. 4. Эмиссионный спектр разряда в нефрасе в барботированием аргона.

момента появления первого разряда. На первой фотографии виден всплывающий пузырь аргона, а в нижней части этой фотографии видна антенна (диаметр 2 мм). Начиная со второго кадра, происходит рост газового пузыря с плазмой. Оценки показывают, что скорость роста радиуса пузырька не постоянна во времени и в первый момент она составляет 3 м/с за первые 100 мкс с момента появления разряда, далее уменьшается до 0.9 м/с через 2 мс с момента зажигания разряда. Полученные скорости роста радиуса пузырька на порядок ниже скоростей роста пузырька газа в аналогичных разрядах без барботажа. Последнее может объясняться тем, что пары углеводорода разбавлены аргоном и, соответственно, рост числа частиц в пузыре из-за разложения меньше, чем в чистом углеводороде.

Совершенно иную картину развития разряда показывают фотографии на рис. 3б. Это связано с тем, что среда, в которой зажигается разряд, изменилась из-за появления в ней углеродсодержащих частиц. Кроме того, разряд зажигается у конца антенны, разогретой в предыдущий период времени. Это приводит к увеличению скорости потока дополнительного газа в канале антенны, увеличению скорости образования пара углеводорода и к появлению столбообразного потока газа [19]. Это видно на первом кадре рис. 3б. В верхней части фотографий видны светящиеся области, которые являются отражением разряда от поверхности жидкости.

На рис. 4 приведен спектр излучения разряда, полученный с выдержкой 1 мс. Отличием от спектров, полученных с большой выдержкой [18], является то, что в спектре, кроме обычных полос Свана и CH, присутствуют линии H_α и иона углерода. Возможность присутствия атомарных линий излучения в СВЧ-разряде на малых временах отмечалась в [19], что связывалось с большой ролью электронного удара в процессах в разряде на малых временах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены первые результаты исследования начальных стадий развития СВЧ-разряда в жидких углеводородах при подаче аргона в область разряда с помощью оптических методов. Измерения проводились с использованием нефтяного растворителя Нефрас С2 80/120, который рассматривается в качестве представителя широкого спектра углеводородов. С помощью теневых фотографий исследовано изменение структуры разряда во времени и определены скорости роста размеров газового пузыря с плазмой. Спектры излучения разряда, полученные при времени экспозиции 1 мс, показали присутствие атомарных линий излучения H_α и иона углерода. Присутствие этих линий связывается с большой ролью электронного удара в кинетике процессов в плазме на малых временах, которая уменьшается по мере нагрева газа.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИНХС РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bruggeman P.J., Leys C.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 053001.
2. *Samukawa S., Hori M., Rauf 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. *Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., Gardeniers J.G.E., Graham W.G., Graves D.B., Hofman-Caris R.C.H.M., Maric D., Reid J.P., Ceriani E., Fernandez Rivas D., Foster J.E., Garrick S.C., Gorbanev Y., Hamaguchi S., Iza F., Jablonowski H., Klimova E., Kolb, J. Krcma F., Lukes P., Machala Z., Marinov I., Mariotti D., Thagard S.M., Minakata D., Neyts E.C., Pawlat J., Petrovic Z.L., Pflieger R., Reuter S., Schram D.C., Schröter S., Shiraiwa M., Tarabová B., Tsai P.A., Verlet J.R.R., Woedtke T., Wilson K.R., Yasui K., Zvereva G.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 053002.
4. *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.L., Pitchford L.C., Pu Y.-K., Rauf S., Sakai O., Samukawa S., Starikovskaia S., Tennyson J., Terashima K., Turner M. M., Sanden M.C.M., Vardelle A.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 323001.

5. *Malik M.A., Ghaffar A., Malik S.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 82.
6. *Foster J.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 055501.
7. *Rezaei F., Vanraes P., Nikiforov A., Morent R., Geyter N.* // Materials. 2019. V. 12. P. 2751.
8. *Locke B.R.* // Int. J. Plasma Environmental Sci. Technol. 2012. V. 6. P. 194.
9. *Rybkin V.V., Shutov D.A.* // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. P. 1089.
10. *Vanraes P., Bogaerts A.* // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 031103.
11. *Lebedev Yu.A.* // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 676.
12. *Horikoshi S., Serpone N.* // RSC Adv. 2017. V. 7. P. 47196.
13. *Lebedev Yu.A.* // High Temp. 2018. V. 56. P. 811.
14. *Lebedev Yu.A.* // Polymers. 2021. V. 13. P. 1678.
15. *Lebedev Yu.A., Krashevskaya G.V., Batukaev T.S., Epstein I.L.* // Plasma Processes Polymers. 2021. V. 18. P. e2100051.
16. *Averin K.A., Bilera I.V., Lebedev Yu.A., Shakhatov V.A., Epstein I.L.* // Plasma Processes Polymers. 2019. V. 16. P. 1800198.
17. *Lebedev Yu.A., Averin K.A., Tatarinov A.V.* // High Energy Chemistry. 2019. V. 54. P. 331.
18. *Lebedev Yu.A., Shakhatov V.A.* // Plasma Processes Polymers. 2020. V. 17. P. 2000003.
19. *Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L., Averin K.A.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2016. V. 36. P. 535.

EDN: KSCPOH
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 375–382

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9;537.521.7;533.924

МИКРОВОЛНОВЫЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ РЕГОЛИТА

© 2022 г. Г. М. Батанов[a], В. Д. Борзосеков[a], Е. В. Воронова[a], В. В. Качмар[a, *], Л. В. Колик[a], Е. М. Кончеков[a], А. А. Летунов[a], Д. В. Малахов[a], А. Е. Петров[a], К. А. Сарксян[a], Н. Н. Скворцова[a], В. Д. Степахин[a], Н. К. Харчев[a]

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

**e-mail: vv.kachmar@fpl.gpi.ru*

Поступила в редакцию 15.12.2021 г.
После доработки 10.01.2022 г.
Принята к публикации 10.01.2022 г.

Слой порошка реголита с содержанием Al 1.35% облучали в реакторе со стороны подложки микроволновым импульсом с интенсивностью 10–15 кВт · см$^{-2}$ (длина волны 4 мм) и длительностью 1.5 мс и 3.5 мс. В реакторе создавалось разрежение воздуха ~76 Торр. Возникновение разряда в воздухе происходило при превышении отношения $E_0/N_0 = 1.03 \times 10^{-15}$ В · см^2 (E_0 – поле на оси реактора, N_0 – концентрация молекул воздуха). Разряд по поверхности реголита возникал только при микроволновом пробое воздуха с задержкой более 200 мкс. При этом возникает испарение частиц реголита и их разлет в объем реактора. Установлено, что при увеличении микроволнового импульса до 3.5 мс возникает длительное искрение частиц реголита. Это может быть объяснено выделением энергии при протекании реакции $2Al + 3FeO \rightarrow Al_2O_3 + 3Fe$, инициированной испарением окисла железа при совместном действии микроволновой энергии и УФ-излучения разряда в воздухе.

Ключевые слова: микроволновый разряд, гиротрон, реголит, экзотермические реакции
DOI: 10.31857/S0367292122040035

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность создать микроволновый разряд внутри порошка, в его порах была показана в [1] для смеси порошков диэлектриков и металлов. Инициация микроволнового разряда в таких смесях происходит по свободной поверхности частиц в контакте металл-диэлектрик. Порог пробоя не зависит от давления окружающего газа и происходит при плотности энергии в импульсе ≈0.1 Дж · см$^{-2}$ и интенсивности микроволн выше 1–3 кВт см$^{-2}$ [2]. В [3] было предложено использовать такой разряд для моделирования процессов взаимодействия микрометеоров с реголитом. В основе этого предложения лежат два механизма выделения энергии в порошковых частицах. Первый из них – это микроволновый пробой в контакте металл-диэлектрик, сопровождающийся испарением частиц порошка как металла, так и диэлектрика [4]. Второй механизм – это инициация экзотермических реакций между частицами порошка при их нагреве при микроволновом пробое [5, 6]. При моделировании воздействия микрометеоритов на порошок реголита при составах порошков, обычно использовавшихся при атмосферном давлении, существенное влияние на протекающие в реголите процессы может оказывать высокая концентрация металлического порошка и плотность окружающего воздуха. Поэтому представляет интерес максимально понизить концентрацию металлической фазы и давления воздуха, сохраняя энергию, вкладываемую от микроволнового разряда. Это возможно сделать, используя одновременное воздействие на реголит микроволн и УФ-излучения, создающего в частицах порошка наведенную проводимость [7]. В настоящей работе изучается микроволновый разряд в реголите при 10-кратном (по сравнению с нормальной воздушной атмосферой) понижении давления воздуха, инициируемый микроволновым пробоем воздуха у поверхности порошка. При этом использован состав с понижением концентрации металлической фазы до 1%.

Исследование инициации разряда над поверхностью реголита является частью комплексных экспериментов по моделированию лунных условий в лаборатории [8–10]. Подобные работы ведутся в настоящее время во многих исследовательских центрах [например, 11–15] в связи с реализацией лунных программ по всему миру.

2. УСЛОВИЯ И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполняется в реакторе, описание которого дано в [16, 17]. Расположение реги-

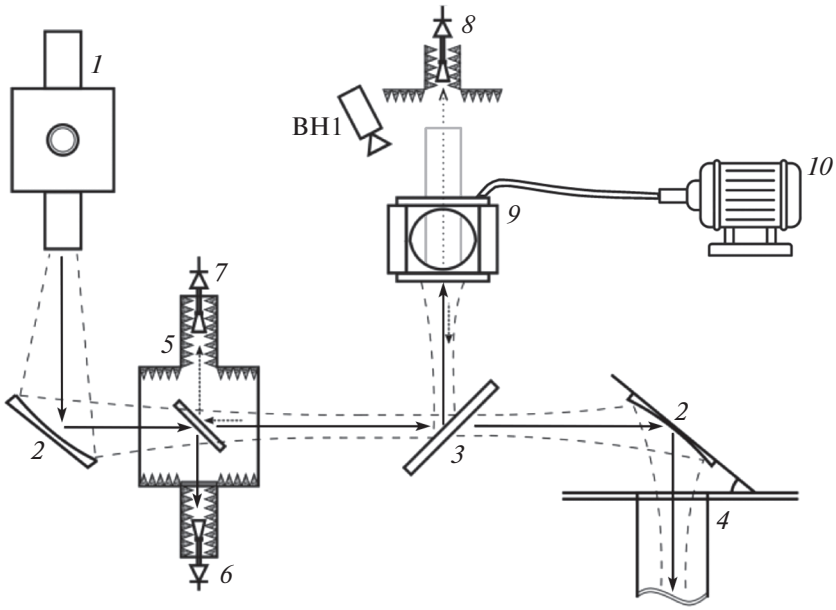


Рис. 1. Схема эксперимента: *1* – гиротрон, *2, 3* – система зеркал, *4* – поточный калориметр, *5* – квазиоптический ответвитель, *6–8* – детекторы падающего, отраженного и прошедшего излучения, *9* – плазмохимический реактор, *10* – вакуумный насос, ВН1 – высокоскоростная камера.

стрирующей аппаратуры приведено на рис. 1. Микроволновые измерения прямого и отраженного излучения были выполнены с помощью квазиоптического ответвителя [18], а прошедшее через реактор излучение регистрировалось с помощью коллимированного детектора, расположенного на оси реактора на удалении ≈60 см от него. Порошок реголита толщиной 0.1–0.3 мм насыпной плотности равномерно покрывал кварцевую пластину реактора. Состав реголита: 49.45% SiO_2, 12.16% Al_2O_3, 1.35% Al, 0.63% TiO_2, 8.7% FeO, 10.8% MgO, 16.92% CaO.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены сигналы прямого, отраженного и прошедшего через реактор излучения микроволнового импульса. По сигналу прошедшего излучения видно, что пробой воздуха происходит на переднем фронте микроволнового импульса при достижении максимума мощности. По сигналу отраженного излучения видно, что задержка в формировании разряда составляет ≈200 мкс. Мощности 200 кВт соответствует интенсивность излучения на оси реактора ≈10 кВт см$^{-2}$. При давлении 76 Торр, полученном при непрерывной откачке реактора, такой интенсивности соответствует величина параметра $E_0/N_0 = 1.03 \times 10^{-15}$ В · см^2, где E_0 – поле на оси реактора, N_0 – концентрация молекул воздуха. При этой интенсивности микроволнового излучения 10 кВт · см$^{-2}$ пробоя ни по поверхности порошка, ни в объеме не происходит. При увеличении мощности до 250 кВт, что соответствует интенсивности ≈13 кВт · см$^{-2}$ и $E_0/N_0 = 1.16 \times 10^{-15}$ В · см^2 происходит пробой воздуха в объеме реактора и разряд контактирует с поверхностью порошка.

Последовательные кадры видеокамеры приведены на рис. 3 при длительности микроволнового излучения 1.5 мс. На первом кадре регистрируется слабое однородное диффузное свечение плазмы микроволнового пробоя в воздухе. Такой вид свечения характерен для импульсных микроволновых разрядов в разреженном воздухе при давлениях 10–100 Торр [19]. На втором кадре регистрируется яркая вспышка свечения с интенсивностью, при которой происходит перегрузка приемников видеокамеры. В третьем кадре регистрируется яркое свечение всей поверхности порошка и отдельные яркие точки свечения отдельных частиц, улетевших с поверхности и из объема кварцевого цилиндра. Четвертый и пятый кадры демонстрируют затухающее свечение вылетевших с поверхности порошка пылинок. Поскольку длительность экспозиции каждого кадра 200 мкс, то собственно микроволновый разряд при воздействии микроволнового излучения протекает только за время продолжительности первого кадра видеокамеры (4 мс), т.е. на первом кадре видеокамера регистрирует только свечение пробоя воздуха в микроволновом поле. Все последующие фото сделаны после окончания микроволнового импульса. Таким образом, фиксируемое на вто-

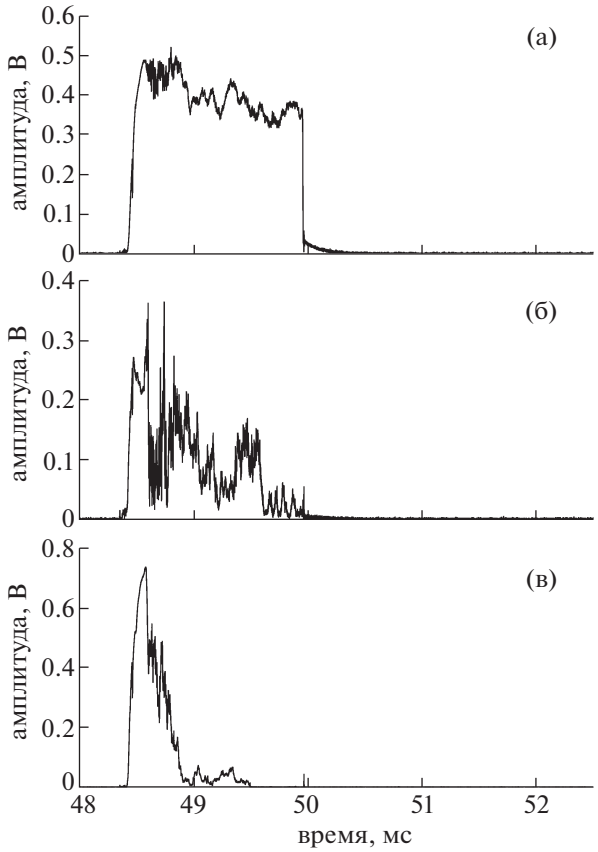


Рис. 2. Детектированные сигналы микроволнового излучения: а) прямого (“падающего”), б) отраженного и в) прошедшего через реактор излучения в импульсе 57252. Мощность излучения гиротрона 250 кВт.

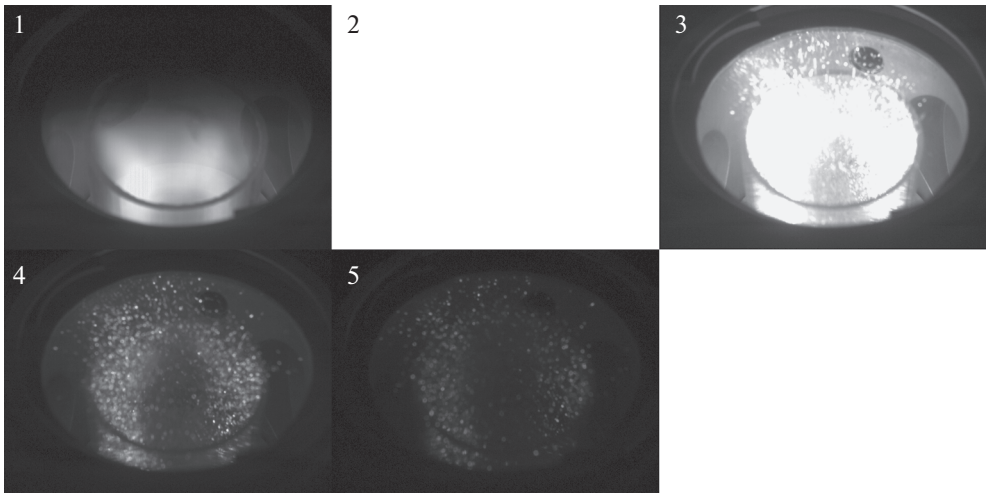


Рис. 3. Последовательные кадры свечения разряда в том же импульсе, что и на рис. 2. Мощность микроволнового излучения гиротрона 250 кВт, длительность импульса 1.5 мс. Время экспозиции кадра 200 мкс, частота повторения 250 Гц.

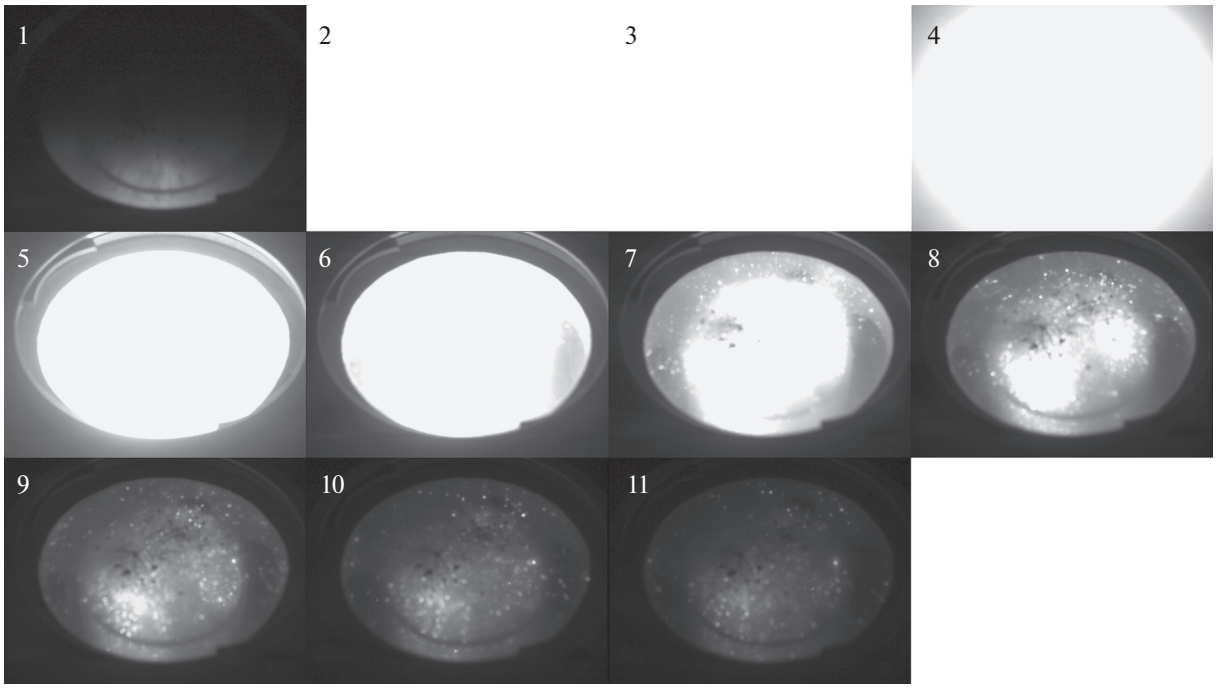


Рис. 4. Последовательные кадры свечения разряда в импульсе 57257. Мощность микроволнового излучения гиротрона 250 кВт, длительность импульса 3.5 мс. Время экспозиции кадра 200 мкс, частота повторения 250 Гц.

ром кадре яркое свечение – это выделение энергии, сопровождающее разряд на поверхности порошка, который инициируется СВЧ-импульсом и разрядом в газе. Яркое свечение на втором кадре видеокамеры, т.е. спустя 2.5 мс после окончания микроволнового импульса, свидетельствует также об инициации в порошковом слое экзотермической реакции между частицами порошка. Увеличение длительности импульса микроволнового излучения до 3.5 мс увеличивает длительность протекания реакций в порошковом слое до более чем 2.4 мс. Ослабление свечения поверхности происходит лишь после 7 кадра (22 мс). При этом сохраняется свечение отдельных пылинок (рис. 4), т.е. протекание реакций на поверхности сопровождается эмиссией пылинок в объем реактора.

В качестве реакции, инициированной в порошковом слое, может быть рассмотрена реакция окисла железа с алюминием

$$2Al + 3FeO \rightarrow Al_2O_3 + 3Fe \qquad (1)$$

Инициация данной реакции могла бы возникать и при микроволновом пробое контакта крупинок Al с крупинками FeO аналогично тому, как это имело место в [6] при инициации реакции

$$2Al + Fe_2O_3 \rightarrow Al_2O_3 + 2Fe$$

По-видимому, разгоранию такого процесса без разряда в воздухе препятствует низкая концентрация в реголите Al. Действительно, при мощности в 200 кВт, когда пробой в разреженном воздухе отсутствует, отсутствуют и испарения на поверхности порошка. Инициация реакции (1) возможна при нагреве и испарении FeO, когда пары окисла заполняют поры и омывают поверхность. В этом случае оказывается возможен контакт паров FeO с крупинками Al. Нагрев и испарение крупинок FeO возможно за счет поглощения энергии микроволн в случае возникновения в крупинках FeO наведенной проводимости, созданной УФ-излучением микроволнового разряда в воздухе. Поскольку теплопроводностным оттоком тепла от отдельных крупинок можно пренебречь, то при интенсивности излучения 12.5 кВт $\cdot$ см$^{-2}$ возможно повышение проводимости до 10^2 Ом$^{-1}$ $\cdot$ см$^{-1}$, удельное энерговыделение при размере крупинок 10^{-4} см и длительности разряда 1 мс составит ≈250 кДж $\cdot$ см$^{-3}$, что вполне достаточно для сублимации микронных крупинок по всему сечению микроволнового пучка.

Остановимся теперь на динамике разряда в течение длительности микроволнового импульса (рис. 5). В отсутствие разряда сигнал прошедшего излучения повторяет форму сигнала прямой мощности гиротрона. При пробое на переднем фронте сигнал прошедшего излучения сначала достигает своего максимального значения, а за-

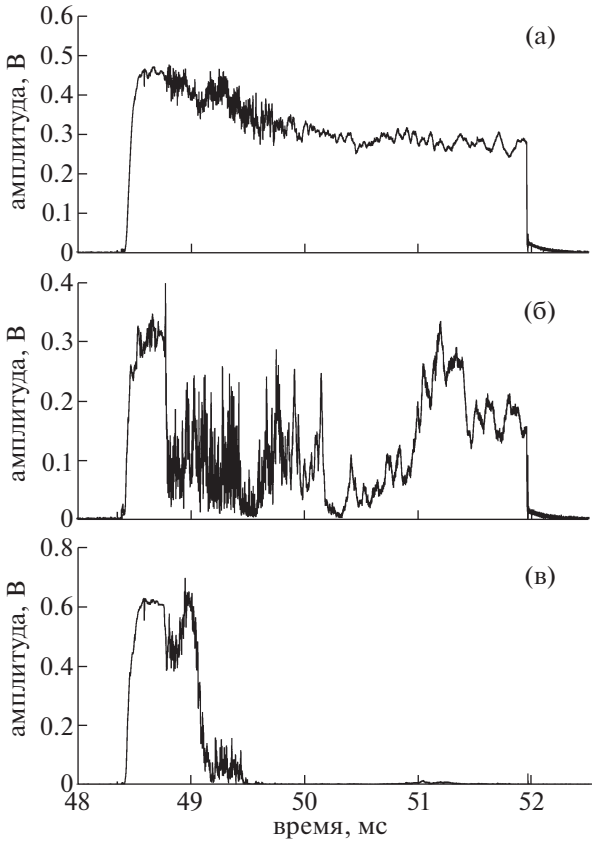


Рис. 5. Сигналы: а) прямого, б) отраженного и в) прошедшего через реактор микроволнового излучения в том же импульсе, что и на рис. 4. Мощность микроволнового излучения гиротрона 250 кВт, длительность импульса 3.5 мс.

тем происходит быстрое падение его уровня, вызванное поглощением в разряде. Далее следует новый короткий всплеск и падение до нуля за 0.5 мс.

В сигнале отраженного микроволнового излучения первому всплеску прошедшего излучения соответствует пик, повторяющий сигнал в отсутствие пробоя. Затем следует провал, аналогичный провалу в сигнале прошедшего излучения. Далее за плавным падением сигнала прошедшего излучения следуют высокочастотные колебания сигнала отраженного излучения, последующий провал уровня и возрастание до начального уровня.

Такая эволюция сигналов прошедшего и отраженного излучения может быть объяснена следующей картиной развития разряда. Падение уровня сигнала прошедшего излучения за передним фронтом импульса возникает в результате возникновения волны пробоя в воздухе внутри реактора и роста концентрации плазмы. Пробой происходит в расходящемся пучке микроволн, когда максимальная напряженность поля находится на поверхности порошка. Вследствие этого, и максимальная скорость роста плазмы наблюдается вблизи поверхности порошка.

Колебания сигнала отраженного микроволнового излучения вызваны изменением уровня отраженного излучения и его фазы. Поскольку пики отраженного сигнала остаются примерно одного уровня, то основные колебания его уровня вызваны изменением фазы. Уровень отраженного микроволнового излучения является результатом интерференции отражения от входного окна, слоя порошка и выходного окна реактора. Изменение фазы происходит за счет изменения оптической толщины плазмы при пробое газа.

Уровень сигнала прошедшего микроволнового излучения не зависит от фазы волны, прошедшей через реактор, и определяется поглощением и отражением. Таким образом, отсутствие сигнала прошедшего излучения после 1.0 мс от фронта означает полное поглощение микроволнового излучения в разряде как в присутствии сигнала отраженного излучения, так и при его нулевом значении.

Увеличение длительности микроволнового импульса до 3.5 мс не приводит к росту уровня прошедшего излучения (рис. 5). Однако спустя 1.5 мс исчезают быстрые осцилляции сигнала отраженного излучения и происходит медленное

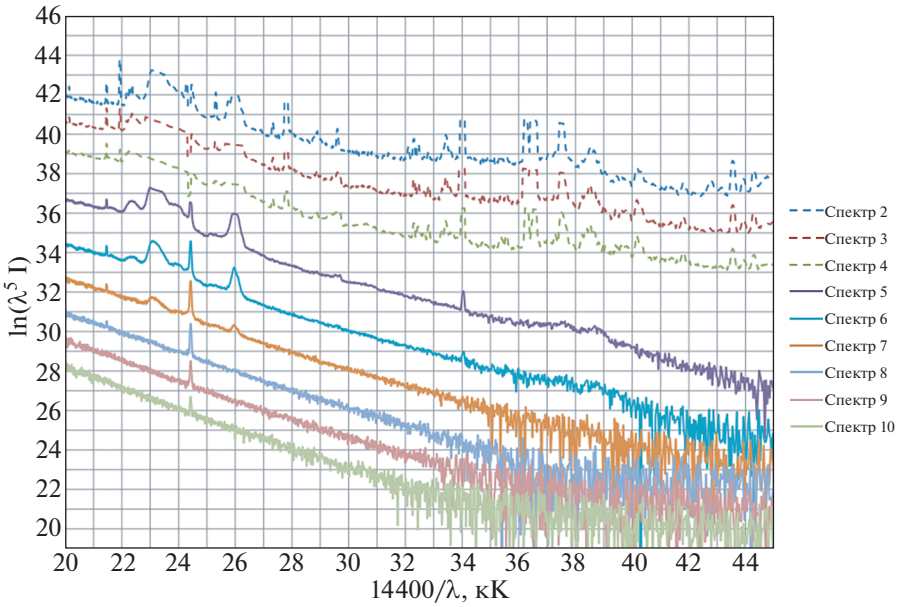


Рис. 6. Спектры излучения плазмы в виновских координатах для импульса 57256. Свечение зарегистрировано через 1.9 (спектр 2), 3 (спектр 3), 4.1 (спектр 4), 5.2 (спектр 5), 6.3 (спектр 6), 7.4 (спектр 7), 8.5 (спектр 8), 9.6 (спектр 9) и 10.7 (спектр 10) мс после включения микроволнового импульса гиротрона.

изменение отраженного сигнала к концу разряда. Этот интервал времени медленных изменений отраженного сигнала можно приписать протеканию разряда внутри порошкового слоя.

Итак, максимальное время нагрева порошка составляет длительность импульса за вычетом длительности ненулевого значения прошедшего сигнала. При длительности импульса 1.5 мс это время составляет 0.5–1.0 мс, а при длительности 3.5 мс время нагрева возрастает до 2.5–3.25 мс. При этом длительность интенсивного свечения порошка растет от 4–8 мс до 24–28 мс. Поскольку процесс нагрева предшествует свечению порошка и возникающих при разряде паров, то можно сделать вывод, что увеличение длительности свечения определяется увеличением количества испаренного окисла FeO, если скорость расходования образованного пара слабо меняется во времени.

Измерения оптических спектров свечения разряда позволяют сделать некоторые заключения о временной эволюции протекания реакции

$$2Al + 3FeO \rightarrow Al_2O_3 + 3Fe$$

На рис. 6 приведены спектры свечения в координатах Вина [20], измеренные с помощью спектрометра AvaSpec-2048. Излучение регистрировалось со стороны входного радио прозрачного окна реактора. Как видно на рис. 6, при длительности импульса 3.5 мс отдельные спектральные линии и полосы регистрируются на фоне континуума только в первые 4 мс. Причем из-за низкой интенсивности свечения не удается зарегистрировать спектр континуума в течение первой мс. Не удается также построить спектр континуума и при длительности микроволнового импульса 1.5 мс, когда свечение поверхности сохраняется только на третьем кадре, т.е. не более 8 мс (рис. 3).

Так как в спектре свечения порошка, контактирующего с кварцевой подложкой, регистрируются отдельные спектральные линии и полосы, то можно сделать заключение, что в течение первой мс разряд уже распространяется на всю толщину слоя реголита.

Интенсивные спектральные полосы в течение четырех мс от фронта импульса затрудняют определение температуры по спектру континуума. Однако нетрудно видеть (рис. 6), что в течение второй мс в длинноволновой части спектра ($T < 30$ кК) температура превышает 3 кК, в то время как в коротковолновой ($T > 35$ кК) лежит около 10 кК. Для 4-й мс, т.е. спустя 0.5 мс после выключения микроволнового импульса, оценка температуры по длинноволновой части континуума дает значение ~3 кК, а по коротковолновой – ~6 кК. В пятом спектре свечение спектральных линий и полос практически отсутствует и спектр континуума описывается одной спектральной температурой в 2.5 кК во всем спектральном диапазоне измерений. Эта величина температуры слабо падает еще 4–6 мс (до 2.2 кК). Столь медленное спадание температуры свидетельствует о продолжении энерговыделения в порошке. Тем

не менее, процесс горения затухает и не переходит в процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), как это часто имеет место в случае уплотненных порошков стехиометрического состава [4, 5].

Последовательное повторение разрядов друг за другом с интервалом ~1 мкс между ними демонстрирует повторяемость картины свечения и эволюции температуры. Эта повторяемость процесса от импульса к импульсу означает слабое истощение количества реагентов, вступающих в реакцию.

Увеличение продолжительности высвечивания реакций, протекающих в реголите при увеличении длительности микроволнового импульса, т.е при увеличении энерговклада и, как следствие, количества испаренного вещества, свидетельствуют о том, что дополнительный нагрев за счет процесса горения пропорционален энерговкладу микроволнового излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Десятикратное понижение давления воздуха, окружающего порошок реголита, позволяет инициировать в реголите с низким содержанием (1.35%) порошка Al процесс энерговыделения с помощью микроволнового пробоя воздуха у поверхности реголита при интенсивности микроволн больше 10 кВт · см$^{-2}$ и длительности импульсов более 1 мс. Таким процессом, по-видимому, является реакция $2Al + 3FeO \rightarrow Al_2O_3 + 3Fe$, возникающая при испарении окисла железа, заполняющего поры и поверхность реголита. Испарение частиц окисла происходит в результате их нагрева микроволновым излучением при возникновении наведенной проводимости, вызванной УФ-излучением разряда в воздухе.

Инициация высокотемпературной реакции с выделением тепла происходит с задержкой ≈1 мс относительно импульсного микроволнового нагрева окислов, входящих в состав реголита. А продолжительность нагрева порошка и его испарения за счет экзотермической реакции определяется количеством испаренного окисла железа во время воздействия микроволнового излучения на порошок.

Однородность диффузного свечения волны пробоя, по-видимому, свидетельствует об отсутствии кулоновского взрыва при контакте плазмы волны пробоя с поверхностью порошка.

Яркие точки свечения на поверхности и в объеме реактора в период интенсивного свечения и релаксации свечения реголита свидетельствуют о локальных взрывных процессах на поверхности с выбросом отдельных частиц порошка.

Для моделирования воздействия на поверхность солнечных батарей и другой аппаратуры распыления реголита при ударе микрометеоритов могут быть использованы оба процесса импульсного нагрева реголита микроволновым излучением при возбуждении волны пробоя в газе: и процесс испарения во время микроволнового импульса в порошках без примеси порошка металла, и процесс испарения за счет инициации реакций с участием частиц порошка металла. При этом во втором случае длительность испарения возрастает на время протекания экзотермических реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Коссый И.А., Магунов А.Н., Силаков В.П.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 7. С. 119.
2. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.R., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2004. V. 26. № 1. P. 11.
3. *Скворцова Н.Н., Майоров С.А., Малахов Д.В., Степахин В.Д., Образцова Е.А., Кенжебекова А.И., Шишилов О.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 7–8. С. 452.
4. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Коссый И.А., Магунов А.Н.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 6. С. 571.
5. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А., Коссый И.А., Магунов А.Н., Щербаков В.А., Сачкова Н.В.* // ДАН. 2006. Т. 407. № 6. С. 752.
6. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Коссый И.А., Магунов А.Н.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 6. С. 571.
7. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Коссый И.А., Магунов А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 12. С. 76.
8. *Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Sorokin A.A., Malakhov D.V., Gusein-zade N.G., Akhmadullina N.S., Borzosekov V.D., Voronova E.V., Shishilov O.N.* // Materials. 2021. V. 14. № 21. P. 6472.
9. *Kachmar V.V., Moshkina K.G., Borzosekov V.D., Sorokin A.A., Skvortsova N.N.* // J. Phys.: Conf. Ser. V. 2036. P. 012030.
10. *Качмар В.В., Мошкина К.Г., Борзосеков В.Д., Скворцова Н.Н., Сорокин А.А.* // Прикладная физика и математика. 2021. № 3. С. 11.
11. *Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105 № 12. С. 594.
12. *Семкин Н.Д., Видманов А.С.* // Вестник СГАУ. 2013. № 2(40). С. 164.
13. *Hood N., Carroll A., Wang X., Horanyi M.* // Icarus. 2022. V. 371. № 114684.
14. *Shu A., Collette A., Drake K., Grün E., Horanyi M., Kempf S., Mocker A., Munsat T., Northway P., Srama R., Sternovsky Z., Thomas E.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. № 075108.

15. *Tang H., Wang S., Li X.* // Planet. Space Sci. 2012. V. 60. № 1. P. 322.

16. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Kharchev N.K., Kolik L.V., Konchekov E.M., Letunov A.A., Malakhov D.V., Obraztsova E.A., Obraztsova E.D., Petrov A.E., Sarksian K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Vasileva E.A., Iskhakova L.D., Zolotukhin A.N.* // JNO. 2013. V. 8. № 1. P. 58.

17. *Батанов Г.М., Колик Л.В., Харчев Н.К., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Кончеков Е.М., Степахин В.Д., Коссый И.А., Щербаков И.А.* Способ получения нанодисперсных порошков нитрида бора и диборида титана. Патент на изобретение RU 2523471 C1, 20.07.2014. Заявка № 2013102266/05 от 18.01.2013.

18. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Инженерная физика. 2013. № 10. С. 56.

19. *Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В., Литвак А.Г., Семенов В.Е.* / Под ред. А.Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 41.

20. *Магунов А.Н.* Спектральная пирометрия. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.

EDN: JNLISV
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2022, том 48, № 4, с. 383–384

РЕЦЕНЗИИ

УДК 533.9

ОТЗЫВ НА КНИГУ И.А. КОТЕЛЬНИКОВА “ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ”

© 2022 г. А. В. Тимофеев*
РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия
**e-mail: Timofeev_av@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 15.12.2021 г.
После доработки 16.12.2021 г.
Принята к публикации 16.12.2021 г.

Книга И.А. Котельникова состоит из двух частей. В первой части двухтомник (Основы физики плазмы) анализируются фундаментальные физические процессы, определяющие поведение плазмы. Вторая часть (Магнитная гидродинамика) посвящена проблемам, возникшим на пути к управляемому термоядерному синтезу.

Ключевые слова: плазма, магнитное поле, термоядерный синтез
DOI: 10.31857/S036729212204014X

Физика плазмы – чрезвычайно разветвленная область знания. Она включает в себя такие разделы как движение заряженных частиц, геометрия магнитных полей, колебания и волны в плазме, ионизационное равновесие, излучение плазмы и т.д. В каждом из разделов разработаны свои способы и приемы решения конкретных задач. Обычно в книгах, предназначенных для первого знакомства с физикой плазмы, имеется перекос в пользу какого-то из разделов, что объясняется интересами автора. Первый том двухтомника И.А. Котельникова “Лекции по физике плазмы” – “Основы физики плазмы” написан по материалам вводного курса, в разное время читавшегося рядом сотрудников ИЯФ СО РАН. Он является третьим дополненным и переработанным изданием лекций. Возможно, по этим причинам данная книга, насколько возможно, избавлена от указанного недостатка. В этом убеждают названия лекций, составляющих первый том книги, см. ниже. Второй том “Магнитная гидродинамика” предназначен для студентов, избравших физику плазмы своей специальностью. Его тематика ближе к проблемам, которые исследуются в ИЯФ. Однако и в этой книге автор старается выявить закономерности, общие для плазмы в магнитном поле.

Лекции дополнены задачами, решение которых позволяет проверить степень усвоения прочитанного или прослушанного материала. Значительную часть двухтомника занимает раздел “Ответы к задачам”. Некоторые “Ответы” сравнительно просты, другие по существу развивают идеи, изложенные в собственно лекциях. К каждой из лекций приведена основная литература, использованная при ее написании. Указано, в чем состоит вклад в физику плазмы цитированных работ. Вызывает восхищение усилия автора по отысканию истоков идей, развитых в физике плазмы. Например, читателю будет интересно узнать, что пинч-эффект наблюдался еще в 1790 г. По мнению автора “днем рождения” новой отрасли знания, следует считать дату, когда редакция научного журнала получила статью о колебаниях плазмы, которые теперь называются ленгмюровскими.

В конце книги приведены предметный и именной указатели. В списке литературы указаны не только авторы, но и название цитированной работы. Полезны рисунки, поясняющие результаты аналитического рассмотрения. При описании интересных и часто неожиданных явлений, на которые богата плазма, автор, следуя традициям школы Д.Д. Рютова, указывает на простые физические эффекты, лежащие в основе этих явлений. Можно позавидовать студентам, которые начинают знакомство с физикой плазмы с данного курса. Книга И.А. Котельникова будет полезна и специалистам по физике плазмы, которые захотят получить адекватное представление о явлениях и методах их анализа, выходящих за рамки их повседневных занятий.

Первый том книги – “Основы физики плазмы” включает 15 глав (лекций): 1 – Общие сведения о плазме, 2 – Дебаевское экранирование, 3 – Ионизационное равновесие, 4 – Движение заряженных частиц, 5 – Магнитные дрейфы, 6 – Адиабатические инварианты, 7 – Кулоновское рассеяние, 8 – Парные столкновения, 9 – Излу-

чение плазмы, 10 – Атомные процессы в плазме, 11 – Радиационные процессы в плазме, 12 – Термоядерные реакции, 13 – Кинетическое уравнение, 14 – Интеграл столкновений, 15 – Стандартные задачи кинетики плазмы.

Второй том “Магнитная гидродинамика” также содержит 15 лекций (В двухтомнике используется единая нумерация лекций): 16 – Плазма как сплошная среда, 17 – Процессы переноса, 18 – Процессы переноса в магнитном поле, 19 – Одножидкостная магнитная гидродинамика, 20 – Гидродинамика анизотропной плазмы, 21 – Равновесие плазмы, 22 – Пинчи, 23 – Токамаки, 24 – Двумерные равновесия, 25 – МГД-волны, 26 – Гидромагнитная устойчивость плазмы, 27 – Неустойчивости пинчей, 28 – Желобковая неустойчивость, 29 – Балонная неустойчивость, 30 – Магнитное пересоединение и тиринг-неустойчивость.