

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 4

Апрель 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 4, 2023

ТОКАМАКИ

Режим с горячими ионами в сферическом токамаке Глобус-М2

Г. С. Курские, Н. В. Сахаров, В. К. Гусев, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, Ю. В. Петров, А. Ю. Тельнова, Н. Н. Бахарев, Е. О. Киселев, Н. С. Жильцов, П. Б. Щеголев, И. М. Балаченков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. Ю. Горяинов, В. В. Дьяченко, Е. Г. Жилин, М. В. Ильясова, А. А. Кавин, А. Н. Коновалов, С. В. Крикунов, К. М. Лобанов, А. Д. Мельник, А. Б. Минеев, А. Н. Новохацкий, М. И. Патров, А. В. Петров, А. М. Пономаренко, О. М. Скрекель, В. А. Соловей, В. В. Солоха, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, А. Е. Шевелев, К. Д. Шулятьев, А. Ю. Яшин

305

Классификация краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2

В. В. Солоха, Г. С. Курские, А. Ю. Яшин, И. М. Балаченков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. К. Гусев, В. Ю. Горяинов, В. В. Дьяченко, Н. С. Жильцов, Е. О. Киселев, В. Б. Минаев, А. Н. Новохацкий, Ю. В. Петров, А. М. Пономаренко, Н. В. Сахаров, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Н. А. Хромов, П. Б. Щеголев

322

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Расчетная оценка соотношения выхода ДД- и ДТ-нейтронов для разрядных камер с плазменным фокусом

В. В. Гаганов, С. Ф. Гаранин, В. Ю. Долинский

332

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Аналитическое описание циклотронных плазменных резонансов в монослойном графене

А. М. Ишханян, В. П. Крайнов

342

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Электромагнитное ускорение лазерно-индуцированной плазмы

А. Б. Дьячков, А. А. Горкунов, С. К. Ковалевич, А. В. Лабозин, С. М. Миронов, В. А. Фирсов, Г. О. Цветков, В. Я. Панченко

348

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Диагностика горячей электронной компоненты, вылетающей из плотной неравновесной плазмы непрерывного ЭЦР-разряда

Е. М. Киселёва, М. Е. Викторов, В. А. Скалыга, И. В. Изотов, С. С. Выбин, А. В. Поляков, А. Ф. Боханов

354

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Теплопроводность линейной цепочки пылевых частиц

А. М. Игнатов

359

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Функция распределения электронов по энергиям в послесвечении
тлеющего разряда в смеси He—Xe

Г. М. Григорьян, А. В. Демьянов, Н. А. Дятко, И. В. Кочетов

369

Расчет параметров лавины электронов в неоне в сильных электрических полях

Е. И. Бочков

381

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Уточнение результатов измерения времени жизни неустойчивых ионов D_2^- и HD^-

А. А. Терентьев

391

РЕЖИМ С ГОРЯЧИМИ ИОНАМИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2023 г. Г. С. Курскиев^{a, *}, Н. В. Сахаров^a, В. К. Гусев^a, В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a, Ю. В. Петров^a, А. Ю. Тельнова^a, Н. Н. Бахарев^a, Е. О. Киселев^a, Н. С. Жильцов^a, П. Б. Щеголев^a, И. М. Балаченков^a, В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. Ю. Горяинов^a, В. В. Дьяченко^a, Е. Г. Жилин^b, М. В. Ильясова^a, А. А. Кавин^a, А. Н. Коновалов^a, С. В. Крикунов^a, К. М. Лобанов^c, А. Д. Мельник^a, А. Б. Минеев^c, А. Н. Новохацкий^a, М. И. Патров^a, А. В. Петров^a, А. М. Пономаренко^d, О. М. Скрекель^a, В. А. Соловей^e, В. В. Солоха^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a, С. Ю. Толстяков^a, Е. А. Тюхменева^a, Е. М. Хилькевич^a, Н. А. Хромов^a, Ф. В. Чернышев^a, А. Е. Шевелев^a, К. Д. Шулятьев^a, А. Ю. Яшин^{a, d}

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^b ООО “Иоффе Фьюжн Текнолоджи”, Санкт-Петербург, Россия

^c Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА), Санкт-Петербург, Россия

^d Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

^e Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: gleb.kurskiev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 30.11.2022 г.

После доработки 26.01.2023 г.

Принята к публикации 27.01.2023 г.

Исследован нагрев плазмы одним и двумя инжекторами быстрых нейтральных атомов в сферическом токамаке Глобус-M2 при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. Измерение пространственных распределений температуры и концентрации электронов, выполненные диагностикой томсоновского рассеяния лазерного излучения, показало двукратный нагрев электронов плазмы при инжекции нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ при мощности пучка 0.75 МВт по сравнению с омическим режимом. Дополнительное включение второго пучка с энергией частиц до 30 кэВ и мощностью до 0.5 МВт позволило получить режим с горячими ионами в диапазоне значений средней плотности плазмы $1.6\text{--}10 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. По данным активной спектроскопии и корпускулярной диагностики температура ионов достигла величины 4 кэВ при плотности плазмы $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в горячей зоне, превысив температуру электронов более чем в 2.5 раза.

Ключевые слова: сферический токамак, плазма, мощные пучки нейтральных атомов, нагрев электронов и ионов

DOI: 10.31857/S0367292122601497, **EDN:** FKMFRK

1. ВВЕДЕНИЕ

Тороидальное магнитное поле (B_T) оказывает значительное влияние на термоизоляцию плазмы в сферических токамаках (СТ). Эксперименты, проведенные на различных установках с малым аспектным отношением, показали, что рост B_T приводит к значительному увеличению времени удержания энергии [1–5], что позволяет достичь режимов с высокой температурой плазмы, и, как следствие, с более низкой столкновительностью $\nu^* \sim Z_{\text{eff}} n_e / T^2$ (здесь Z_{eff} — эффективный заряд ионов плазмы, T — средняя по объему температу-

ра плазмы, n_e — средняя плотность плазмы). Экспериментально установлено, что снижение столкновительности, благоприятно влияет на удержание энергии плазмы в СТ [5–7]. Снижение столкновительности, благоприятно влияет на термоизоляцию электронов в СТ из-за стабилизации мелкомасштабных неустойчивостей, ответственных за потери тепла по электронному каналу — электронно-температурно-градиентной неустойчивости (ETG) и микротиринговой моды (MTM) [5–7]. На СТ в режиме с улучшенным удержанием (H-мод) ионно-температурно-градиентная неустойчивость (ITG), являющаяся ос-

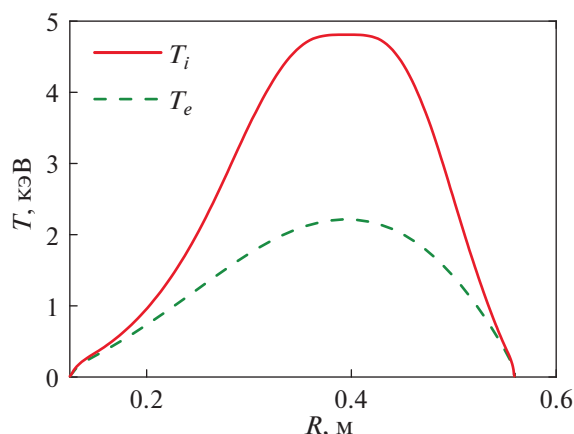


Рис. 1. Расчетные профили температуры электронов (пунктирная кривая) и ионов (сплошная кривая) в плазме токамака Глобус-М2, полученные с помощью предсказательного моделирования в 2012 году для следующих условий: тороидальное магнитное поле $B_T = 1$ Тл, ток плазмы $I_p = 0.5$ МА, инжекции в дейтериевую плазму пучка дейтерия с энергией $E_b = 30$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 1$ МВт.

новным драйвером аномального переноса тепла в ионном канале, как правило стабильна [8, 9], а величина ионной теплопроводности, определенная экспериментально, хорошо описывается неоклассической теорией [2–5, 7, 10, 11], которая также предсказывает улучшение термоизоляции ионов при снижении столкновительности [12].

В 2012 г., при проектировании сферического токамака Глобус-М2 было проведено предсказательное моделирование пространственных распределений температуры электронов и ионов в плазме будущей установки [13]. Прогнозировалось, что для случая небольшого сферического токамака с аспектным отношением $A = 1.6$, малым радиусом $a = 0.22$ м и тороидальным магнитным полем $B_T = 1$ Тл может быть достигнут режим с горячими ионами (hot ion mode) в котором ионная температура (T_i) в 2.5 раза превышает электронную, достигая величины 5 кэВ (см. рис. 1). В расчетах предполагалось, что ток по плазме I_p составляет 0.5 МА, а нагрев дейтериевой плазмы осуществляется инжекцией дейтериевого пучка с энергией частиц $E_b = 30$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 1$ МВт. В тех расчетах ионная теплопроводность полагалась неоклассической, а коэффициент теплопроводности электронов задавался в предположении, что увеличение времени удержания энергии относительно значений полученных на токамаке Глобус-М при $B_T = 0.4$ Тл соответствует скейлингу, предложенному в [3]. Поскольку вакуумная камера (и, следовательно, размер плазмы) Глобус-М2 и Глобус-М одинаково-

вы, учитывать зависимость характерного времени удержания энергии в плазме τ_E от размера токамака было не нужно.

Были и сомнения в справедливости столь благоприятного прогноза. Гирокинетическое моделирование развития микронеустойчивостей (турбулентности), выполненное в ряде работ для плазмы с малым аспектным отношением, показало возможную дестабилизацию ионно-температурно-градиентной неустойчивости (ITG), [7, 14, 15] при низкой столкновительности, присутствие которой должно привести к значительному увеличению тепловых потерь по ионному каналу. Последнее ставит под сомнение возможность достижения настолько высоких значений T_i в компактных СТ. Дополнительные опасения вызывали также и результаты экспериментов на сферическом токамаке NSTX, показавшие наличие значительного аномального переноса тепла ионами в режимах с низкой столкновительностью [6]. Стоит отметить, что первые результаты анализа экспериментов по нагреву плазмы на токамаке Глобус-М2 показали 3-кратное превышение величины ионной теплопроводности над неоклассическими значениями [15]. В этих экспериментах использовался дополнительный нагрев одним пучком нейтральных частиц с энергией 28 кэВ мощностью 0.8 МВт при тороидальном магнитном поле 0.8 Тл, токе плазмы 0.4 МА и средней плотности плазмы $6\text{--}7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поскольку длительность импульса нагрева была ограничена 50 мс, включение пучка производилось на фазе плато тока.

Эта статья посвящена анализу результатов экспериментов по нагреву плазмы сферического токамака Глобус-М2, методом нейтральной инжекции при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. Введение в эксплуатацию нового инжектора нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ [16] позволило обеспечить нагрев плазмы на всем протяжении разряда, начиная с фазы роста тока. С помощью ранее имевшегося на установке инжектора [17] есть возможность дополнительно увеличить мощность нагрева плазмы на временном интервале до 40 мс в выбранной фазе разряда. Оснащение токамака новым диагностическим комплексом томсоновского рассеяния лазерного излучения, позволяющего проводить измерения динамики профилей температуры и концентрации электронов от старта разряда и до момента его окончания в 10 пространственных точках с частотой следования импульсов 330 Гц (без ограничения на количество временных точек), позволило существенно расширить возможности проведения исследований на токамаке Глобус-М2. Статья построена следующим образом: описание установки, комплекса нейтральной инжекции и основных диагностиче-

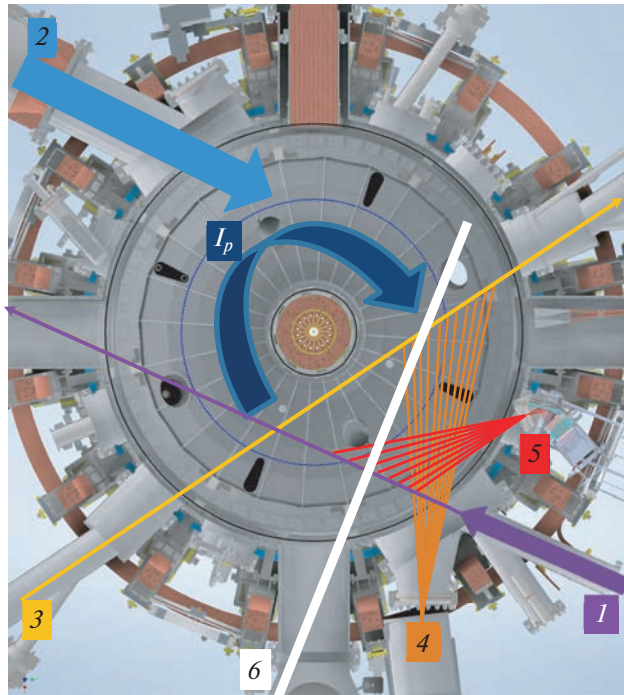


Рис. 2. Экваториальное сечение токамака Глобус-М2: 1 — инжектор атомов (НИ-1); 2 — инжектор атомов (НИ-2); 3 — лазер системы томсоновского рассеяния; 4 — хорды наблюдения диагностики томсоновского рассеяния; 5 — хорды наблюдения диагностики активной спектроскопии; 6 — линия наблюдения продольного анализатора атомов перезарядки. Пунктиром обозначено положение границы плазмы со стороны слабого магнитного поля.

ских систем приводится в разд. 2; эксперименты по нагреву плазмы одним пучком с энергией частиц до 45 кэВ при $B_T = 0.8$ Тл и $I_p = 0.4$ МА рассматриваются в разд. 3; разд. 4 посвящен анализу режима с горячими ионами, достигнутого при нагреве плазмы пучками с помощью двух инжекторов одновременно при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 0.35\text{--}0.4$ МА.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2

Исследования, описанные в данной работе, проводились на сферическом токамаке Глобус-М2 [13, 18], большой и малый радиусы которого равны $R = 0.36$ м и $a = 0.24$ м соответственно. Малое аспектное отношение позволяет получить устойчивый разряд с током плазмы 0.4 МА при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл. Планируемое увеличение тороидального магнитного поля до проектной величины 1 Тл позволит работать при токе плазмы до 0.5 МА. Магнитная диагностика позволяет определить крайнюю замкнутую магнитную поверхность плазменного шнура с помощью алгоритма подвижных токовых колец [19, 20]. В обсуждаемых в данной работе разрядах магнитная конфигурация на плато тока была с нижней X-точкой при вытянутости плазмы 1.8–2 и треугольности 0.35–0.4.

Размещение инжекторов, а также основных диагностических систем представлено на рисунке (рис. 2). Прицельный параметр обоих инжекторов — 30 см. Инжекция обоих пучков осуществляется тангенциально по току плазмы. В обсуждаемых в данной работе экспериментах инжектор токамака (НИ-1) [17] был оснащен источником ионов ИПМ-2, который позволяет получать пучок атомов водорода (дейтерия) с энергией до 30 кэВ мощностью до 0.5 МВт и геометрическими размерами около 6×15 см [21]. Второй инжектор (НИ-2) создает пучок высокоэнергичных атомов водорода (дейтерия) с энергией до 50 кэВ мощностью до 1 МВт и диаметром порядка 11 см.

Для проведения исследований нагрева плазмы используется ряд диагностических систем. Измерение диамагнитного потока позволяет определить запасенную в плазме энергию с помощью равновесного кода РЕТ [22, 23]. Диагностика томсоновского рассеяния (ТР), полностью обновленная в 2020 году [24, 25], обеспечивает измерение температуры и концентрации электронов на всем протяжении разряда с момента пробы и до его окончания с частотой 330 Гц в 10 пространственных точках, расположенных от границы плазмы и до магнитной оси со стороны слабого магнитного поля. Совместный анализ данных диагностики ТР с результатами реконструкции магнитного равновесия позволяет

определить тепловую энергию электронного компонента плазмы, а также среднее значение концентрации электронов в течение всего разряда. Диагностика спектроскопии рекомбинации перезарядки (CXRS) [26, 27] позволяет измерять ионную температуру в 8 пространственных точках. Временное разрешение диагностики CXRS в данной работе составляло 5 мс. Температура ионов так же может быть определена с помощью анализатора атомов перезарядки (NPA) [28], геометрия наблюдения NPA позволяет локализовать измерения в области пересечения линии наблюдения анализатора и хорды инжекции пучка НИ-1. К сожалению, измерение ионной температуры плазмы диагностикой CXRS и методом “активный NPA” возможно только во время работы инжектора НИ-1. Дополнительно в ряде разрядов велись измерения потоков нейтронов с помощью коронного счетчика СНМ-11, принцип работы которого основан на ядерной реакции нейтронов с изотопом бора ^{10}B , помещенного в замедлитель из полиэтилена. Связь скорости счета детектора с нейтронным выходом из плазмы была найдена при помощи “*in situ*” калибровки, проведенной с использованием эталонного нейтронного источника ИБН-241 [29].

3. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2 НЕЙТРАЛЬНЫМ ПУЧКОМ С ЭНЕРГИЕЙ ЧАСТИЦ 45 кэВ ПРИ ТОРОИДАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 0.8 Тл

3.1. Результаты эксперимента

Была проведена серия экспериментов по нагреву плазмы нейтральным пучком НИ-2 с энергией частиц 45 кэВ и мощностью 0.75 МВт. Эксперименты проводились при токе плазмы 0.4 МА, величина тороидального магнитного поля на радиусе $R = 0.36$ м составляла 0.8 Тл. На рис. 3 представлена динамика параметров плазмы для нескольких разрядов из данной серии. Включение водородного пучка происходило на фазе роста тока плазмы и длилось до окончания плато тока. Средняя плотность плазмы в разрядах варьировалась в широком диапазоне $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} - 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ с помощью изменения программы запуска дейтерия. Средняя плотность плазмы, измеренная с помощью микроволнового интерферометра, находится в хорошем соответствии с данными, полученными методом ТР до начала развития пилообразных колебаний, присутствие которых зачастую делает проблематичным измерение концентрации интерферометром. На рис. 3 также показана динамика температуры электронов в центре плазмы, измеренная диагностикой ТР. Видно, что температура электронов слабо зависит от средней плотности в разряде, достигая

величины 1.3 кэВ. Сравнение пространственных распределений температуры и концентрации электронов для разрядов с разной плотностью показаны на рис. 4. При увеличении средней плотности электронов $\langle n_e \rangle$ наблюдается формирование резкого градиента концентрации вблизи сепаратриссы, что указывает на то, что плазма находится в режиме улучшенного удержания (H-моды). Градиент температуры электронов практически не меняется за пределами зоны перемешивания пилообразных колебаний $r/a \approx 0.4$, что соответствует области $R > 0.49$ м на графике.

Величина тепловой энергии электронов (W_e), полученная путем интегрирования профиля электронного давления по объему плазмы, выше в разрядах с большей концентрацией. На рис. 5 представлена зависимость W_e от средней плотности плазмы для обсуждаемых разрядов в сравнении со значениями, полученными в серии омических разрядов при тех же значениях тока плазмы и тороидального магнитного поля: $I_p = 0.4$ МА, $B_T = 0.8$ Тл. Из этого рисунка также видно, что при средней концентрации электронов выше $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ инжекция нейтрального пучка приводит к заметному нагреву электронов плазмы. По данным диагностики томсоновского рассеяния температура электронов практически не зависит от концентрации, наблюдается линейный рост тепловой энергии электронов от плотности, в то время как в омическом режиме (при тех же значениях I_p и B_T) температура электронов снижается с ростом плотности, что приводит к насыщению зависимости W_e от $\langle n_e \rangle$. На рис. 6 представлено сравнение пространственных распределений температуры и концентрации электронов в омическом режиме и режиме с НИ при средней концентрации электронов $7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Из рисунка видно, что при НИ температура электронов в центральной области плазмы более чем в два раза превышает значения температуры в омическом режиме нагрева, при этом увеличение тепловой энергии электронного компонента составляет 1.8 раза.

Запасенная энергия плазмы W_{DIA} , определенная из диамагнитных измерений, для режима с НИ также представлена на рис. 5. Во всем диапазоне изменения плотности плазмы величина W_{DIA} в 1.5–2 раза превышает запасенную энергию в электронном компоненте плазмы в режиме омического нагрева W_e . Максимальное значение W_{DIA} достигает величины 10 кДж при средней плотности $\langle n_e \rangle = 7 \times 10^{19}$, что находится в хорошем соответствии с результатами, полученными ранее на токамаке Глобус-М2 [15, 30], в которых для нагрева плазмы применялся пучок инжектора НИ-1 с энергией частиц 30 кэВ и мощностью 0.85 МВт.

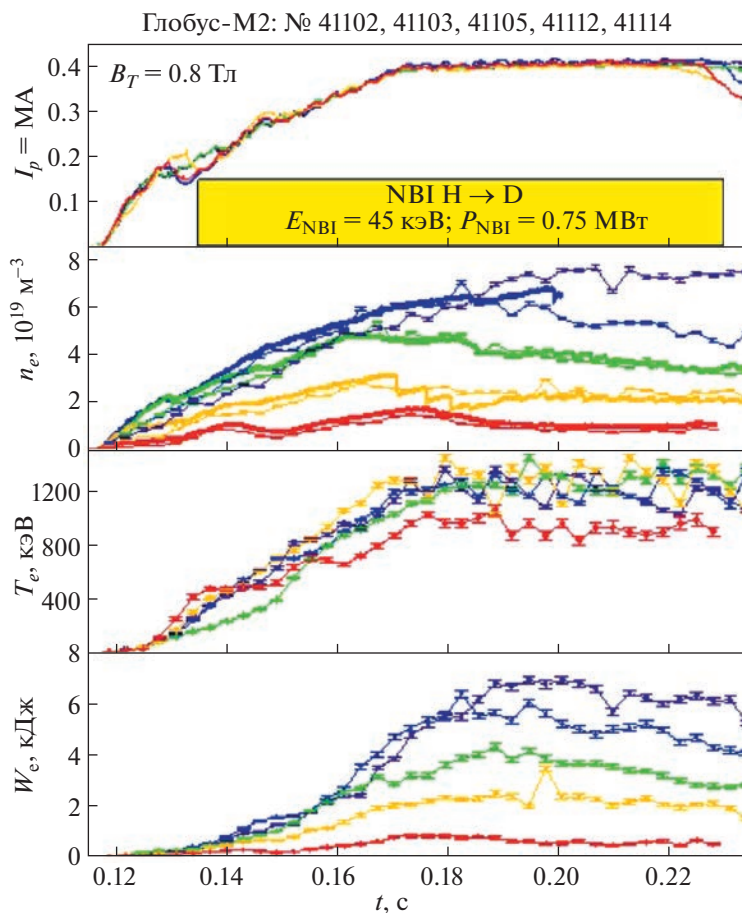


Рис. 3. Временной ход параметров плазмы в экспериментах по инъекции нейтральных частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, тороидальное магнитное поле 0.8 Тл. Сверху вниз: I_p — ток плазмы (время работы нейтрального пучка выделено желтым цветом); среднехордовая плотность плазмы n_e : линия — данные СВЧ-интерферометра, точки — результат расчета по данным диагностики томсоновского рассеяния и магнитной реконструкции; T_e — температура электронов в центре плазмы по данным диагностики томсоновского рассеяния; W_e — тепловая энергия электронов, рассчитанная на основании данных диагностики томсоновского рассеяния и магнитной реконструкции.

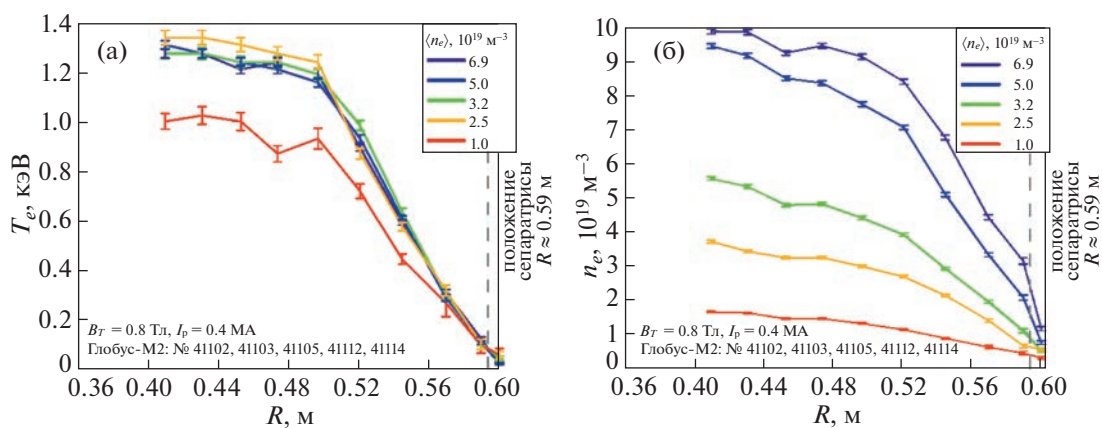


Рис. 4. Пространственные распределения температуры T_e (а) и электронной плотности плазмы n_e (б) при инъекции пучка нейтральных частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы 0.4 МА, тороидальное магнитное поле 0.8 Тл.

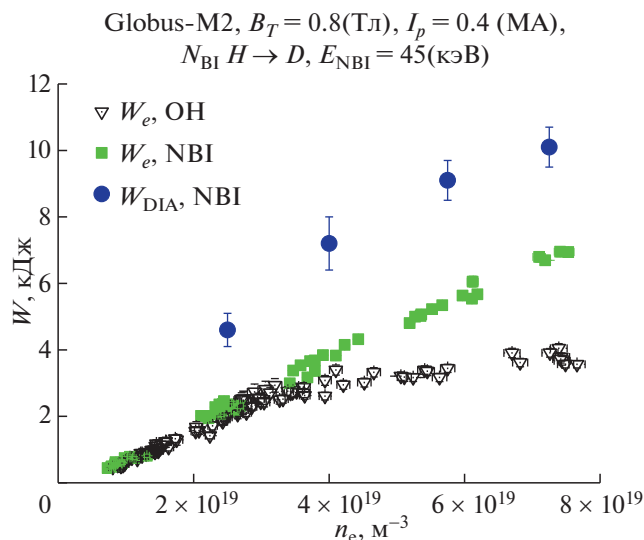


Рис. 5. Зависимость тепловой энергии электронов W_e от средней плотности плазмы n_e для режима омического нагрева (ОН) и режима с нейтральной инжекцией частиц (NBI) с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при одинаковом токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

Анализ энергосодержания в ионном компоненте будет обсуждаться далее в разд. 3.2.

3.2. Расчет поглощенной мощности нагрева

Для определения характерного времени удержания энергии плазмы и транспортного анализа необходимо найти величину поглощенной мощности инжектируемого пучка нейтральных атомов. С помощью кода NUBEAM [31] были рас-

считаны пространственные распределения мощности нагрева электронов и ионов плазмы, а также энергия, соответствующая поперечному давлению быстрых частиц W_{fast} . Стоит отметить, что в плазме токамака Глобус-М2 потери быстрых частиц из-за гофрировки магнитного поля не учитывались, поскольку они пренебрежимо малы по сравнению с другими механизмами потерь. Первые исследования влияния гофрировки на потери быстрых ионов были проведены на токамаке Глобус-М, где гофрировка составляла $\sim 1.5\%$ на внешней стенке камеры, с использованием траекторного кода [32]. Расчеты показали, что эти потери не превышают долей процента от полной инжектируемой мощности нейтрального пучка. На токамаке Глобус-М2 потери из-за гофрировки еще менее значительны, поскольку внешние витки тороидальной обмотки вынесены наружу на 4 см дальше [18], по сравнению с токамаком Глобус-М, а гофрировка ниже примерно в 2 раза. Более значимое влияние на удержание быстрых частиц оказывают пилообразные колебания. При моделировании для учета влияния пилообразных колебаний на величину рассчитываемых параметров была введена поправка в виде аномальной добавки к коэффициентам диффузии быстрых частиц. Поскольку, при водородной инжекции нейтронные измерения невозможны, единственным способом экспериментального определения уровня аномальной диффузии ионов высокой энергии, доступным на токамаке Глобус-М2, является сравнение расчетного и экспериментального спектров атомов перезарядки. Уровень аномальной диффузии итеративно подбирается таким образом, чтобы рассчитанный спектр атомов перезарядки совпадал со спектром, измеренным с помощью продольного анализатора АКОРД-24М. Для расчета спектров применялся

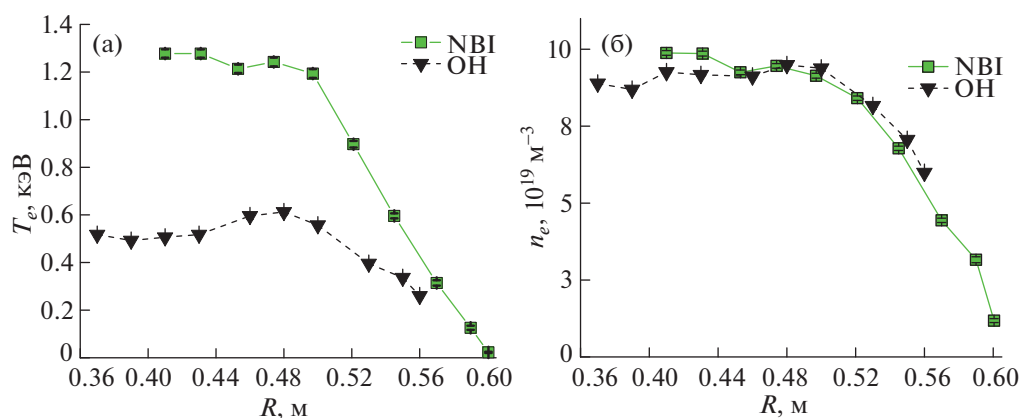


Рис. 6. Сравнение пространственных распределений электронной температуры T_e (а) и плотности n_e (б) электронов плазмы в омическом режиме (черные треугольники) и при дополнительном нагреве нейтральным пучком (зеленые квадраты) при токе плазмы $I_p = 0.4$ МА и тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8$ Тл.

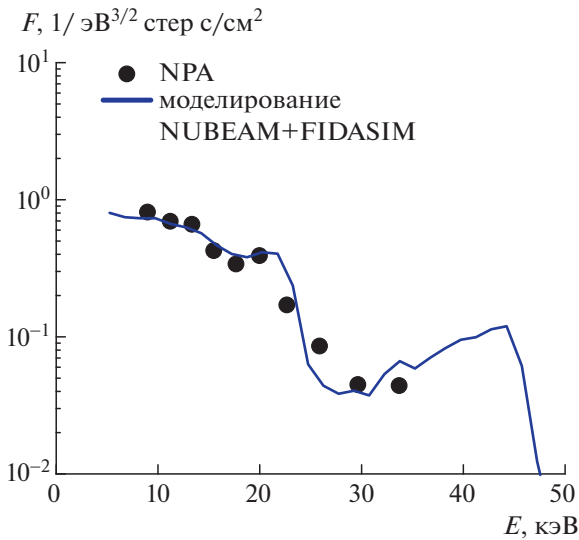


Рис. 7. Спектры атомов перезарядки: экспериментальный спектр (черные точки) и спектр, рассчитанный с учетом аномальной диффузии (синяя кривая).

код FIDASIM [33], который использует распределение ионов высокой энергии, полученное кодом NUBEAM. Применяемый подход проиллюстрирован на рис. 7. Здесь точками показан сигнал анализатора атомов перезарядки при инъекции пучка дейтерия с энергией 45 кэВ во время пилообразных колебаний (предел измерений анализатором составляет 35 кэВ), а также линией показан результат расчетов с помощью кодов NUBEAM и FIDASIM. В результате итерационного подбора было получено, что для корректного описания экспериментальных данных требуется введение аномальной диффузии, что, в данном случае выражалось в увеличении коэффициента диффузии быстрых ионов на $1 \text{ м}^2/\text{с}$ в области плазмы, соответствующей зоне перемешивания, возникающей в результате перезамыкания магнитных

Таблица 1. Интегральные значения поглощенной мощности пучка и давления быстрых частиц рассчитанное кодом NUBEAM для разрядов с разной плотностью плазмы. Энергия инжектируемых частиц 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы и тороидальное магнитное поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно

№	41103	41112	41114	41105
$\langle n_e \rangle, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	2.5	4.0	5.8	7.3
$Pnbi_e, \text{ кВт}$	174	230	262	282
$Pnbi_i, \text{ кВт}$	197	256	266	269
$Pnbi_{tot}, \text{ кВт}$	372	486	528	550
$W_{fast}, \text{ Дж}$	1940	1414	1183	920

силовых линий из-за пилообразных колебаний. Полученный в результате спектр атомов перезарядки (синяя линия) хорошо совпадает с экспериментом. Для подобранного, таким образом, значения коэффициента аномальной диффузии быстрых ионов были получены пространственные распределения мощности нагрева электронов и ионов плазмы при вводе в плазму нейтрального пучка, которые впоследствии были использованы для транспортного моделирования с помощью кода АСТРА [34]. Интегральные значения поглощенной мощности нейтрального пучка, а также соответствующие значения энергии быстрых ионов W_{fast} представлены в табл. 1. Используя полученные величины W_{fast} , можно определить энергию тепловых ионов плазмы W_i следующим образом: $W_i = W_{DIA} - W_e - W_{fast}$ (см. рис. 8а). Полученные значения W_i в 2.5 раза ниже тепловой энергии электронов, что, по всей видимости, является следствием соответствующей разницы электронной и ионной температур. Как видно из табл. 1, с ростом плотности плазмы увеличивается мощность нагрева ионов нейтральным пучком, так же должна увеличиваться мощность нагрева ионов от электронов, а значит, наблюдаемое насыщение энергии тепловых ионов с ростом плотности является индикатором ухудшения термоизоляции ионов.

3.3. Моделирование энергобаланса плазмы

Анализ переноса энергии в плазме токамака Глобус-М2 был проведен с помощью кода АСТРА с использованием следующей модели. В коде решалось уравнение баланса энергии для ионов без конвекционного члена совместно с уравнением диффузии для полоидального магнитного потока и уравнением Грэда—Шафранова. В качестве граничного условия для уравнения Грэда—Шафранова задавалось положение крайней замкнутой магнитной поверхности, полученная с помощью метода подвижных токовых колец. Для расчета концентрации ионов дейтерия, электрического сопротивления плазмы и, как следствие, мощности омического нагрева использовались значения эффективного заряда плазмы, полученные на основании измерения интенсивности тормозного излучения [35]. Значения эффективного заряда, измеренные для обсуждаемых разрядов, представлены на рис. 9. В качестве основной примеси был задан углерод, поскольку облицовка обращенной к плазме поверхности выполнена из графитовых пластин. Проводимость плазмы и доля бутстрэп-тока рассчитывались с помощью кода NCLASS [36], также с помощью этого кода рассчитывались неоклассические значения коэффициентов ионной температуропроводности (χ_i^{neo}) (см. сплошные линии на рис. 10а) при плотности

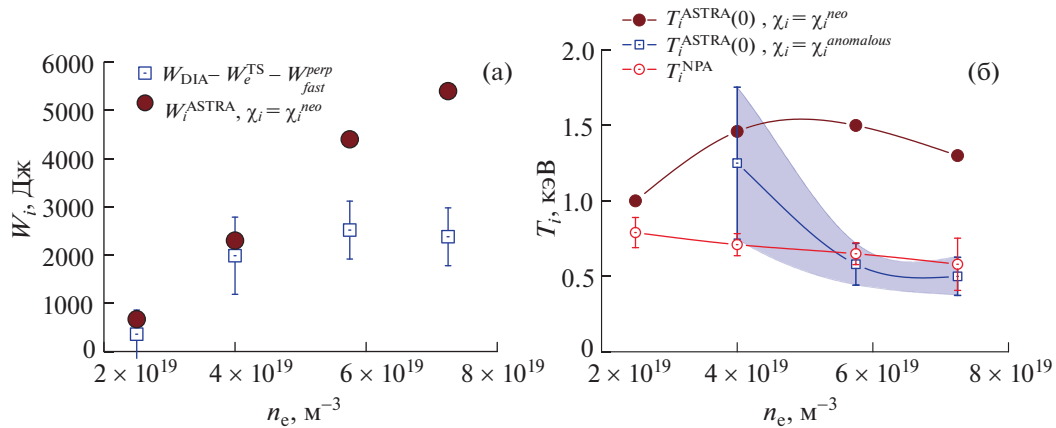


Рис. 8. Зависимость тепловой энергии ионов и ионной температуры плазмы от плотности электронов при нейтральной инжекции частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно. а) тепловая энергия, запасенная ионами плазмы: синие не закрашенные квадраты — оценка на основании экспериментальных данных $W_i = W_{DIA} - W_e - W_{fast}$; закрашенные круги результат моделирования кодом АСТРА в предположении $\chi_i = \chi_i^{neo}$; б) сравнение ионной температуры, измеренной с помощью анализатора нейтральных частиц (красные незакрашенные круги) с результатом моделирования по коду АСТРА для $\chi_i = \chi_i^{neo}$ (закрашенные круги), и с учетом аномальной добавки для χ_i (синие незакрашенные квадраты).

плазмы выше $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, значения которых (χ_i^{neo}) находятся в диапазоне от 0.8–1.5 $\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$. Значения температуры ионов (по коду АСТРА), а также величина тепловой энергии ионного компонента, полученные при моделировании в предположении $\chi_i = \chi_i^{neo}$, приведены на рис. 8. Из рисунка видно, что в случае неоклассического переноса

тепла в ионном канале величина тепловой энергии W_i , запасенная ионами, должна быть значительно больше экспериментальных значений, а температура ионов в центре плазмы должна достигать электронной (~ 1.2 – 1.3 кэВ), не превышая ее. Для того, чтобы привести расчетные значения W_i в соответствие с экспериментально измеренными, был выполнен дополнительный расчет, в котором к неоклассическому значению температуропроводности χ_i^{neo} прибавлялась аномальная добавка. Величина аномальной добавки определялась итеративно путем сравнения расчетной энергии ионов плазмы с экспериментальной оценкой. Полученные значения аномальной ионной температуропроводности в 5–6 раз превосходят неоклассические (см. пунктирные линии на рис. 10а). Рассчитанные значения ионной температуры в центре плазмы также оказались близки к величине температуры ионов, измеренной анализатором нейтральных частиц (см. рис. 8б).

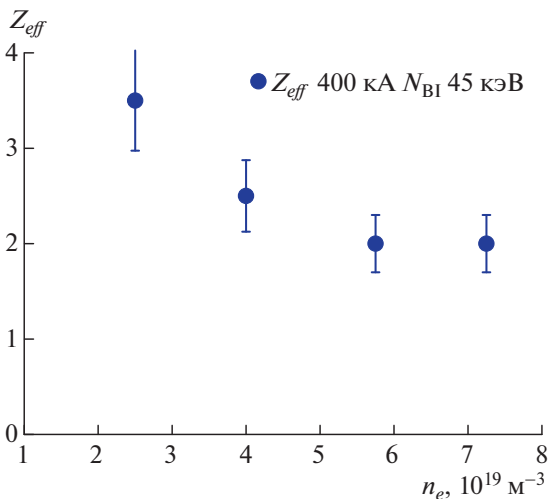


Рис. 9. Зависимость эффективного заряда плазмы Z_{eff} , измеренного в серии разрядов с нейтральной инжекцией частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

Для электронного компонента плазмы решалась обратная транспортная задача: на основании измеренных пространственных распределений электронной температуры рассчитывались коэффициенты электронной температуропроводности χ_e (см. рис. 10б). К сожалению, в обсуждаемых разрядах измерения энергетических потерь плазмы на излучение отсутствовали. Как показали более ранние исследования на токамаке Глобус-М2, величина радиационных потерь может достигать 45% от полной поглощенной мощности нагрева

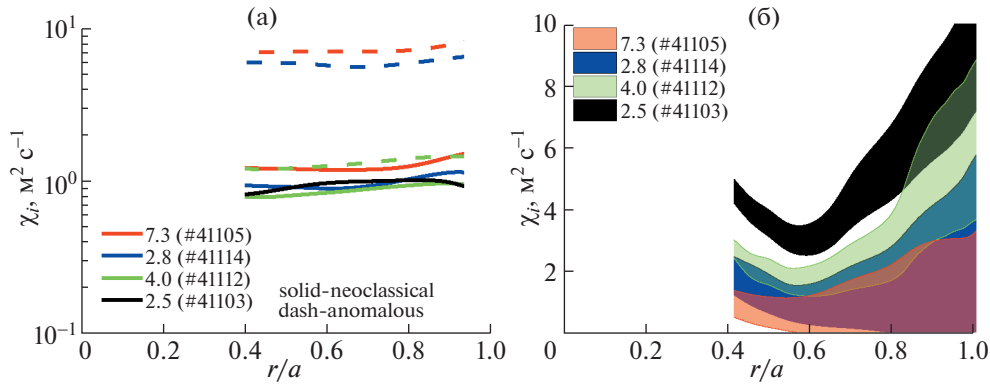


Рис. 10. Пространственные распределения: (а) — ионной температуропроводности χ_i , использованной для расчета профилей ионной температуры, сплошные линии — неоклассические значения, пунктир — подобранные значения аномальной температуропроводности на основании магнитных измерений; (б) — электронной температуропроводности χ_e , полученные при моделировании кодом АСТРА на основании экспериментально измеренных профилей электронной температуры. Моделирование проводилось для разрядов с разной плотностью (соответствующие значения средней плотности показаны в легенде в единицах 10^{19} м^{-3}), при инжекции атомов водорода с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы и тороидальное магнитное поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

плазмы [37] в режимах с нейтральной инжекцией. Поэтому для учета влияния радиационных потерь на величину χ_e был сделан расчет с учетом потерь на излучение с использованием соответствующего профиля из [37]. Профиль был нормирован на интегральное значение радиационных потерь для каждого из режимов, полученное путем умножения поглощенной мощности плазмы на эмпирический коэффициент 0.45. Дополнительно был проведен расчет χ_e без учета потерь на излучение. Таким образом, в результате проведенных расчетов мы предполагаем, что истинные значения χ_e будут находиться в области ограниченной этими величинами (см. рис. 10б и области, закрашенные разными цветами для разных плотностей плазмы).

Оценки времени удержания энергии, проведенные для всех случаев, рассмотренных выше, показаны на рис. 11. Из рисунка видно, что время удержания энергии, полученное в предположении неоклассического характера теплопотерь по ионному каналу, должно иметь линейную зависимость от плотности плазмы, и достигать величины характерного времени 15 мс для плотности плазмы $7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. зеленые круги на рис. 11). Анализ диамагнитных измерений и расчеты запасенной энергии плазмы совместно с результатами измерений профилей температуры и концентрации электронов методом томсоновского рассеяния указывает на наличие аномальных потерь тепла по ионному каналу, которые являются причиной насыщения зависимости характерного времени удержания энергии в плазме τ_E от n_e при плотности плазмы выше $6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Эксперименты, проведенные с новым инжектором НИ-2 и новой диагностикой томсоновского рассеяния,

подтверждают ранее полученные на токамаке Глобус-М2 результаты [15, 30]: 1) увеличение тока плазмы до 0.4 МА и тороидального магнитного поля до 0.8 Тл приводит к увеличению времени удержания энергии по сравнению с экспериментами при $B_T = 0.4$ Тл в 2.5–3 раза; 2) электронная температуропроводность снижается до уровня 1–2 $\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$, что позволяет нагреть электроны плазмы до температуры 1.3 кэВ; 3) оценка температуры ионов, основанная на диамагнитных измерениях и измерениях корпускулярной диагностики, показывает, что $T_i < T_e$, вследствие того, что перенос

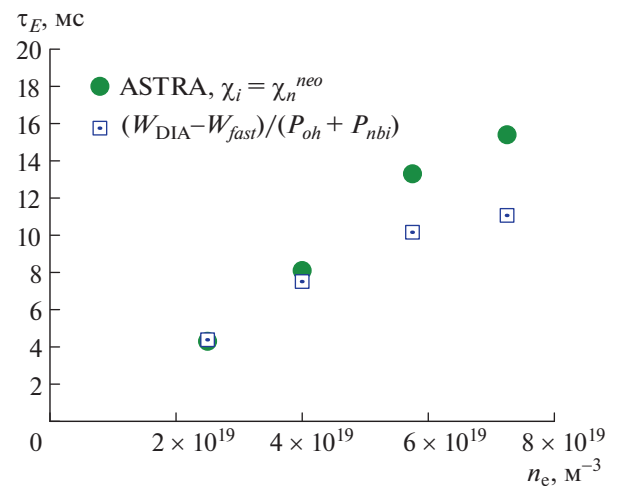


Рис. 11. Зависимость времени удержания энергии τ_E от плотности электронов для серии разрядов с нейтральной инжекцией частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

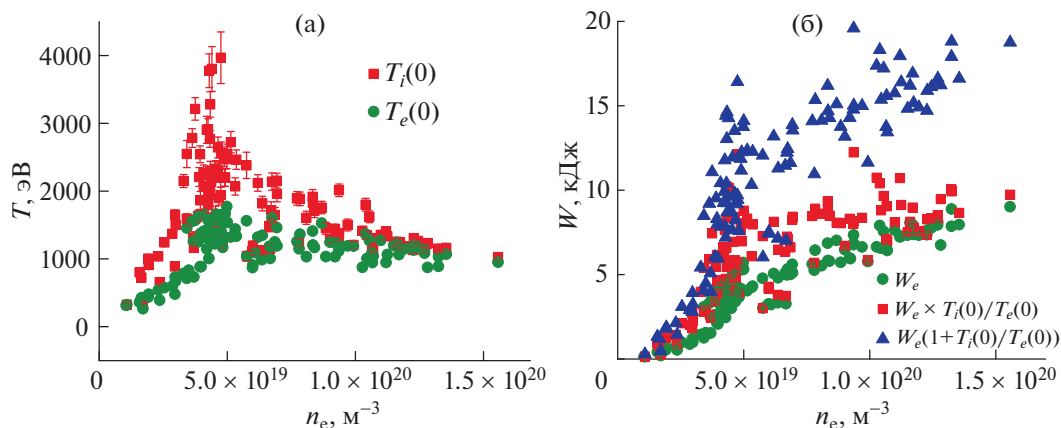


Рис. 12. а) — Зависимость температуры электронов T_e (зеленые круги) и ионов T_i (красные квадраты) в центре плазменного шнура от средней плотности электронов в режимах с одновременной инъекцией пучков НИ-1 и НИ-2 при $B_T = 0.9$ Тл, $I_p = 0.35\text{--}0.4$ МА; б) — соответствующие значения тепловой энергии, запасенной электронами плазмы W_e (зеленые круги) рассчитанный путем интегрирования давления электронов по плазменному объему, при использовании данных, полученных на основании магнитной реконструкции, оценка тепловой энергии, запасенной ионами $W_i \approx W_e \times T_i(0)/T_e(0)$ (красные квадраты), и сумма запасенной энергии в электронах и ионах плазмы (синие треугольники).

тепла в ионном канале выше, чем предсказывает неоклассическая теория.

4. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ ДВУМЯ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ПУЧКАМИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 ПРИ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 0.9 Тл

4.1. Результаты эксперимента

Эксперименты, проведенные на токамаке Глобус-М2 с помощью нового инжектора, позволяющего вводить в плазму пучок нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ, представленные в разд. 3, показали значительную эффективность нагрева электронов плазмы. Анализ диамагнитных измерений, совместно с данными диагностики томсоновского рассеяния показал низкую эффективность нагрева ионов, по всей видимости, связанную с высокой долей аномальных тепловых потерь по ионному каналу, приводящих к эффекту “насыщения” зависимости времени удержания энергии от плотности плазмы.

Использовалась схема нагрева плазмы, когда пучок НИ-2 (с энергией до 45 кэВ, мощностью до 0.75 МВт) включался на стадии роста тока, а пучок НИ-1 (с энергией до 28 кэВ, мощностью до 0.45 МВт) — уже на плато тока плазмы. В экспериментах по нагреву плазмы с помощью одновременно двух пучков появилась возможность измерения профиля ионной температуры диагностикой CXRS. Эксперименты проводились в дейтериевой плазме при тороидальном магнитном поле 0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. На рис. 12а показана температура электронов и

ионов в центре плазменного шнура, измеренная диагностикой ТР и CXRS, в зависимости от средней плотности плазмы во время работы обоих инжекторов. Из рисунка видно, что в широком диапазоне значений средней плотности плазмы температура ионов значительно превышает температуру электронов. При этом, с увеличением плотности плазмы наблюдается рост температуры ионов, которая достигает максимума в центре плазменного шнура $T_i(0) \approx 4$ кэВ при средней плотности электронов около $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При дальнейшем увеличении плотности плазмы температура ионов уменьшается и приближается к электронной. Запасенную энергию тепловых электронов достаточно легко определить, интегрируя профили температуры и концентрации электронов, измеренные диагностикой томсоновского рассеяния, по объему плазмы (см. рис. 12б). Для определения запасенной ионами тепловой энергии требуется более сложный расчет, учитывающий, что некоторая доля основных ионов замещена примесью. Грубую оценку запаса энергии в ионах сверху можно сделать следующим образом: $W_i \approx W_e \times T_i(0)/T_e(0)$. Из рисунка видно, что W_e монотонно растет с увеличением плотности плазмы, а зависимость W_i от плотности плазмы выше $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ начинает насыщаться, что является следствием снижения температуры ионов при увеличении плотности плазмы.

Рассмотрим режим с горячими ионами подробнее на примере разряда с током плазмы 0.35 МА и средней плотностью плазмы $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 13). Первый нейтральный пучок мощностью 0.25 МВт включался на стадии роста тока

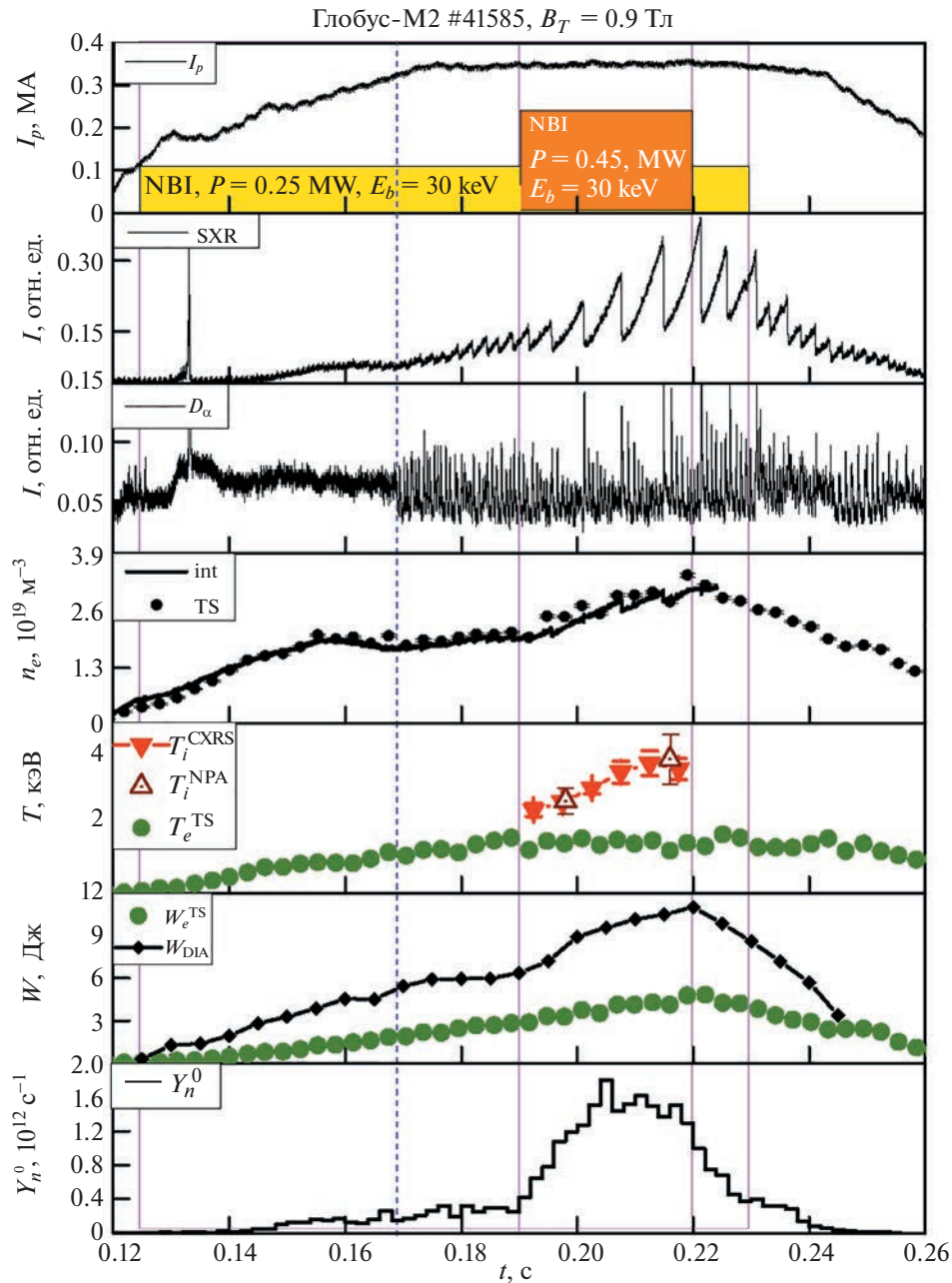


Рис. 13. Эволюция параметров плазмы в разряде #41585. Сверху вниз: I_p — ток плазмы; $I(SXR)$ — интенсивность мягкого рентгеновского излучения; $I(D_\alpha)$ — интенсивность излучения линии атомов дейтерия $D\alpha$; n_e — средняя по хорде наблюдения плотность электронов; T — температура в центре плазмы: электронов (зеленые кружки, диагностика томсоновского рассеяния лазерного излучения) и ионов (открытые треугольники — NPA , красные треугольники — $CXRS$); W — энергия плазмы из диамагнитных измерений (черные точки) и энергия в электронной компоненте плазмы, рассчитанная на основании данных диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения; Y_n^0 — эволюция нейтронного выхода.

плазмы. По мере увеличения плазменного тока увеличивался полный поток мощности через ее границу, что привело к L–H-переходу в момент $t = 169$ мс. Переход хорошо виден по резкому спаду интенсивности излучения линии D_α и развитию краевой неустойчивости типа ELM, являю-

щейся индикатором увеличения крутизны градиента давления вблизи границы плазмы. Вторым нейтральный пучок мощностью 0.45 МВт инжектировался на стадии плато тока плазмы, что приводило к сильному росту температуры ионов и, как следствие, к увеличению запасенной плазмой

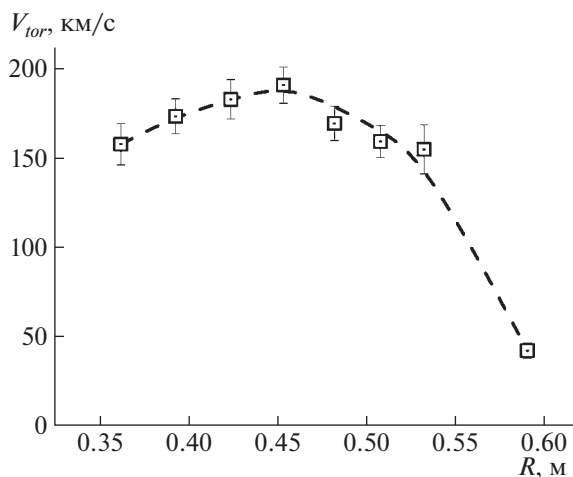


Рис. 14. Скорость тороидального вращения ионов углерода в плазменном шнура в зависимости от большого радиуса тора R , измеренная с помощью диагностики CXRS в разряде #41585 при $T_i(0) = 4$ кэВ.

энергии. Поток нейтронов, регистрируемый счетчиком, увеличивается в 7 раз и начинает спадать сразу после выключения пучка. Величина нейтронного выхода достигает 1.8×10^{12} н⁰/с, что является оценкой снизу, поскольку для калибровки диагностики применялся источник Am—Ве со средней энергией нейтронов 4 МэВ, превышающий энергию нейтронов, рождающихся в результате D—D-реакции с энергией 2.45 МэВ. Температура ионов, измеренная CXRS диагностикой по излучению линии пятизарядных примесных ионов углерода C⁵⁺ (излучение на длине волны $\lambda_0 = 5290.525$ Å), хорошо соответствует данным активной корпускулярной диагностики, измере-

ния которой локализованы в области пересечения пучка с линией наблюдения анализатора. Обе диагностики демонстрируют рост температуры ионов до величины 4 кэВ в период инжекции второго пучка. Также диагностика CXRS показывает, что инжекция нейтрального пучка сообщает плазме значительный вращающийся момент: скорость тороидального вращения плазмы достигает 190 км/с в центральной области (см. рис. 14). Температура электронов в центре плазмы, измеряемая диагностикой томсоновского рассеяния лазерного излучения, практически не изменяется и поддерживается на уровне 1.5 кэВ весь период инжекции второго пучка при заметном росте плотности плазмы. На рис. 15 показаны профили температуры электронов и ионов и профиль плотности электронов в разряде #41585, измеренные в десяти пространственных точках в средней плоскости токамака.

Значения тепловой энергии электронов W_e и ионов W_i определялись посредством интегрирования соответствующих профилей давления по объему плазмы. Большая часть энергии плазмы (6 кДж) содержится в ионах. На электроны приходится около 4 кДж. Полная энергия, определенная из диамагнитных измерений с использованием расчета магнитного равновесия, достигает величины 11.5 кДж, что находится в хорошем соответствии с данными кинетических измерений с учетом того, что вклад поперечной энергии быстрых ионов может составлять 1.5 кДж.

Примечательно, что режим с горячими ионами (hot ion mode) был предсказан с помощью моделирования энергобаланса плазмы Глобус-M2, выполненный еще в 2012 г. [13] на стадии разработки электромагнитной системы будущего токамака. Расчетные профили температуры электро-

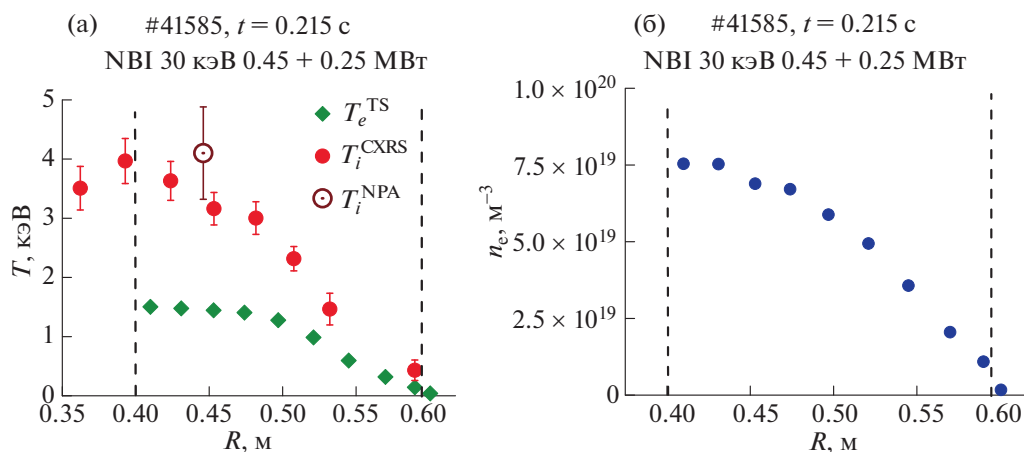


Рис. 15. Пространственные распределения температуры электронов и ионов (а) и профиль плотности электронов (б) на 215 мс разряда 41585 при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 0.35$ МА. Вертикальные линии обозначают положение магнитной оси (слева) и последней замкнутой магнитной поверхности со стороны слабого магнитного поля (справа).

нов и ионов, приведенные в работе [13], показаны на рис. 1. Стоит отметить, что предсказательное моделирование было выполнено при несколько больших значениях тороидального магнитного поля и тока плазмы, чем в описываемом эксперименте. Несмотря на это, ожидаемый режим горячих ионов был достигнут со значениями температур ионов T_i и электронов T_e , очень близкими к предсказанным. Основные предположения, использованные при предсказательном моделировании, также подтверждены. По сравнению с результатами экспериментов на токамаке Глобус-М ионная температуропроводность значительно снизилась (~4 раза) в соответствии с неоклассической теорией, а время удержания энергии плазмы выросло в 4 раза при двукратном увеличении тороидального магнитного поля и тока, что находится в согласии со скейлингами, характерными для сферических токамаков, предполагающими сильную зависимость времени удержания энергии плазмы τ_E от величины тороидального магнитного поля B_T [2, 5].

4.2. Моделирование энергобаланса плазмы в режиме с горячими ионами

Для определения мощности нагрева плазмы нейтральными пучками было выполнено моделирование с использованием кода NUBEAM [31]. Осциллограмма интенсивности мягкого рентгеновского излучения (рис. 13) указывает на присутствие в плазме пилообразных колебаний. Регулярные перезамыкания магнитных поверхностей в центральной области плазмы, являющиеся причиной пилообразных колебаний, приводят к перераспределению быстрых ионов по сечению плазменного шнура, что может приводить к дополнительным потерям быстрых частиц и, как следствие, к снижению мощности нагрева плазмы. Поскольку в этих экспериментах анализатор был настроен на измерение ионной температуры, что исключало регистрацию надтепловой части спектра, то метод определения величины потерь быстрых частиц при торможении путем сравнения расчетных спектров с экспериментально измеренными применить не удалось. Поэтому была проведена серия расчетов для разных значений аномального коэффициента диффузии быстрых ионов (χ_{fi}^{an}). На рис. 16 показана зависимость величины мощности нагрева ионов, а также суммарная мощность нагрева электронов и ионов нейтральными пучками от величины коэффициента χ_{fi}^{an} . На графике также показан уровень тепловых потерь ионов за счет взаимодействия с электронами. Из рис. 16 видно, что при высоком уровне потерь быстрых частиц суммарная мощность нагрева ионов оказывается отрицательной. Дальнейший анализ проведем для двух вариантов:

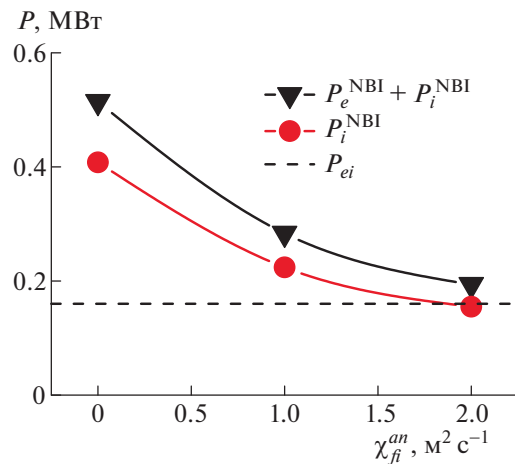


Рис. 16. Рассчитанная кодом NUBEAM мощность нагрева плазмы нейтральными пучками в разряде #41585 для разных значений коэффициента аномальной диффузии быстрых ионов: красные круги — мощность нагрева ионов, черные треугольники — суммарная мощность нагрева электронов и ионов нейтральным пучком. Горизонтальной линией показан уровень тепловых потерь ионов за счет взаимодействия с холодными электронами.

1 — полностью пренебрегаем снижением поглощенной мощности нагрева из-за пилообразных колебаний, и сравниваем вариант 1 с вариантом 2, в котором коэффициент аномальной диффузии быстрых частиц считаем равным $1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, ограничив мощность нагрева плазмы от инжектируемых пучков диапазоном $P_{NBI} = 0.28\text{—}0.51 \text{ МВт}$ получим оценку времени удержания энергии $\tau_E = 13\text{—}18 \text{ мс}$.

Нагрев электронов обеспечивается как за счет омического нагрева ($P_{OH} = 0.27 \text{ МВт}$) так и при их взаимодействии с тепловыми ионами плазмы. Суммарная мощность находится в диапазоне $P_e = 0.55\text{—}0.78 \text{ МВт}$. Нагрев ионов обеспечивается только пучками и, с учетом того, что 0.16 МВт уходит на нагрев электронов, составляет величину до $P_i = 0.07\text{—}0.25 \text{ МВт}$. Для грубой оценки эффективного коэффициента температуропроводности ионов можно использовать известное соотношение между временем удержания энергии τ_E и температуропроводностью: $\chi = \rho^2 / (4\tau_E)$, где ρ — радиус плазменного шнура. Принимая $\rho = a\kappa^{0.5}$ и $\tau = W_i / P_i$, (κ — вытянутость плазменного шнура) можно получить $\chi_i = a^2 \kappa P_i / (4W_i)$. Используя эту формулу, получим оценку средней температуропроводности ионов $\chi_i \approx 0.3\text{—}1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Аналогичным образом можно сделать оценку для электронной температуропроводности. Основную неопределенность здесь уже вносят потери на излучение, величина которых может достигать половины мощности нагрева плазмы [37]. В этих

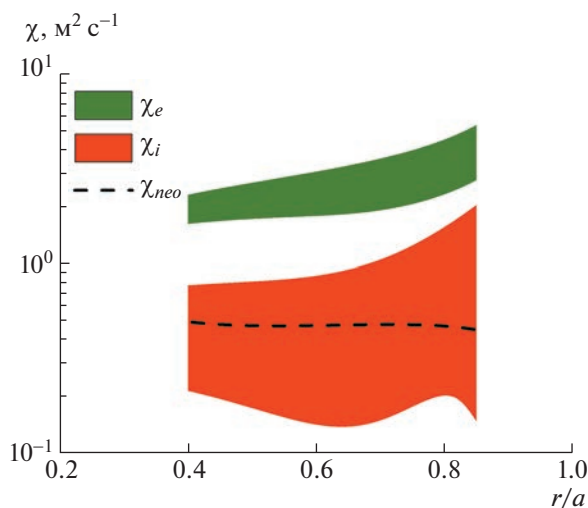


Рис. 17. Радиальные распределения эффективной электронной (зеленый) и ионной (красный) температуропроводности в сравнении с ионной неоклассической температуропроводностью, рассчитанной с помощью NCLASS (штриховая линия) для плазмы Глобус-М2 с $B_T = 0.9$ Тл, $I_p = 0.35$ МА и $P_{NBI} = 0.7$ МВт.

предположениях получим $\chi_e = 1.5\text{--}3 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Более аккуратный анализ энергобаланса плазмы был выполнен с помощью моделирования кодом АСТРА [34]. Полученные радиальные распределения значений эффективной электронной и ионной температуропроводности показаны на рис. 17. Из рисунка видно, что величины температуропроводности электронов и ионов, полученные с помощью моделирования и по приближенной формуле, согласуются удовлетворительно. Температуропроводность ионов, рассчитанная кодом NCLASS, составляет значение около $0.5 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, что находится в диапазоне величин χ_i , полученных при моделировании экспериментальных данных. Следует отметить, что в отличие от эксперимента с нагревом плазмы одним пучком, описанным в разд. 3, термоизоляция ионов, продемонстрированная в эксперименте с двумя пучками, значительно лучше, а перенос тепла близок к неоклассическому, что позволяет достигать температуры близкой к термоядерной даже в компактной установке, такой как Глобус-М2.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На токамаке Глобус-М2 были проведены исследования нагрева плазмы нейтральным пучком. В экспериментах, где использовался пучок с энергией частиц 45 кэВ и мощностью 0.75 МВт, при токе плазмы $I_p = 0.4$ МА и тороидальном магнитном поле в центре вакуумной камеры $B_T = 0.8$ Тл были получены следующие результаты. При средней концентрации электронов выше

$3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ инжекция нейтрального пучка приводит к заметному нагреву электронов плазмы. По данным диагностики томсоновского рассеяния температура электронов практически не зависит от концентрации, наблюдается линейный рост тепловой энергии электронов от плотности, в то время как в омическом режиме (при тех же значениях I_p и B_T) температура электронов снижается с ростом плотности, что приводит к насыщению зависимости запасенной в электронной компоненте плазмы энергии W_e от плотности плазмы n_e . При высокой плотности плазмы ($n_e > 7 \times 10^{19}$) увеличение температуры электронов по сравнению с омическим режимом нагрева составляет 1.8 раза. С ростом плотности плазмы n_e увеличивается мощность нагрева ионов и ионный теплоперенос начинает играть значительную роль в энергобалансе. Ожидалось, что время удержания энергии τ_E достигнет величины 15 мс при плотности $n_e = 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в случае неоклассического характера тепловых потерь по ионному каналу. Однако анализ диамагнитных измерений совместно с результатами измерений профилей температуры и электронной плотности плазмы методом томсоновского рассеяния указывает на наличие аномальных потерь тепла по ионному каналу при высокой плотности плазмы, что приводит к насыщению зависимости τ_E от n_e при плотности плазмы выше $6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на уровне $\tau_E \approx 10\text{--}11$ мс.

Использование сценария с инжекцией двух пучков: первого пучка на стадии роста тока, а второго пучка уже на плато тока при тороидальном магнитном поле, увеличенном до 0.9 Тл, кардинальным образом меняет эффективность нагрева плазмы. Эксперименты показали возможность получения устойчивого режима с горячими ионами в широком диапазоне значений средней плотности плазмы $1.6\text{--}16 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Значения температуры ионов, измеренные рекомбинационной спектроскопией атомов перезарядки и с помощью корпускулярной диагностики, достигли величины 4 кэВ, что в 2.5 раза выше, чем температура электронов. Достижение таких параметров стало возможным благодаря хорошей термоизоляции электронов и ионов, но в ограниченном диапазоне плотностей плазмы. При этом транспортный анализ показал, что величина ионной температуропроводности меньше $1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, и эта величина находится в удовлетворительном соответствии с неоклассической теорией.

Стоит отметить, что в режиме с горячими ионами значение столкновительности ($\nu^* \sim Z_{eff} n_e / T^2$) находилось на уровне 0.005. На текущий момент это наименьшее значение ν^* , достигнутое на токамаке Глобус-М2. Отношение газокINETического давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля (β_T) достигало величины 0.04—

0.05. Гирокинетическое моделирование, выполненное кодом GENE для токамака Глобус-М2, предсказывало развитие ITG-моды уже в условиях столкновительности в 2–4 раза выше [15]. Несмотря на благоприятные условия для дестабилизации ITG-моды заметный аномальный перенос тепла ионами не наблюдается. Причиной этому может быть неоднородность вращения плазмы, приводящая к разрушению турбулентной структуры и уменьшению переноса тепла поперек магнитного поля. В режиме с горячими ионами с помощью диагностики CXRS было измерено сильное тороидальное вращение плазмы, достигающее 190 км/с в центральной области плазменного шнура, что, по-видимому, и реализует возможность перехода в режим с горячими ионами.

Результаты, представленные в этой работе, показывают возможность достижения высоких значений температуры ионов в компактной установке с относительно слабым тороидальным магнитным полем. Достигнутая в эксперименте температура ионов приближается к термоядерным значениям благодаря хорошей теплоизоляции ионов. Величина произведения характерных параметров ($n_e \tau_E$) для плазмы в токамаке Глобус-М2 при этом, все еще на два порядка ниже необходимой для зажигания самоподдерживающейся термоядерной реакции. Однако, имея в виду благоприятную зависимость времени удержания от величины магнитного поля и большого радиуса плазмы R в сферическом токамаке [5, 15], можно предположить, что в компактной установке ($R = 0.8$ м) с большим магнитным полем (около 5 Тл) возможно достижение условий зажигания. Технические сложности создания и эксплуатации компактного термоядерного устройства будут основными препятствиями на пути достижения этой цели.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Нагрев плазмы двумя пучками при $B_T = 0.9$ Тл (раздел 4.1) выполнен в рамках контракта 0034-2021-0001, обработка данных и моделирование энергобаланса плазмы (раздел 4.2) выполнено в рамках контракта 0040-2019-0023. Расчеты мощности нагрева плазмы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru). Анализ термоизоляции плазмы, представленный в разд. 3.2, был выполнен при финансовой поддержке РНФ 17-72-20076.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Tokarev V.A., Yashin A.Yu.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. N. 6. 066032. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab15c5>
2. *Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Kiselev E.O., Khromov N.A., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Tikhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. № 6. 064001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abe08c>
3. *Valovič M., Akers R., Cunningham G., Garzotti L., Lloyd B., Muir D., Patel I.A., Taylor D., Turnyanskiy M., Walsh M. and the MAST team* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. N. 7. 075016. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/7/075016>
4. *Kaye S.M., Bell M.G., Bell R.E., Fredrickson E.D., LeBlanc B.P., Lee K.C., Lynch S., Sabbagh S.A.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 848–857. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/10/002>
5. *Kaye S.M., Connor J.W., Roach C.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. N 12. 123001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2b38>
6. *Kaye S.M., Gerhardt S., Guttenfelder W., Maingi R., Bell R.E., Diallo A., LeBlanc B.P., Podesta M.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. N. 063005. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/6/063005>
7. *Valovič M., Akers R., de Bock M., McCone J., Garzotti L., Michael C., Naylor G., Patel A., Roach C.M., Scannell R., Turnyanskiy M., Wisse M., Guttenfelder W., Candy J. and the MAST team* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. N.7. 073045. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073045>
8. *Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahn T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Osipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Ryter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuka T., Thomsen K., Wade M.R., Wilson H.R., ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database and Modelling Topical Group and ITPA Pedestal and Edge Topical Group* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S18–S127. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S02>
9. *van Wyk F., Highcock E.G., Field A.R., Roach C.M., Schekochihin A.A., Parra F.I., Dorland W.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. № 11. 114003. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa8484>
10. *Telnova A.Yu., Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Kiselev E.O., Larionova M.M., Bakharev N.N., Larionova D.M., Gusev V.K., Khromov N.A., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sladkomedova A.D., Shchegolev P.B., Tokarev V.A., Tolstyakov*

- S. Yu., Tikhmeneva E.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. № 4. 045011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab6da5>
11. *Tel'nova A. Yu., Miroshnikov I.V., Mitrankova M.M., Bakharev N.N., Gusev V.K., Zhil'tsov N.S., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tikhmeneva E.A.* // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. P. 470–473.
<https://doi.org/10.1134/S106378502105014X>
 12. *Galeev A.A., Sagdeev R.Z.* Advances in plasma physics. New York.: John Wiley and Sons, Inc., 1976. V. 6. P. 311–420.
 13. *Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B., Arneman A.F., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bender S.E., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Bykov A.S., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dyachenko V.V., Filatov O.G., Iblyaminova A.D., Irzak M.A., Kavin A.A., Kurskiev G.S., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kornev V.A., Krasnov S.V., Kuznetsov E.A., Labusov A.N., Larionov M.M., Lobanov K.M., Malkov A.A., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Novokhatsky A.N., Ovsyannikov A.D., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov M.P., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Saveliev A.N., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Senichenkov I. Yu., Sergeev V. Yu., Shevelev A.E., Stepanov A. Yu., Tanchuk V.N., Tolstyakov S. Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Wagner F., Yagnov V.A., Yashin A. Yu., Zhilin E.G.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. № 9. 093013.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093013>
 14. *Kiselev E.O., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A. Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Tikhmeneva E.A., Yashin A. Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1383. 012003.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012003>
 15. *Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A. Yu., Tkachenko E.E., Tikhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V. Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A. Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovay V.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 1. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
 16. *Telnova A. Yu., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Shikhovtsev I.V., Varfolomeev V.I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400. 077015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077015>
 17. *Гусев В.К., Деч А.В., Есипов Л.А., Минаев В.Б., Барсуков А.Г., Игошкина Г.Б., Кузнецов В.В., Панасенков А.А., Соколов М.М., Тилинин Г.Н., Лупин А.В., Марков В.К.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 28–43.
<https://doi.org/10.1134/S1063784207090058>
 18. *Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I. Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkome-dova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A. Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Zhilin E.G.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. № 6. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
 19. *Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. S625.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>
 20. *Сахаров Н.В., Воронин А.В., Гусев В.К., Кавин А.А., Каменников С.Н., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Щеголев П.Б.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1076
 21. *Тельнова А.Ю., Минаев В.Б., Панасенков А.А., Щёголев П.Б.* // Журнал технической физики. 2022. Т. 92. Вып. 4.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.04.52240.292-21>
 22. *Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S. Yu., Poshekhnov Yu. Yu.* // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. № 10. P. 1455.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/111>
 23. *Tkachenko E.E., Sakharov N.V., Kurskiev G.S.* // 21st ISTW 2022 Book of Abstracts. P. 5.
 24. *Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 24.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
 25. *Zhiltsov N.S.* // 2022 submitted to Nuclear Fusion
 26. *Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sergeev V. Yu., Schegolev P.B.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 666. 012002.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/666/1/012002>
 27. *Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A. Yu., Bakharev N.N.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400. № 7. 077018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077018>
 28. *Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Larionova M.M., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A. Yu., Tikhmeneva E.A., Varfolomeev V.I.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. № 12. 125010.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abbe32>
 29. *Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е.* // ЖТФ. 2021. Т. 92. Вып. 1. С. 32–35.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.01.51848.151-21>
 30. *Petrov Yu.V., Gusev V.K., Sakharov N.V., Minaev V.B., Varfolomeev V.I., Dyachenko V.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A. Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V. Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A. Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovay V.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 1. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>

- va A.Yu., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Bagryansky P.A., Zhilin E.G., Goryainov V.A. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 4. 042009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
31. Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritz A. // Comput. Phys. Commun. 2004. T. 159. № 3. P. 157.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2003.11.002>
32. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Iblyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Yu., Zaditskiy G.V. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. № 4. 043023.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043023>
33. Heidbrink W.W., Liu D., Luo Y., Ruskov E., Geiger B. // Commun. Comput. Phys. 2011. T. 10. C. 716.
<https://doi.org/10.4208/cicp.190810.080211a>
34. Pereverzev G., Yushmanov P.N. // Max-Planck Institute for Plasma Physics 2002 Max-Planck IPP Report 5/98
http://w3.pppl.gov/~hammet/work/2009/Astra_ocr.pdf
35. Tukhmeneva E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiev G.S., Gusev V.K., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Telnova A.Yu., Bakharev N.N., Shchegolev P.B., Kiselev E.O. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21(10). 105104.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
36. Houlberg W.A., Shaing K.C., Hirshman S.P., Zarnstorff M.C. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. 3230.
<https://doi.org/10.1063/1.872465>
37. Тюхменева Е.А., Бахареv Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курскиеv Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Сладкомедова А.Д., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Щеголев П.Б. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 2.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.02.50537.18471>

УДК 533.9

КЛАССИФИКАЦИЯ КРАЕВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2023 г. В. В. Солоха^{a,*}, Г. С. Курские^a, А. Ю. Яшин^{a,b}, И. М. Балаченков^a,
В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. К. Гусев^a, В. Ю. Горяинов^a, В. В. Дьяченко^a,
Н. С. Жильцов^a, Е. О. Киселев^a, В. Б. Минаев^a, А. Н. Новохацкий^a, Ю. В. Петров^a,
А. М. Пономаренко^b, Н. В. Сахаров^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a,
С. Ю. Толстяков^a, Е. А. Тюхменева^a, Н. А. Хромов^a, П. Б. Щеголев^a

^a Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, РФ

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

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Среди наблюдаемых на Глобус-M2 периферийных неустойчивостей выделяют краевые неустойчивости двух типов: синхронизированные и десинхронизированные с пилообразными колебаниями. Десинхронизированные срывы появляются в режимах, характеризующихся высокими значениями давления в пьедестале $p_{ped} > 3$ кПа, и наблюдаются в разрядах с тороидальным магнитным полем $B_T > 0.6$ Т и током по плазме $I_p > 0.3$ МА. Десинхронизированные срывы краевой неустойчивости относятся к типу 3/5 с доминирующим влиянием пилинг-моды. Синхронизированные срывы наблюдались в более широком диапазоне параметров разряда, в том числе при $B_T < 0.6$ Т и $I_p < 0.3$ МА. Расчеты устойчивости пилинг-баллонной (ПБ) моды показали, что при ширине пьедестала $\psi_{norm} = 0.09$ и $p_{ped} > 3.5$ кПа возможна дестабилизация ПБ-моды без дополнительного воздействия. Экспериментальные данные указывают на доминирующую роль микротиринговой неустойчивости в пьедестале. Микротиринговая мода не позволяет пьедесталу Глобуса-M2 достичь состояния неустойчивой кинетической баллонной моды, что объясняет низкую предиктивную силу модели EPED в токамаке Глобус-M2.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, токамак, пьедестал, пилинг-баллонная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292122601540, **EDN:** FKNQKA

ВВЕДЕНИЕ

Срывы краевых неустойчивостей в токамаках (ELM) [1] являются разрушительным и нежелательным следствием работы в режиме улучшенного удержания [2] и недопустимы в прототипе термоядерного реактора. При срыве краевой неустойчивости происходит стохастизация магнитных силовых линий [3, 4] с последующей потерей ионов и электронов плазмы в область открытых магнитных силовых линий. Попавшие на открытые силовые линии частицы вызывают рост тепловых нагрузок на первую стенку токамака и ее последующее разрушение. Дестабилизация краевых неустойчивостей происходит под действием градиента давления со стороны слабого магнитного поля и тока, протекающего вблизи сепаратрисы. Для описания развития и срывов краевых неустойчивостей используется модель пилинг-

баллонной (ПБ) моды [5] и производная от нее модель EPED [6]. Неустойчивости ELM наблюдались в плазме ряда крупных токамаков: JET [7], DIII-D [8], ASDEX [9], MAST [10], NSTX [11]. Краевые неустойчивости могут быть классифицированы на множество типов, однако, наиболее важными для настоящего исследования являются тип-1 [12], тип-3 [12] и тип-5 [13]. Краевые неустойчивости типа 1 характеризуются увеличением частоты следования с ростом вложенной мощности и наибольшей потерей энергии в сравнении с другими типами. Краевые неустойчивости типа 3 и типа 5 развиваются при идентичных значениях столкновительности и приводят к незначительным потерям энергии [14]. Отличием между типом 3 и типом 5 является реакция частоты следования срывов неустойчивости на рост вложенной мощности, для типа 3 частота следования срывов падает с ростом вложенной мощности,

для типа 5 данной зависимости не обнаружено. Так как срывы типа 5 наблюдались только на одном сферическом токамаке NSTX [13], то далее разделение между типом 3 и типом 5 не будет проводиться в силу их схожести. Ранее было показано, что на токамаке Глобус-М [15] краевые неустойчивости не поддаются классической типизации, так как они наблюдались в режиме улучшенного удержания и с доминирующей (более 90% случаев) синхронизацией с пилообразными колебаниями. Классические ELM не наблюдались, так как в силу недостаточно высоких параметров плазмы пьедестал (профиль давления в периферийной области плазменного шнура) не достигал значений соответствующих дестабилизированной ПБ-моды. Предполагаемый механизм синхронизации пилообразных колебаний и срывов краевых неустойчивостей посредством индуцированного токового возмущения описан в [16].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию срывов краевых неустойчивостей в плазме токамака Глобус-М2 с характерными параметрами $R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_T < 0.9$ Т, $I_p < 0.5$ МА [17], где R — большой радиус, a — малый радиус, B_T — тороидальное магнитное поле, I_p — ток по плазме. Токамак Глобус-М2 является модернизированной версией токамака Глобус-М ($R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_T < 0.5$ Т, $I_p < 0.3$ МА) [18]. Вследствие увеличения на 80% магнитного поля, и соответственно, тока по плазме, время удержания энергии в Глобус-М2 увеличилось в три раза [19], при этом улучшилось удержание быстрых частиц, что привело к изменению параметров пьедестала и соответственно условий развития ПБ-моды. В работе описаны экспериментальные методы исследования краевых неустойчивостей в плазме токамака Глобус-М2, предложена типизация срывов, и представлены результаты численного моделирования ПБ-моды, составляющие теоретическое обоснование предложенной типизации.

Основной диагностикой для исследования срывов краевых неустойчивостей является спектрометрическая диагностика излучения линии атомарного дейтерия D_α (656.3 нм), наличие пилообразных колебаний детектируется с помощью диагностики мягкого рентгеновского излучения (SXR). С их помощью определялось наличие и синхронизация краевых неустойчивостей. С помощью диагностики обратного доплеровского рассеяния (ДОР) [20] детектируются филаментарные структуры и мелкомасштабные флуктуации концентрации (волновые числа $k_\perp = 2\text{--}13$ см⁻¹), с помощью магнитных зондов оценивается относительная величина магнитного возмущения при срыве краевой неустойчивости и восстанавливается магнитная конфигурация плазмы с исполь-

зованием метода токовых колец [21]. Среднехордовая концентрация электронов определялась с помощью микроволновой интерферометрической диагностики. Профили температуры и концентрации электронов измерялись диагностикой томсоновского рассеяния (ТР) [22].

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Срывы краевых неустойчивостей в токамаке Глобус-М2 наблюдаются в разрядах, демонстрирующих признаки перехода в режим улучшенного удержания (рис. 1), таких как падение интенсивности излучения D_α и рост среднехордовой электронной плотности плазмы n_e (концентрации). Первичный анализ базы данных токамака Глобус-М2 был выполнен автоматически с помощью алгоритма динамической трансформации временной шкалы [23]. В результате были отобраны 24 разряда. Для разрядов с лимитерной конфигурацией мощность, необходимая для L–H-перехода в 2–3 раза выше, чем для разрядов с диверторной конфигурацией [24]. Следовательно, мы исследовали только разряды с диверторной конфигурацией и дополнительным нагревом с помощью нейтральной инжекции, так как в таких разрядах возможно использование более широкого диапазона варьирования вводимой мощности при работе в H-моды. В 20-ти разрядах наблюдались исключительно срывы краевой неустойчивости, синхронизированные с пилообразными колебаниями, а в 4-х разрядах наблюдались срывы краевой неустойчивости, десинхронизированные с перезамыканиями. На рис. 1 показан разряд № 41105 с десинхронизированными срывами краевой неустойчивости. Десинхронизированные срывы практически не наблюдаются (менее 5%) при токе плазмы менее $I_p < 0.3$ МА, однако, при значениях тока плазмы выше $I_p > 0.3$ МА десинхронизированные срывы составляют более 50% от общего количества срывов (рис. 2). Стоит отметить, что при величине тороидального поля $B_T < 0.6$ Т десинхронизированные срывы не были обнаружены, что указывает на важную роль магнитного поля и, как следствие, времени удержания энергии, величина которого линейно зависит от B_T и имеет корневую зависимость от I_p [19]. Таким образом, развитие классических срывов краевой неустойчивости наблюдаются в разрядах с высокими значениями $B_T > 0.6$ Т и $I_p > 0.3$ МА, так как для таких разрядов времена удержания энергии превышают $\tau_e > 5$ мс и наблюдаются высокие значения давления в пьедестале.

Синхронизированные и десинхронизированные срывы имеют различные зависимости периода между срывами от среднехордовой concentra-

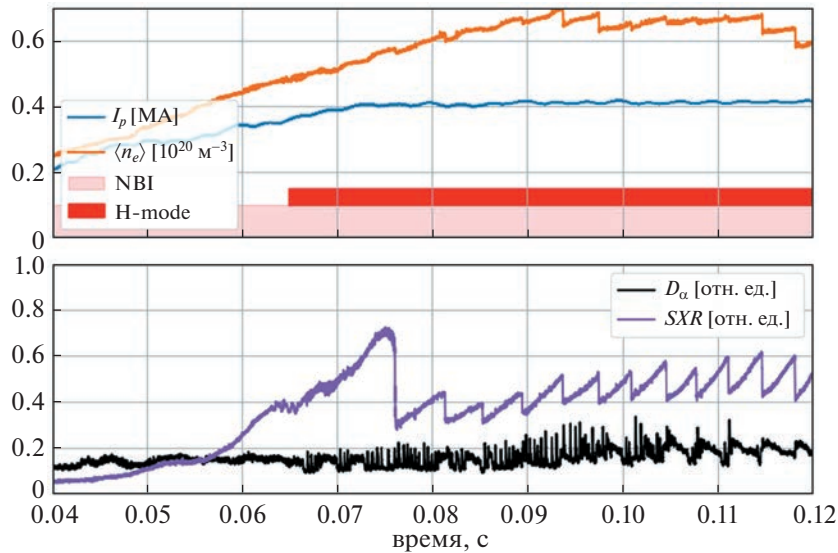


Рис. 1. Временной ход параметров плазмы в разряде № 41105 токамака Глобус-М2: ток плазмы (синий), среднехордовая концентрация (оранжевый), интенсивность свечения линии D_α (черный) и мягкого рентгена (фиолетовый). Прямоугольниками отмечены временные промежутки, в которых плазма нагревалась пучком нейтральных частиц $P_{NBI} \approx 0.5$ МВт (розовый) и находилась в режиме улучшенного удержания (красный).

ции. Синхронизированные с перезамыканиями срывы имеют положительную зависимость периода от среднехордовой концентрации, так как период перезамыканий растет с увеличением n_e . При росте концентрации, альфвеновское время уменьшается, и соответственно, понижается инкремент кинк-неустойчивости [25]. Также требуется увеличение тока для поддержания устойчивости разряда [26] и работы в режиме улучшенного удержания [27], что вызывает увеличение радиуса инверсии, и следовательно, периода пилообразных колебаний. Период десинхронизированных срывов зависит исключительно от параметров плазмы в пьедестале. Десинхронизированные срывы учащаются с повышением концентрации, и этот результат находится в соответствии со скейлингом для ELM тип-3 [7] и не противоречит скейлингам для ELM тип-5 [11].

Сравнение режимов с разными типами краевых неустойчивостей проводилось в четырех разрядах с $B_T = 0.8$ Т: № 40707 ($I_p = 0.21$ МА), № 40715 ($I_p = 0.4$ МА), № 41105 ($I_p = 0.4$ МА), № 41585 ($I_p = 0.4$ МА).

В плазме токамака Глобус-М2 срывы краевых неустойчивостей могут быть разделены на три категории, в зависимости от синхронизации с пилообразными колебаниями. Первая категория: полностью синхронизированные с перезамыканиями данного типа наблюдаются в разрядах со значениями тока плазмы и средней линейной концентрации во всем диапазоне рассматриваемых параметров (рис. 2). Вторая категория: краевые не-

устойчивости, частично синхронизированные с перезамыканиями, — один синхронизированный срыв краевой неустойчивости с несколькими (до 3-х) последующими десинхронизированными срывами (рис. 36). Частично десинхронизированные срывы наблюдаются в разрядах с высоким током

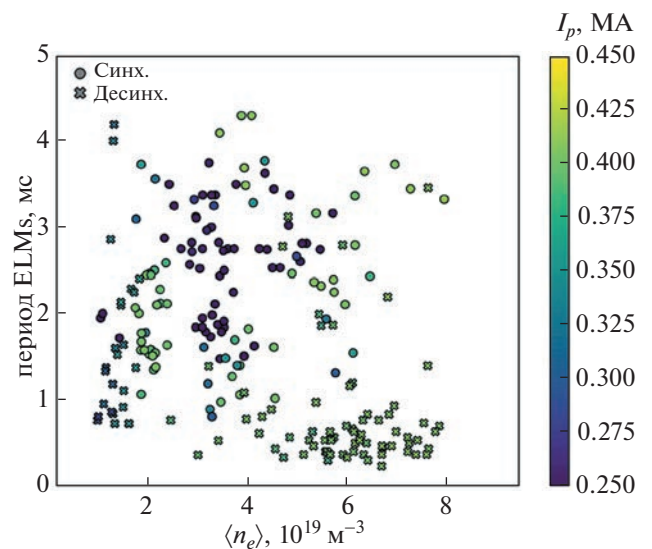


Рис. 2. Зависимость периода между срывами краевой неустойчивости от среднехордовой концентрации (ось x) и тока по плазме (цветовая кодировка). Синхронизированные с перезамыканиями срывы краевой неустойчивости (круги), десинхронизированные срывы краевой неустойчивости (кресты).

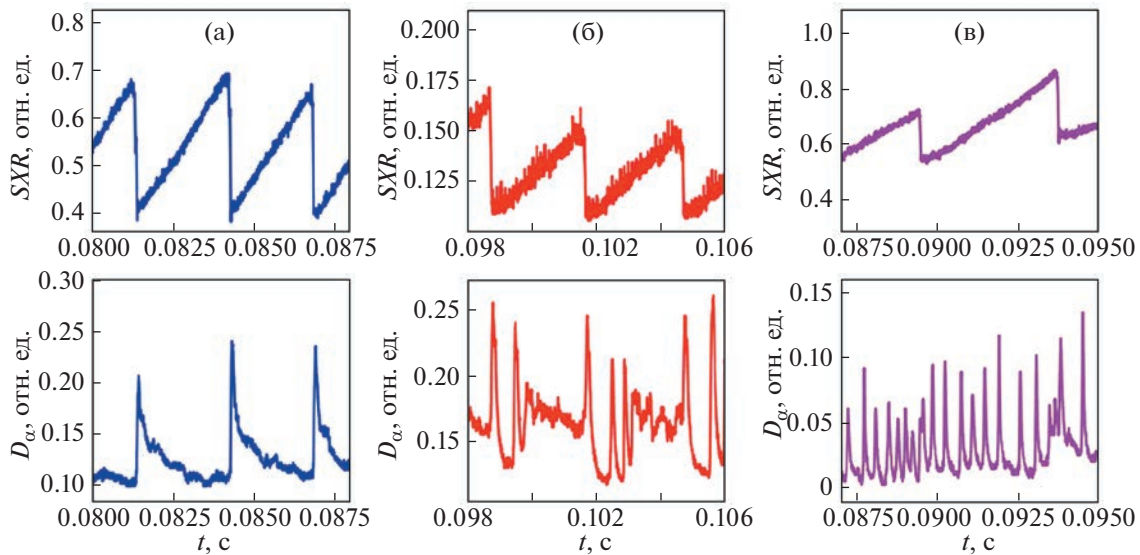


Рис. 3. Интенсивность свечения мягкого рентгена (верхний ряд) и линии D_α (нижний ряд) в разрядах с синхронизированными срывами № 40707 (а), частично десинхронизированными срывами № 40715 (б) и полностью десинхронизированными срывами № 41105 (в).

($I_p > 0.3$ МА) и мощностью нейтральной инжекции $P_{NBI} = 0.4$ МВт. При увеличении вложенной мощности до $P_{NBI} = 0.5$ – 0.6 МВт появляется третья категория краевой неустойчивости: полностью десинхронизированные срывы (рис. 3в). При полной десинхронизации синхронизированные срывы не пропадают, но становятся статистически менее значимыми, так как на один синхронизированный срыв приходится более 6 десинхронизированных (рис. 2). Увеличение мощности дополнительного нагрева не влияет на частоту десинхронизированных срывов. В разряде № 41585 с десинхронизированными срывами краевой неустойчивости вкладываемая мощность дополнительного нагрева варьировалась от $P_{NBI} = 0.5$ МВт до $P_{NBI} = 0.8$ МВт (рис. 4), при этом частота срывов не изменилась, что вместе с измеренной прямой зависимостью частоты срывов от среднехордовой концентрации и типичной для ELM типа-3 температурой вблизи сепаратрисы $T_e = 300$ эВ [28] позволяет судить о наличии ELM-типов 3/5 с доминирующим влиянием пиллинг-моды.

Профили электронной концентрации и температуры, полученные с помощью диагностики ТР, показывают, что разряды с частично синхронизированными срывами имеют на 60% большее давление в пьедестале, чем разряды с синхронизированными срывами, $p_{ped} = 2.5$ кПа и $p_{ped} = 1.5$ кПа соответственно. Данные разряды демонстрируют близкие значения концентраций n_e (разница $< 20\%$), однако, температура электронов в случае с частично синхронизированными сры-

вами краевых неустойчивостей в 1.5 раза выше (рис. 5). Разряды с полностью десинхронизированными срывами показывают давление в пьедестале на 50% выше ($p_{ped} = 4.0$ кПа), чем разряды с частично синхронизированными срывами, и соответственно, в них образуются условия для дестабилизации ПБ-моды безотносительно внутренних перезаключений. Разряды № 40715 ($P_{NBI} = 0.4$ МВт) и № 41105 ($P_{NBI} = 0.6$ МВт) имеют идентичную электронную температуру, несмотря на увеличение вложенной мощности в 1.5 раза. При идентичных профилях температуры электронов, профиль концентрации электронов n_e в разряде с полностью синхронизированными срывами в 2 раза выше, чем в разрядах частично синхронизированными срывами.

Спектрограмма сигналов магнитного зонда и график излучения D_α (рис. 6) разряда № 41105 указывает на то, что магнитные возмущения при срывах синхронизированных ELM значительнее ($t = 0.0895$ с), однако анализ данных тепловой камеры демонстрирует более заметный нагрев диверторных пластин в случае десинхронизированных срывов. В течение режима улучшенного удержания на диагностике магнитных зондов были зарегистрированы колебания на частоте около 80 кГц, которые могут являться следствием развития микротиринг моды (МТМ) с модовыми полоидальными/тороидальными числами $m/n = 10/2$ [29]. Предположительно, именно развитие МТМ в плазме ограничивает максимально достижимое значение электронной температуры T_e [30]

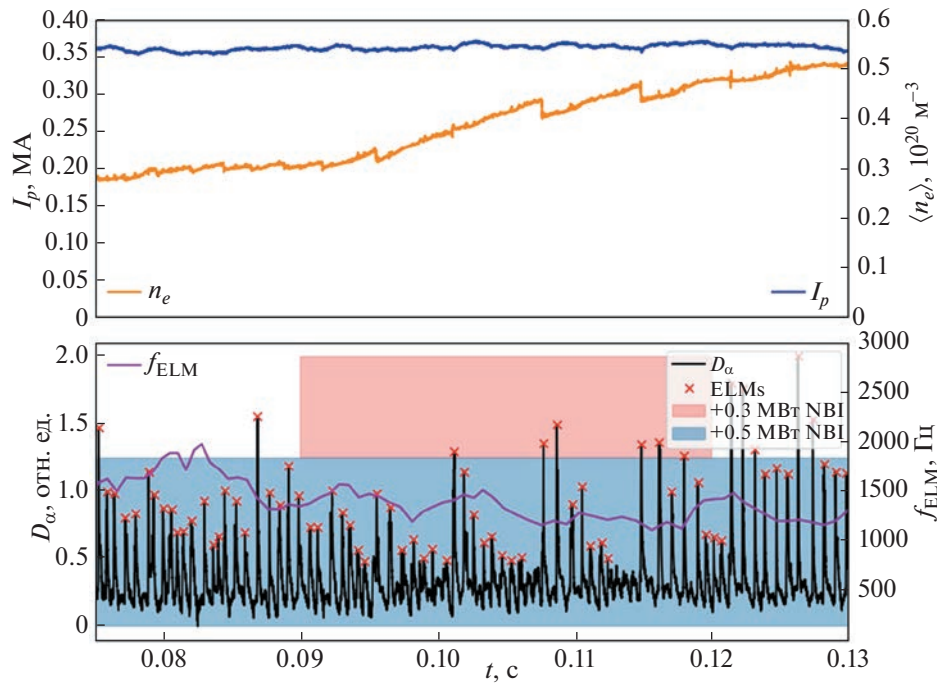


Рис. 4. Временной ход параметров плазмы в разряде № 41585 токамака Глобус-М2: ток плазмы (синий), среднехордовая концентрация (оранжевый), интенсивность свечения линии D_α (черный), частота срывов краевой неустойчивости (фиолетовый). Прямоугольниками отмечены временные промежутки, в которых плазма нагревалась пучком нейтральных частиц с вложенной мощностью 0.5 МВт (синий) и 0.3 МВт (красный).

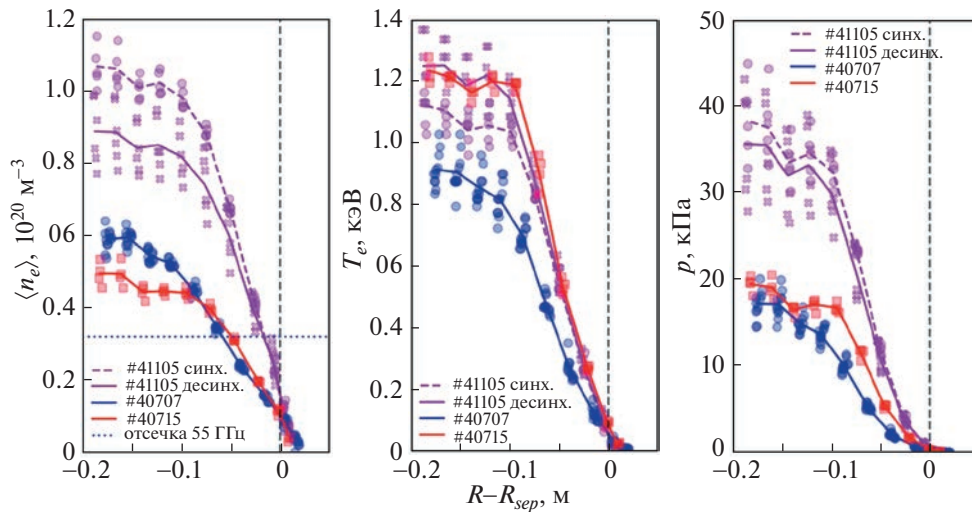


Рис. 5. Профили концентрации (левый график), температуры (центральный график) электронов и полного давления (правый график), полученные с помощью диагностики ТР в разрядах с синхронизированными срывами № 40707 (синий, круги, сплошная линия), частично десинхронизированными срывами № 40715 (красный, квадраты, сплошная линия) и № 41105 (фиолетовый) в фазе с полностью десинхронизированными срывами (кресты, сплошная линия) и в фазе с частично десинхронизированными срывами (круги, пунктирная линия). Вертикальной пунктирной линией обозначено положение сепаратрисы. Горизонтальной линией обозначено положение отсечки ДОР в разряде № 41105.

в разрядах с $P_{NBI} > 0.5$ МВт. К сожалению, исследование транспорта частиц и энергии выходит за рамки данной работы.

Анализ данных ДОР показал, что при входе в режим улучшенного удержания в разряде № 41105 уровень флуктуаций скорости в краевой плазме

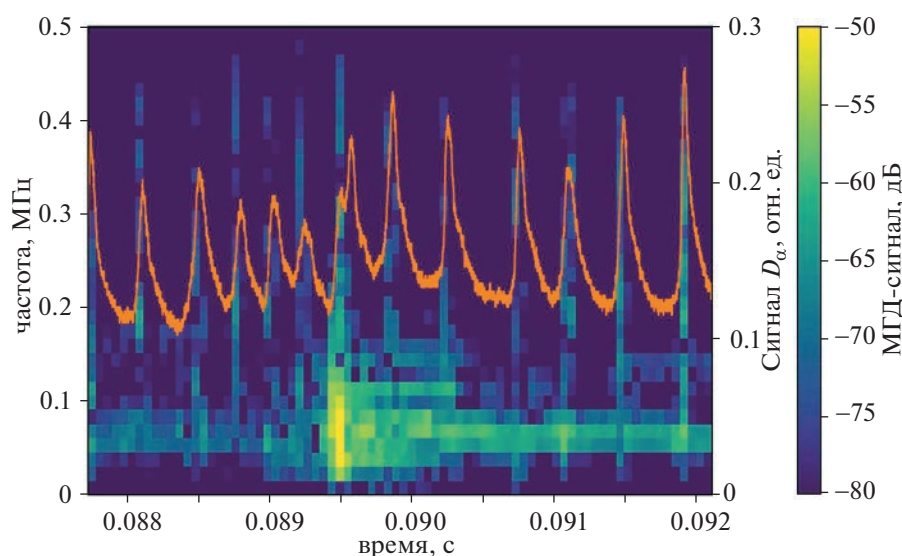


Рис. 6. Спектрограмма данных магнитного зонда и интенсивность свечения линии D_α (оранжевый) в разряде № 41105.

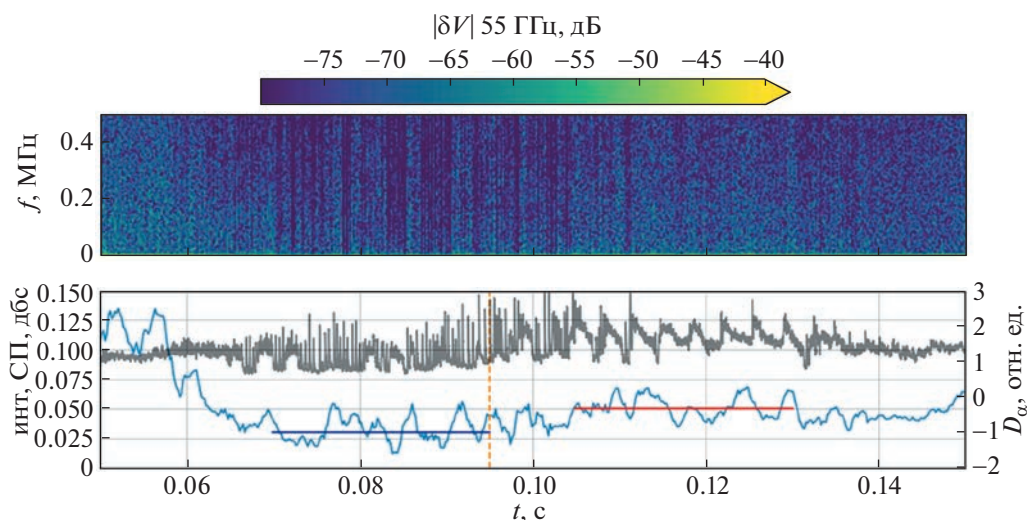


Рис. 7. Спектрограмма флуктуаций скорости в разряде № 41105, измеренная ДОР на частоте 55 ГГц (верхний график), интегрированная спектральная мощность сигнала ДОР в диапазоне 0.05–1.00 МГц (голубой) и интенсивность свечения линии D_α (черный). Оранжевой линией отмечено время попадания углерода в плазму и перехода из режима десинхронизированных срывов в режим синхронизированных срывов. Синяя линия подчеркивает уровень флуктуаций в режиме десинхронизированных срывов, красная линия подчеркивает уровень флуктуаций в режиме синхронизированных срывов краевой неустойчивости.

($R = 0.57$ м) падает в 5 раз относительно начального уровня (рис. 7). Падение уровня флуктуаций приводит к изменению характера краевой неустойчивости. Во время разряда (при $t = 0.105$ с) произошло спонтанное увеличение концентрации углерода, предположительно, попадание пыли, которое оказало влияние как на интенсивность мелкомасштабной турбулентности (увели-

чение интенсивности в 2 раза), так и на срывы краевой неустойчивости: произошел переход от десинхронизированных срывов к частично синхронизированным. При этом параметры краевой плазмы оставались идентичными. Ранее симуляции [31] показали, что поступление примеси в краевую плазму вызывает уменьшение величины бутстреп-тока. Следовательно, для ELM с доми-

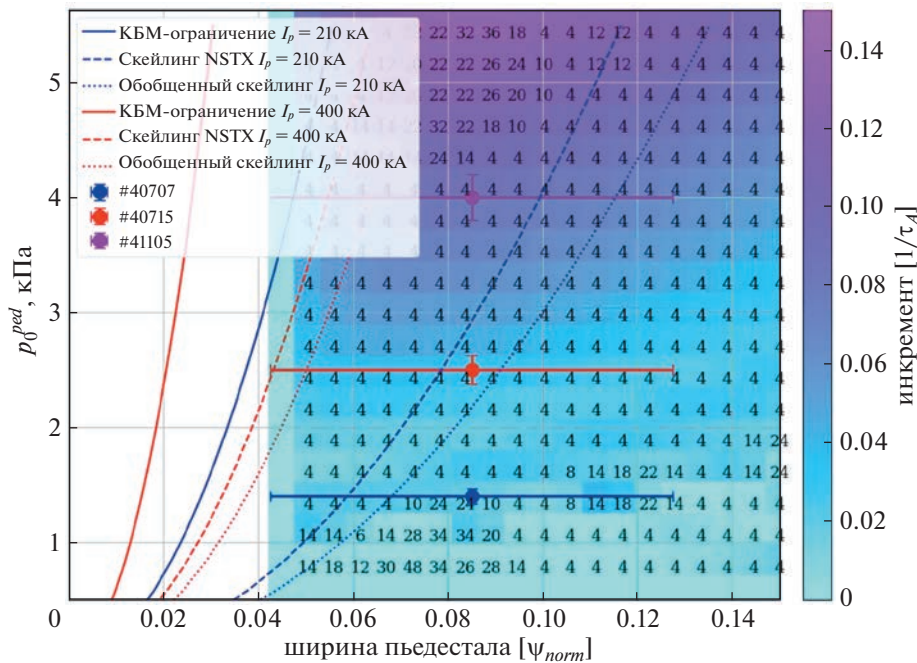


Рис. 8. Инкремент пилинг-баллонной неустойчивости и тороидальное число, наиболее неустойчивой моды; экспериментальные значения давления в пьедестале (точки), ограничение ширины пьедестала КБМ $\Delta = 0.089\sqrt{\beta_{p,ped}}$ (сплошные линии); ограничение ширины пьедестала, согласно скейлингу NSTX (пунктирные линии); ограничение ширины пьедестала, согласно обобщенному скейлингу (точечные линии).

нирующим влиянием пилинг-моды снижение плотности тока вблизи сепаратрисы на 30–50% может стабилизировать ПБ-моду.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ПБ-МОДЫ

Для определения количественных характеристик радиального профиля давления плазмы (его “высоты” и “ширины”), необходимых для дестабилизации ПБ-моды безотносительно внутренних перезамыканий было проведено моделирование устойчивости ПБ-моды с помощью кода BOUT++ [32]. Система уравнений одножидкостной МГД решалась методом конечных разностей в трехмерной геометрии токамака.

В полоидальном сечении использовалась сетка с четырехугольными ячейками, привязанная к магнитным поверхностям. Сетка имела разрешение 64×32 и покрытие $\psi_{norm} = 0.70–0.97$. Построение сетки производилось на основе данных магнитного равновесия EFIT для разряда № 40707 (вытянутость $\epsilon = 1.83$, средняя треугольность $\delta = 0.35$) [33]. Тороидальное модовое число было ограничено величиной $n < 45$. Моделирование производилось с временным шагом в 0.5 альфвенских времен (τ_A). Начальные значения профиля давления плазмы имели форму гиперболического тангенса и однозначно задавались двумя параметрами: шириной и высотой. Профиль

плотности тока состоял из двух компонент: омической и бустреп. Омическая компонента предполагалась постоянной на масштабах сетки и извлекалась из расчетов кода ASTRA для схожих разрядов. Бустреп-компонента рассчитывалась с помощью формулы из работы [31]. Давление быстрых ионов p_{fast} в отношении полному давлению плазмы p_{total} в разрядах Глобус-М2 не превышает $p_{fast}/p_{total} < 0.1$ и им можно пренебречь.

Для анализа стабильности пьедестала была построена диаграмма устойчивости (рис. 8), которая описывает зависимость инкремента ПБ-неустойчивости от ширины и высоты пьедестала. Для построения диаграммы проводилось вычисление среднеквадратичного возмущения давления для каждой точки из диапазона высоты и ширины пьедестала. В полоидальном сечении была выбрана позиция в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля, в которой вычислялся инкремент неустойчивости из среднеквадратичного возмущения давления и присваивался данным параметрам пьедестала. Пьедестал, в случае с полностью синхронизированными срывами, находится в устойчивой области, и, следовательно, без дополнительного возмущения тока ПБ-мода не дестабилизируется. У разряда с частично синхронизированными срывами параметры пьедестала находятся в области границы устойчивости, соответственно, для дестабилизации

ции ПБ-моды необходимо возмущение тока, после которого наблюдаются еще несколько циклов срывов неустойчивости. Параметры пьедестала разрядов с полностью десинхронизированными срывами находятся в сильно неустойчивой области, поэтому не требуют токовых возмущений для дестабилизации ПБ-моды. Для параметров разрядов с полностью десинхронизированными срывами краевой неустойчивости наиболее неустойчивые моды имеют тороидальные модовые числа $n = 4-6$, соответствующие ELM типа-3 или типа-5.

Анализ ожидаемой высоты и ширины пьедестала с помощью модели EPED [6] для срывов краевой неустойчивости типа 1 показал, что в текущем состоянии модель неприменима для плазмы токамака Глобус-М2. Основным критерием применимости EPED-модели является условие дестабилизированной кинетической баллонной моды (КБМ) в пьедестале. Данное условие связывает высоту и ширину пьедестала критерием $\Delta = 0.089\sqrt{\beta_{p,ped}}$, где Δ — ширина пьедестала, $\beta_{p,ped}$ — значение полоидальной беты на вершине пьедестала. Однако, кинетическая баллонная мода устойчива согласно приближению баллонно критического пьедестала во всей области устойчивой ПБ-моды, так как экспериментальные значения ширины пьедестала значительно выше, чем требуемые условием дестабилизированной КБМ (рис. 8). МТМ, которая так же способна ограничивать высоту и ширину пьедестала, развивается при более низких градиентах давления и характерна для сферических токамаков [34]. Следовательно, значения высоты и ширины пьедестала, не соответствующие ограничениям КБМ и экспериментальные свидетельства развития МТМ указывают на ключевую роль МТМ в ограничении параметров пьедестала. В то же время, скейлинг для сферического токамака NSTX [35] лучше соответствует экспериментальным значениям на Глобус-М2. Однако только использование обобщенного скейлинга для ширины пьедестала [36, 37] позволяет получить совпадение с экспериментальными значениями. Это свидетельствует о неприменимости модели EPED к пьедесталу токамака Глобус-М2 и необходимости ее модернизации для использования на сферических токамаках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами было показано, что в токамаке Глобус-М2 наблюдаются срывы краевых неустойчивостей как синхронизированные с внутренними перемыканиями (пилообразными колебаниями), так и полностью десинхронизированные. Десинхронизированные срывы представляют собой ELM типа 3/5 с доминирующим влиянием пи-

линг моды, и они развиваются при высоких значениях тока, тороидального поля и мощности инжекции ($I_p > 0.3$ МА, $B_T > 0.6$ Т и $P_{NBI} > 0.5$ МВт). Для их развития требуются давление в пьедестале $p_{ped} > 3.5$ кПа, чтобы дестабилизировать ПБ-моду. Пьедестал с таким высоким давлением достижим в режиме улучшенного удержания, при падении интенсивности мелкомасштабных флуктуаций в 5 раз, относительно уровня, предшествующего L–H-переходу. Ключевую роль в достижении необходимого давления играет газонапуск, так как в токамаке Глобус-М2 рост температуры электронов при увеличении вложенной мощности ограничен развитием МТМ, и единственным способом поднять давление в пьедестале является увеличение электронной концентрации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Измерение пространственных распределений температуры электронов, представленных в разделе “Анализ экспериментальных данных” выполнен в рамках государственного задания 0040-2019-0023. Проведение экспериментов по нагреву плазмы с помощью нейтральной инжекции, представленных в разделе “Анализ экспериментальных данных” выполнен в рамках государственного задания 0034-2021-0001. Моделирование МГД-устойчивости и измерения флуктуаций скорости вращения плазмы диагностикой ДОР представленные в разделе “Моделирование развития ПБ моды” выполнены при финансовой поддержке РНФ № 18-72-10028.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

У авторов нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonard A.W. // Phys. Plasmas 2014. 21 090501. <https://doi.org/10.1063/1.4894742>
2. Wagner F., Fussmann G., Grave T., Keilhacker M., Kornherr M., Lackner K., McCormick K., Müller E.R., Stäbler A., Becker G., Bernhardt K., Ditte U., Eberhagen A., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.v., Glock E., Gruber O., Haas G., Hesse M., Janeschitz G., Karger F., Kissel S., Klüber O., Lisitano G., Mayer H.M., Meisel D., Mertens V., Murmann H., Poschenrieder W., Rapp H., Röhr H., Ryter F., Schneider F., Siller G., Smeulders P., Söldner F., Speth E., Steuer K.-H., Szymanski Z., Vollmer O. // Phys. Rev. Lett. 1984. 53. 1453. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1453>
3. Wilson H.R., Cowley S.C. // Phys. Rev. Lett. 2004. 92. 175006 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175006>

4. Lampert M., Diallo A., Myra J.R., Zweben S.J. // Phys. Plasmas 2021. 28. 022304
<https://doi.org/10.1063/5.0031322>
5. Snyder P.B., Wilson H.R., Ferron J.R., Lao L.L., Leonard A.W., Osborne T.H., Turnbull A.D., Mossessian D., Murakami M., Xu X.Q. // Phys. Plasmas. 2002. 9 2037
<https://doi.org/10.1063/1.1449463>
6. Snyder P.B., Groebner R.J., Hughes J.W., Osborne T.H., Beurskens M., Leonard A.W., Wilson H.R., Xu X.Q. // Nucl. Fusion 2011. 51. 103016
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103016>
7. Loarte A., Becoulet M., Saibene G., Sartori R., Campbell D.J., Eich T., Herrmann A., Laux M., Suttrop W., Alper B., Lomas P.J., Matthews G., Jachmich S., Ongena J., Innocente P. and EFDA- JET Workprogramme Collaborators // Plasma Phys. Control. Fusion 2022. 44. 1815.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/9/303>
8. Zohm H., Osborne T.H., Burrell K.H., Chu M.S., Doyle E.J., Gohil P., Hill D.N., Lao L.L., Leonard A.W., Taylor T.S., Turnbull A.D. // Nucl. Fusion 1995. 35 543.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/5/105>
9. Kass T., Günter S., Maraschek M., Suttrop W., Zohm H. and ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion 1998. 38. 111.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/1/310>
10. Saarelma S., Hender T.C., Kirk A., Meyer H., Wilson H.R., and MAST Team // Plasma Phys. Control. Fusion 2007. 49. 31.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/1/003>
11. Maingi R., Bush C.E., Fredrickson E.D., Gates D.A., Kaye S.M., LeBlanc B.P., Menard J.E., Meyer H., Mueller D., Nishino N., Roquemore A.L., Sabbagh S.A., Tritz K., Zweben S.J., Bell M.G., Bell R.E., Biewer T., Boedo J.A., Johnson D.W., Kaita R., Kugel H.W., Magqueda R.J., Munsat T., Raman R., Soukhanovskii V.A., Stevenson T., Stutman D. // Nucl. Fusion 2005. 45. 1066.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/9/006>
12. Zohm H. // Plasma Phys. Control. Fusion 1996. 38. 105.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/2/001>
13. Maingi R. // Phys. Plasmas. 2006. 13. 092510.
<https://doi.org/10.1063/1.2226986>
14. Lang P.T., Loarte A., Saibene G., Baylor L.R., Becoulet M., Cavinato M., Clement-Lorenzo S., Daly E., Evans T.E., Fenstermacher M.E., Gribov Y., Horton L.D., Lowry C., Martin Y., Neubauer O., Oyama N., Schaffer M.J., Stork D., Suttrop W., Thomas P., Tran M., Wilson H.R., Kavin A., Schmitz O. // Nucl. Fusion. 2013. 53. 043004.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/4/043004>
15. Solokha V.V., Kurskiev G.S., Bulanin V.V., Petrov A.V., Tolstyakov S.Yu., Mukhin E.E., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tokarev V.A., Khromov N.A., Patrov M.I., Bakharev N.N., Sladkomedova A.D., Telnova A.Yu., Shchegolev P.B., Kiselev E.O., Yashin A.Yu. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 1094. 012002.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012002>
16. Bulanin V.V., Kurskiev G.S., Solokha V.V., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S. // Plasma Phys. Control. Fusion 2021. 63. 122001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4>
17. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion 2017. 57. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
18. Gusev V.K., Golant V.E., Gusakov E.Z., D'yachenko V.V., Irzak M.A., Minaev V.B., Mukhin E.E., Novokhatskii A.N., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Sakharov N.V., Tregubova E.N., Uzlov V.S., Shcherbinin O.N., Belyakov V.A., Kavin A.A., Kostsov Yu.A., Kuz'min E.G., Solkin V.F., Kuznetsov E.A., Yagnov V.A. // Tech. Phys. 1999. 44. 1054.
<https://doi.org/10.1134/1.1259469>
19. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyat'iev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmenova E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A.Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovey V.A. // Nucl. Fusion 2022. 62. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
20. Yashin A., Bulanin V., Petrov A., Ponomarenko A. // Appl. Sci. 2021. 11. 8975.
<https://doi.org/10.3390/app11198975>
21. Sakharov N.V., Voronin A.V., Gusev V.K., Kavin A.A., Kamenshchikov S.N., Lobanov K.M., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B. // Plasma Phys. Rep. 2015. 41. 997.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X15120120>
22. Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е. // Письма в Журнал технической физики 2021. 47. 24.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
23. Muller M. Dynamic Time Warping. In: Information Retrieval for Music and Motion. Springer, Berlin, Heidelberg.
https://doi.org/10.1007/978-3-540-74048-3_4
24. Kalupin D., Tokar M.Z., Unterberg B., Loozen X., Pili-penko D., Zagorski R. and TEXTOR Contributors // Plasma Phys. Control. Fusion 2006. 48. A309.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/5A/S30>
25. Porcelli F., Boucher D., Rosenbluth M.N. // Plasma Phys. Control. Fusion 1996. 38. 2163.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/12/010>
26. Greenwald M., Terry J.L., Wolfe S.M., Ejima S., Bell M.G., Kaye S.M., Neilson G.H. // Nucl. Fusion 1988. 28 2199.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/28/12/009>

27. *Eich T., Goldston R.J., Kallenbach A., Sieglin B., Sun H.J., ASDEX Upgrade Team and JET Contributors* // Nucl. Fusion 2018. 58. 034001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa340>
28. *Suttrop W., Kaufmann M., de Blank H.J., Brüsehaber B., Lackner K., Mertens V., Murmann H., Neuhauser J., Rytter F., Salzmann H., Schweinzer J., Stober J., Zohm H. and the ASDEX Upgrade Team* // Plasma Phys. Control. Fusion 1997. 39. 2051.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/12/008>
29. *Larakers J.L., Curie M., Hatch D.R., Hazeltine R.D., Mahajan S.M.* // Phys. Rev. Lett. 2021. 126. 225001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.225001>
30. *Nelson A.O., Laggner F.M., Diallo A., Smith D., Xing Z.A., Shousha R., Kolemen E.* // Nucl. Fusion 2021. 61. 116038.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27ca>
31. *Redl A., Angioni C., Belli E., Sauter O., ASDEX Upgrade Team, and EUROfusion MST1 Team* // Phys. Plasmas 2021. 28. 022502.
<https://doi.org/10.1063/5.0012664>
32. *Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R.* // Comput. Phys. Commun. 2009. 180 1467.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.03.008>
33. *Lao L.L., St. John H.E., Peng Q., Ferron J.R., Strait E.J., Taylor T.S., Meyer W.H., Zhang C., You K.I.* // Fusion Sci. Technol. 2005. 48. 968.
<https://doi.org/10.13182/FST48-968>
34. *Dickinson D., Roach C.M., Saarelma S., Scannell R., Kirk A., Wilson H.R.* // Phys. Rev. Lett. 2012. 108. 135002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.135002>
35. *Diallo A., Maingi R., Kubota S., Sontag A., Osborne T., Podestà M., Bell R.E., LeBlanc B.P., Menard J., Sabbagh S.* // Nucl. Fusion. 2011. 51. 103031.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103031>
36. *Медведев С.Ю., Иванов А.А., Мартынов А.А., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Полевой А.Р.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 5. С. 483.
<https://doi.org/10.7868/S0367292116050103>
37. *Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Коновалов С.В., Леонов В.М., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 998.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110226>

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА СООТНОШЕНИЯ ВЫХОДА ДД- И ДТ-НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РАЗРЯДНЫХ КАМЕР С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ

© 2023 г. В. В. Гаганов^а, С. Ф. Гаранин^а, В. Ю. Долинский^{а,*}

^а Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail: vyudolinskij@vniief.ru

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.

После доработки 09.01.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2023 г.

Представлены результаты расчетной оценки соотношения выхода ДД- и ДТ-нейтронов для сферической камеры с плазменным фокусом ПФ9. Расчеты проводились с использованием МГД-кода с моделью ускорительного механизма генерации нейтронов. Напряжение зарядки конденсаторной батареи варьировалось в диапазоне от 15 до 25 кВ, начальное давление рабочего газа варьировалось в диапазоне от 4 до 30 Торр. В расчетах получено, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов варьируется в широком диапазоне от 2 до 120, в то время как соотношение сечений ДТ- и ДД-реакций для характерных энергий ионов в пучке меняется в диапазоне от 95 до 122. Анализ результатов выполненных расчётов показал, что различие в оценках выхода нейтронов обусловлено особенностями энергетического распределения ионов.

Ключевые слова: плазменный фокус, нейтронный выход, разрядная камера, магнитная гидродинамика

DOI: 10.31857/S0367292123600012, EDN: FKUOKK

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрофизические установки на основе разрядных камер с плазменным фокусом находят широкое применение в качестве импульсного источника нейтронов. Наполнение камер равнокомпонентной ДТ-смесью обеспечивает получение максимального выхода нейтронов, однако связано с рядом технических и организационных проблем, обусловленных использованием радиоактивного элемента (третий). Одним из вариантов решения этих проблем является отработка конструкции разрядных камер и режимов их работы при ДД-наполнении с последующей экстраполяцией результатов на ДТ-наполнение. Возможность экстраполяции обеспечивается за счет моделирования плазменных процессов в камере с разным наполнением (ДД и ДТ) и выявления общих закономерностей.

Обычно для оценки нейтронного выхода при переходе с ДД-наполнения на ДТ-наполнение используют масштабный коэффициент K . Например, в работе [1] для оценки мощности термоядерной реакции в токамаке JET, ожидаемой при переходе на ДТ-топливо, вычислялось отношение интенсивностей ДТ- и ДД-реакций, полученных усреднением сечений реакции по спектрам ионов в предположении максвелловского распре-

деления по скоростям ионов, т.е. в предположении термоядерного механизма генерации нейтронов.

Масштабный коэффициент, определенный через отношение интенсивностей реакций, хорошо подходит для описания квазистационарных процессов генерации нейтронов. Для устройств с плазменным фокусом, где процесс генерации нейтронного излучения отличается от генерации нейтронов в токамаках, оценка коэффициента K на основе отношения интенсивностей будет давать неправильный результат. Дело в том, что в плазменном фокусе определяющую роль играет ускорительный (beam-target) механизм генерации нейтронов. Этот механизм является следствием высоких напряжений, развивающихся, когда значительный магнитный поток уходит на ось за короткие времена, соответствующие максимальному сжатию пинча [2–5]. Механизмы формирования высоких напряжений на оси пинча в настоящее время не вполне ясны, и их изучение продолжается. В работе [6] показано, что описание развития перетяжки Z-пинча в магнитогидродинамическом (МГД) приближении с учетом возникающей турбулентности само по себе не приводит к генерации высоких напряжений, и, соответственно, к реализации ускор-

тельного механизма генерации нейтронов. В то же время существует ряд работ [7, 8], указывающих на то, что энергии ускоренных ионов в Z-пинчах могут достигать значений вплоть до десятков МэВ. По-видимому, важную роль при этом должно играть аномальное сопротивление, включающееся раньше, чем происходит глубокое гидродинамическое развитие перетяжки. В представленных расчетах учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления, вызванного нижегибридной дрейфовой неустойчивостью [9]. Проведенные ранее расчеты показали, что учет аномального сопротивления является ключевым фактором в генерации нейтронов по ускорительному механизму, поскольку именно оно приводит к образованию на оси пинча электрических полей, достаточных для ускорения ионов до высоких энергий. Различные модели проводимости плазмы, основанные на развитии нижегибридной дрейфовой неустойчивости, могут давать различную величину аномального сопротивления [9–12]. В данной работе использовалась модель аномального сопротивления [9], которая дает хорошее согласие с экспериментальными данными по величине нейтронного выхода, форме и положению источника нейтронов [5] (вопрос, насколько чувствительны результаты расчетов нейтронного выхода к величине аномального сопротивления пинча, не исследовался).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для ускорительного механизма генерации нейтронов оценка коэффициента K может быть получена из отношения сечений ДТ- и ДД-реакций при характерных энергиях ионов в плазме пинча

$$K(E) \approx 1/4 \times \frac{\sigma_{dt}(E) + \sigma_{dt}(2/3 \times E)}{\sigma_{dd}(E)}. \quad (1)$$

В соотношении (1) и представленных далее расчетах для ДД-реакции учитывался только канал с образованием ${}^3\text{He}$ и нейтрона. Множитель $1/4$ приближенно учитывает, что налетающий пучок ионов и мишень, которую представляет собой “неподвижная” плазма, при ДТ-наполнении содержат одинаковое количество ионов дейтерия и трития. Множитель $2/3$ использован для получения сечения реакции в случае иона трития, налетающего на покоящийся ион дейтерия.

На рис. 1 представлена зависимость масштабного коэффициента (1) от энергии налетающего иона в лабораторной системе координат. Для оценки использованы данные по сечениям ДД- и ДТ-реакций из библиотеки ENDF/B-VII [13].

Из рис. 1 видно, что для ионов с энергией до 200 кэВ масштабный коэффициент меняется в пределах от 45 до 122, при этом для характерных

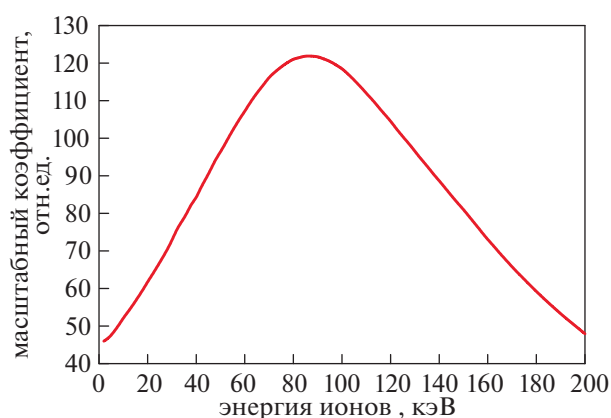


Рис. 1. Оценка масштабного коэффициента по соотношению сечений (1).

энергий ионов 50–90 кэВ, полученных в работах [5, 14], масштабный коэффициент изменяется в пределах от 95 до 122.

Таким образом, оценка масштабного коэффициента на основе соотношения сечений (1) может меняться более чем в 2 раза. Такая точность не всегда приемлема для прогнозирования выхода ДТ-нейтронов. Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные по ДД- и ДТ-выходу на различных установках с плазменным фокусом, свидетельствуют о том, что данный коэффициент варьируется в еще более широких пределах, например, в работе [15] — от 17 до 110; в статье [14] приводится соотношение от 110 до 150. В работе [16] для оценки выхода ДТ-нейтронов по известному выходу при ДД-наполнении используется коэффициент 100. Следует отметить, что для экспериментов на установках с плазменным фокусом, проводимых в РФЯЦ-ВНИИЭФ, нередко использовался масштабный коэффициент 80.

В данной работе были проведены расчеты нейтронного выхода при ДД- и ДТ-наполнении для различных режимов работы установки с плазменным фокусом. Целью расчетов являлось определение масштабного коэффициента, позволяющего связать экспериментальный нейтронный выход, полученный при работе на дейтерии, с нейтронным выходом, который можно ожидать при переходе на ДТ-наполнение в широком диапазоне начальных давлений газа и напряжения зарядки конденсаторной батареи. Следует отметить, что в данной работе под нейтронным выходом понимается поток нейтронов в телесный угол 4π стерадиан. Вопрос об анизотропии нейтронного излучения [5, 17, 18], характерной для ДД-реакции, не рассматривался.

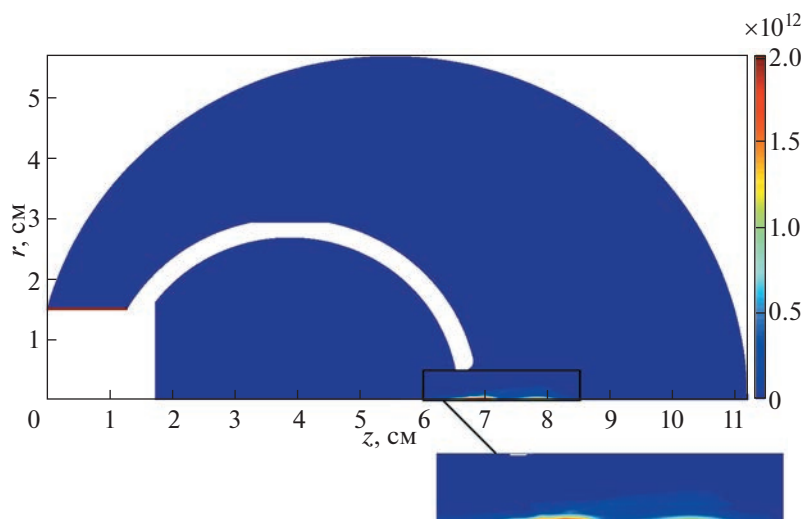


Рис. 2. Расчетная геометрия камеры типа ПФ9 (цветом показано распределение интенсивности нейтронного выхода по объему камеры в единицах нейтрон/(см³ мкс) в момент максимального выхода; на вставке, приосевая область нейтронного источника показана с увеличением).

3. ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В расчетах использовалась физическая модель, описанная в статьях [4, 5]. Для описания движения использовались уравнения двумерной двухтемпературной магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах с учетом диффузии магнитного поля, излучения и теплопроводности плазмы.

При вычислении электронного и ионного давлений использовалось уравнение состояния идеального одноатомного газа. Для определения связи между температурой электронов, внутренней энергией и ионизационным состоянием плазмы использовалось уравнение Саха.

Для расчета проводимости плазмы использовались классические формулы с учетом рассеяния электронов на нейтралах. Также учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления вследствие развития нижегибридной дрейфовой неустойчивости [9].

Нейтронный выход вычислялся как сумма вкладов термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов. При расчете нейтронного выхода по ускорительному механизму предполагалось, что вблизи оси камеры, на расстояниях меньше трех ларморовских радиусов ускоренных ионов, часть ионов имеет возможность ускоряться в электрическом поле вдоль оси, одновременно испытывая силу торможения со стороны ионов и электронов плазмы. Плотность потока таких ускоренных ионов рассчитывалась из осевой составляющей плотности тока, которая определялась из МГД-расчета. При этом

считалось, что на ускоренные ионы приходится 15% от плотности тока.

В ходе расчета генерации нейтронов по ускорительному механизму помимо интегрального выхода нейтронов дополнительно рассчитывались энергетический спектр налетающих ионов и распределение нейтронного выхода по энергии налетающих ионов.

Расчеты проводились для сферической плазменной камеры типа ПФ9 [14] с внешним диаметром анода 60 мм и внешним диаметром катода 120 мм (рис. 2). Помимо геометрии камеры на рис. 2 показан пример результатов МГД-расчета для ДД-наполнения при напряжении зарядки конденсаторной батареи $U_0 = 21$ кВ и начальном давлении рабочего газа $P_0 = 18$ Торр; цветом показано распределение интенсивности нейтронного выхода по объему камеры в единицах нейтрон/(см³ мкс) в момент максимального выхода.

Магнитное поле вдоль изолятора определялось по значению тока в цепи разряда, которое рассчитывалось из электротехнического уравнения для RLC-контура со следующими параметрами: $C = 69.5$ мкФ, $L = 27$ нГн, $R = 3$ мОм. Напряжение U_0 в расчетах варьировалось в диапазоне от 15 до 25 кВ.

Границы с электродами в камере считались жесткими, холодными, идеально проводящими стенками. На границах расчетной области тангенциальная компонента напряженности электрического поля считались нулевой, таким образом, диффузия магнитного поля через границы отсутствовала.

Начальная температура электронов и ионов плазмы полагалась равной 1 эВ. Плотность плазмы рассчитывалась исходя из начального давления рабочего газа P_0 , которое в проведенных расчетах варьировалось в диапазоне от 4 до 30 Торр.

Для каждой точки по начальному давлению P_0 и напряжению U_0 расчет проводился в двух постановках: при наполнении камеры дейтерием (атомная масса $A = 2$) и при наполнении равнокомпонентной дейтерий-третиевой смесью (средняя атомная масса $A = 2.5$). В первом случае для расчета нейтронного выхода использовались сечения ДД-реакции, во втором случае — сечения ДТ-реакции.

4. СХЕМА РАСЧЕТА

Расчеты проводились для прямоугольной области, на которой была введена регулярная однородная прямоугольная сетка с количеством ячеек 1120×571 . Размер счетной ячейки составлял 0.01×0.01 см. В расчетной области было выделено три типа ячеек: ячейки, заполненные дейтерием или ДТ-смесью (внутренняя область камеры — выделена цветом на рис. 2), ячейки, заполненные плотным неподвижным веществом с высокой проводимостью (имитация электродов камеры — незакрашенная область на рис. 2) и строка ячеек на границе с изолятором ($r = 1.53$ см, $0 \leq z \leq 1.3$ см), в которых задавалось граничное значение магнитного поля.

Описание основных этапов МГД-расчета и используемых численных схем приведено в работах [4, 5], далее будет описана лишь технология расчета энергетического спектра налетающих ионов и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов.

Для расчета распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$ была введена равномерная сетка по энергии ионов в диапазоне $0 \leq E \leq 500$ кэВ с шагом $\Delta E = 0.625$ кэВ. В процессе МГД-расчета из каждой пространственной ячейки, в которой происходила генерация нейтронов по ускорительному механизму, величина нейтронного выхода в единицу времени добавлялась в соответствующую энергетическую ячейку $(E, E + \Delta E)$, для которой выполнялось условие $E \leq E_i < E + \Delta E$. E_i — энергия налетающих ионов, которая реализовалась в данной пространственной ячейке. В результате суммирования по всем пространственным ячейкам, в которых происходила генерация нейтронов, получалось распределение нейтронного выхода в единицу времени по энергии налетающих ионов в данный момент времени. При переходе к следующему временному шагу полученное распределение интегрировалось по времени, в результате к

концу расчета получалось искомое распределение $Y(E)$.

Расчет энергетического спектра налетающих ионов $f(E)$ проводился в том же диапазоне по энергии, что и распределение $Y(E)$. В рамках данной работы были вычислены энергетические спектры $f(E)$ в различные моменты генерации нейтронного излучения, а также интегральный по времени спектр $\langle f(E) \rangle$. При расчете спектров $f(E)$ в заданный момент времени t в каждой i -й пространственной ячейке, в которой происходила генерация нейтронов по ускорительному механизму, вычислялась величина

$$g_i(E) = \frac{\alpha \Delta t}{e} j_i S_i \omega_i, \quad (2)$$

где $\alpha = 0.15$ — доля тока, переносимая ионами, Δt — шаг по времени, e — заряд электрона, j_i — максимальная до текущего значения z плотность тока в i -й ячейке, S_i — площадь сечения i -й цилиндрической ячейки плоскостью $z = \text{const}$, ω_i — нормировочный вес. В проведенных расчетах использовалось взвешивание по произведению плотности ионов на длину пути ионов в ячейке $\omega_i = n_i \Delta z$, поскольку такое взвешивание позволяет выделить ионы, вносящие наибольший вклад в нейтронный выход.

Величина (2) добавлялась в соответствующую энергетическую ячейку $(E, E + \Delta E)$. В результате суммирования по всем пространственным ячейкам, в которых происходила генерация нейтронов, для каждого шага по времени было получено распределение числа ионов по энергии $f(E)$. Для вычисления интегрального по времени спектра $\langle f(E) \rangle$ распределения $f(E)$, полученные на каждом шаге по времени, суммировались.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов нейтронного выхода в случае ДД- и ДТ-наполнения в зависимости от начального давления газа для напряжения зарядки от 15 до 21 кВ представлены на рис. 3. Проведенные расчеты показали, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов K меняется в широком диапазоне от 2 до 120 (см. рис. 4). При этом низкие значения масштабного коэффициента $K < 40$ как правило соответствуют низким напряжениям зарядки (15–17 кВ) и высоким начальным давлениям (≥ 14 Торр). Оценки масштабного коэффициента на основе отношения сечений (1) не объясняют значения K ниже 40, поскольку в этом случае энергия налетающих ионов должна превышать 200 кэВ. Ионы с такой энергией, хотя и могут присутствовать в пучке (согласно МГД-расчетам, выполненным в данной работе и в [5]), их количество и их вклад в нейтронный выход невелики.

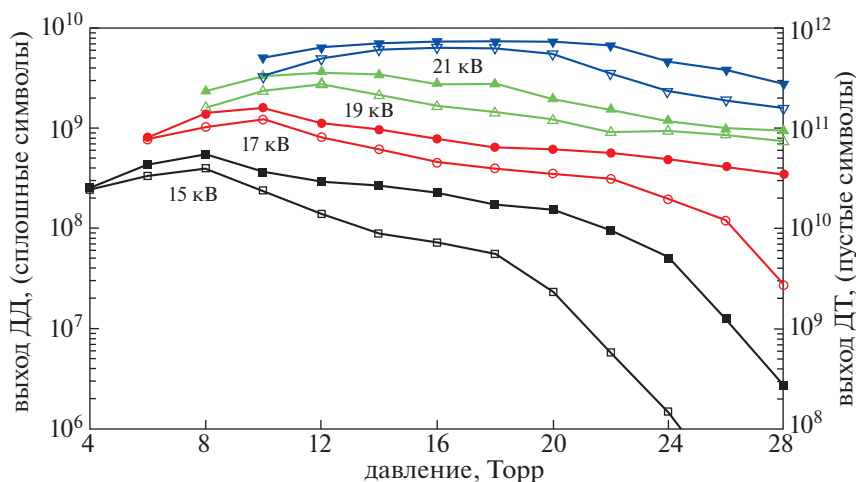


Рис. 3. Нейтронный выход в зависимости от давления для нескольких значений напряжения зарядки.

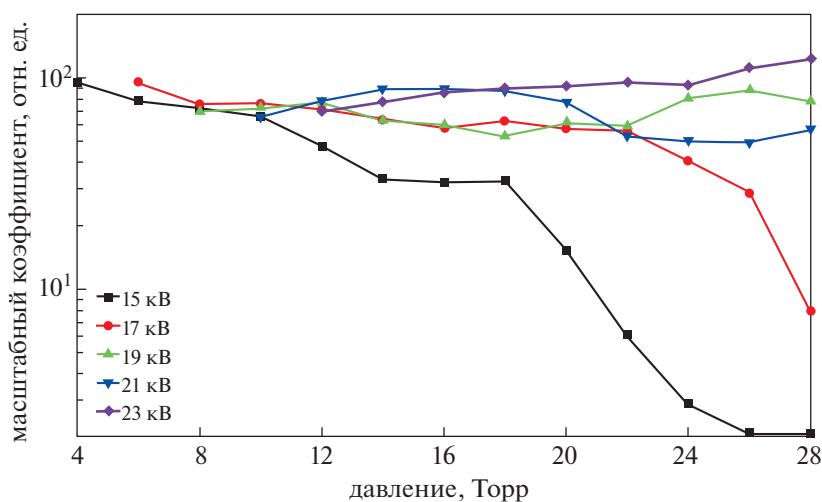


Рис. 4. Расчетные значения масштабного коэффициента K в зависимости от начального давления газа в камере.

Для объяснения полученных результатов были проанализированы энергетические спектры налетающих ионов $f(E)$ и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$ в случае ДД- и ДТ-наполнения. Расчеты вышеуказанных распределений были проведены для $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр ($K \approx 15$) и $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр ($K \approx 86$). Результаты расчета энергетических спектров налетающих ионов на различные моменты времени представлены на рис. 5–8 (каждый из спектров нормирован на интеграл по энергии). В легендах к рисункам, момент времени, которому соответствуют представленные спектры, указан относительно момента максимального выхода нейтронов t_0 . В моменты времени, отстоящие от t_0 , интенсивность нейтронного выхода соответствует уровню 20% от максимума.

Источником нейтронного излучения является плазменный шнур на оси камеры (см. рис. 2).

По рис. 5–8 можно отметить, что в момент максимального выхода нейтронного излучения энергия ионов в пучке максимальна. При этом в случае ДД-наполнения максимальная энергия дейтронов в характерные времена выше, чем в аналогичных расчетах с ДТ-наполнением. При увеличении напряжения зарядки с 15 до 21 кВ максимальная энергия дейтронов в спектре заметно увеличивается как в случае ДД-наполнения, так и в случае ДТ-наполнения. Кроме того, происходит не только увеличение максимальной энергии в спектре, но и смещение всего спектра в область больших энергий с появлением пиков в диапазоне 70–130 кэВ.

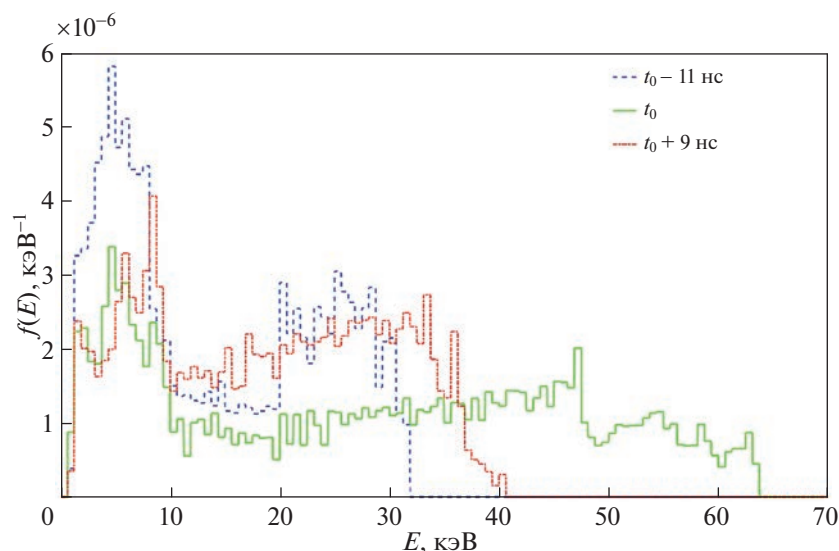


Рис. 5. Распределение налетающих ионов по энергии для ДД-наполнения при $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр.

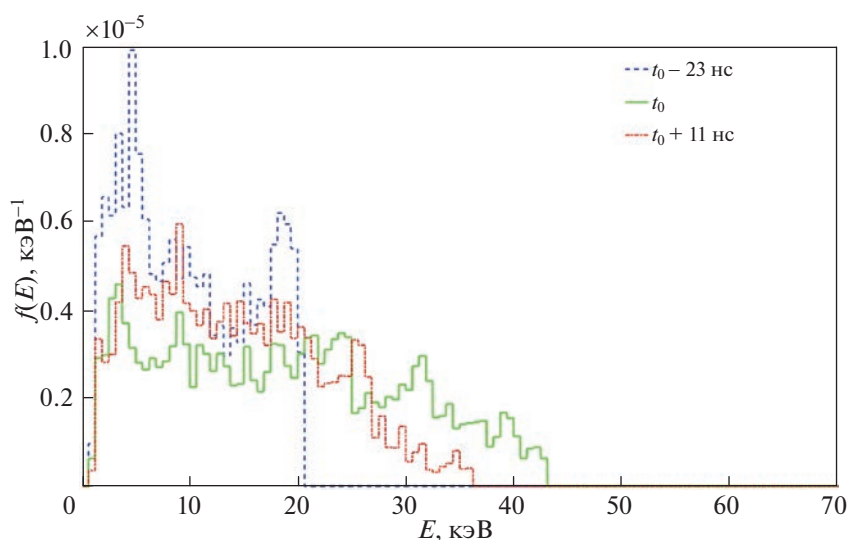


Рис. 6. Распределение налетающих ионов по энергии для ДТ-наполнения при $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр.

Отмеченные выше особенности для распределения налетающих ионов по энергии также видны на интегральных спектрах $\langle f(E) \rangle$, полученных накоплением спектра по времени в ходе МГД-расчета. Интегральные спектры $\langle f(E) \rangle$ для напряжений зарядки 15 и 21 кВ, нормированные на интеграл по энергии, представлены на рис. 9.

Помимо энергетических спектров ионов дополнительно были рассчитаны распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$. Поскольку интегральные выходы нейтронов в проведенных расчетах отличаются более чем на 3 порядка, для отображения в одном

масштабе, распределения $Y(E)$ были нормированы на соответствующие интегралы по энергии, аналогично тому, как это сделано для спектров ионов, представленных на рис. 9. Результаты расчетов распределений $Y(E)$ представлены на рис. 10.

Представленные выше зависимости объясняют заметное уменьшение масштабного коэффициента K для низких напряжений зарядки конденсаторной батареи и высоких начальных давлений. Анализ полученных распределений и причин уменьшения коэффициента K проведен в следующем разделе.

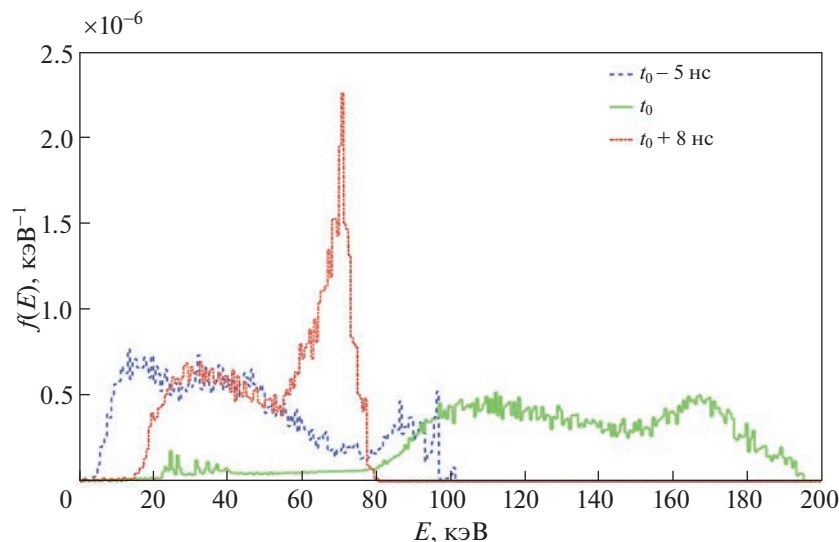


Рис. 7. Распределение налетающих ионов по энергии для ДД-наполнения при $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр.

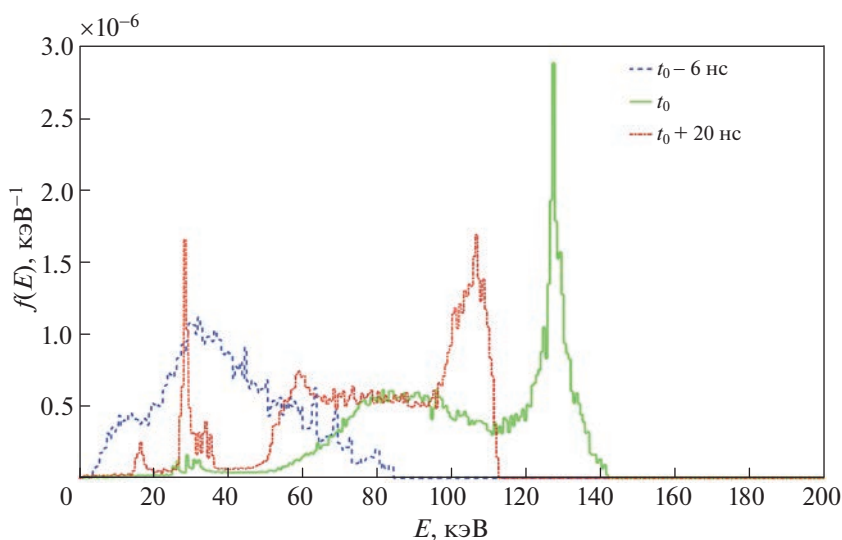


Рис. 8. Распределение налетающих ионов по энергии для ДТ-наполнения при $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр.

6. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ зависимостей, представленных на рис. 9, 10, позволяет сделать следующие выводы:

- максимальная энергия ионов в спектре в случае ДД-наполнения (70 и 200 кэВ) превышает максимальную энергию ионов в спектре в случае ДТ-наполнения (50 и 160 кэВ);

- при более высоком напряжении зарядки (21 кВ), для обоих вариантов наполнения, в энергетических спектрах ионов появляются высокоэнергетические “хвосты” [19–21] с максимальной энергией ~ 200 кэВ (ДД-наполнение) и ~ 160 кэВ (ДТ-наполнение). На эти “хвосты” в

энергетических спектрах приходится $\sim 20\%$ от общего числа ионов, но именно они обуславливают $\sim 70\%$ выхода нейтронов;

- при более высоком напряжении зарядки, для обоих вариантов наполнения, распределения нейтронного выхода по энергии нейтронов уширяются. Так при напряжении зарядки 15 кВ ширина на полувысоте распределения $Y(E)$ составляет ~ 20 кэВ; при напряжении зарядки 21 кВ ширина на полувысоте распределения $Y(E)$ составляет ~ 100 кэВ.

Из проведенных оценок с использованием интегральных по времени спектров ионов $\langle f(E) \rangle$

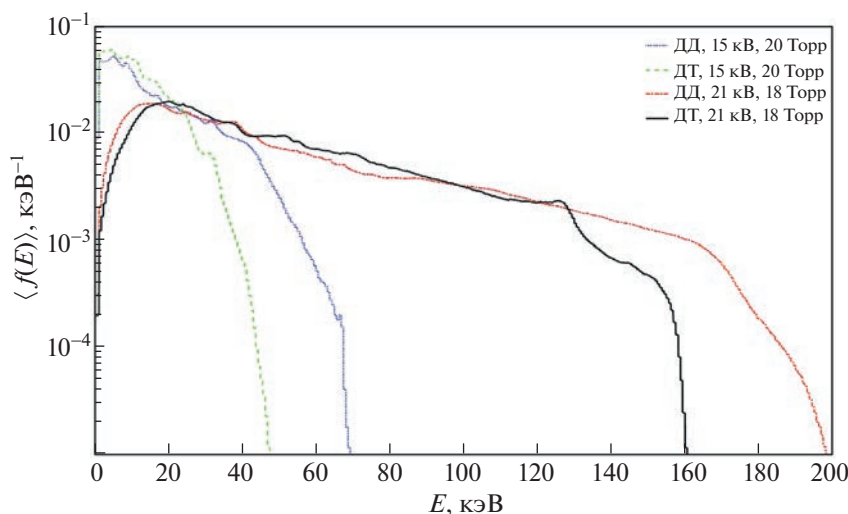


Рис. 9. Интегральные по времени спектры налетающих ионов $\langle f(E) \rangle$.

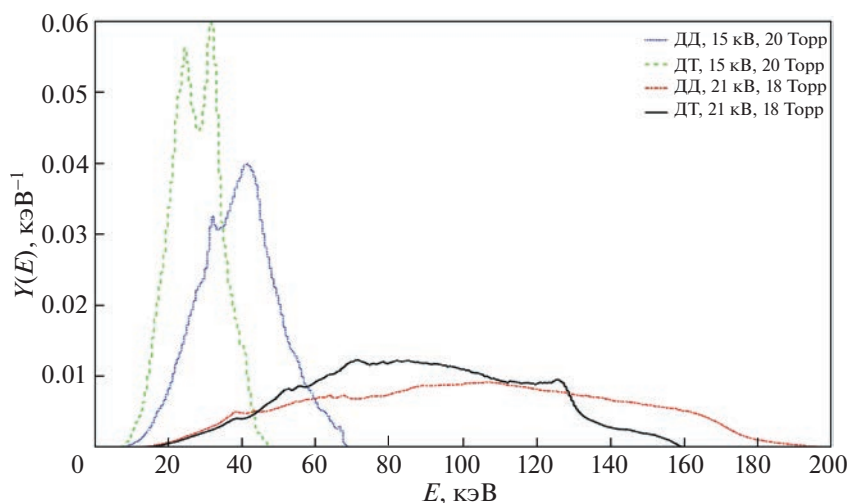


Рис. 10. Распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$.

можно сделать заключение, что различие в отношении выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов при одном и том же напряжении зарядки и давлении газа обусловлено различием в энергетическом распределении ионов в налетающем пучке. Значение K , заниженное по сравнению с оценкой 95–122, полученной из отношения сечений для характерных энергий ионов в пучке (см. рис. 1), объясняется смещением энергетического распределения ионов в область меньших энергий при переходе к ДТ-наполнению (при тех же напряжениях зарядки и начальном давлении газа). В области малых энергий ионов сечения ДД- и ДТ-реакций спадают значительно быстрее, чем в области больших энергий, поэтому уменьшение энергии ионов при переходе к ДТ-наполнению

приводит к заметно более существенному снижению выхода нейтронов и соответственно коэффициента K , по сравнению с аналогичными расчетами, в которых ионы в пучке имели большую энергию. Так согласно проведенным расчетам при переходе от ДД- к ДТ-наполнению при напряжении 15 кВ и давлении 20 Торр средняя энергия ионов, вычисленная по распределениям $\langle f(E) \rangle$ (см. рис. 9), уменьшается с 16 до 12 кэВ, сечение ДТ-реакции при таком уменьшении энергии уменьшается в 4.5 раза. В то же время при расчетах для напряжения 21 кВ и давлении 18 Торр средняя энергия ионов при переходе от ДД- к ДТ-наполнению уменьшается с 49 до 47 кэВ, сечение ДТ-реакции в этом случае уменьшается заметно слабее – в 1.1 раза. Таким образом, смещение

спектра в область более низких энергий при работе при низких напряжениях зарядки и высоких давлениях, где энергия ускоренных ионов мала, приводит к значительному уменьшению выхода ДТ-нейтронов, что и приводит к уменьшению масштабного коэффициента K до значений ~ 20 , и ниже (см. рис. 4).

Согласно проведенным МГД-расчетам, для оптимальных по давлению параметров работы камеры ПФ9, при которых достигается максимальный нейтронный выход для данного напряжения зарядки, расчетные значения коэффициента K для диапазона напряжений от 15 до 21 кВ находятся в интервале от 72 до 86.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена работа по расчетному исследованию соотношения выхода нейтронов для разрядной камеры с плазменным фокусом при наполнении дейтерием или равнокомпонентной дейтерий-третиевой смесью. Расчеты проведены для сферической камеры ПФ9 в широком диапазоне значений зарядного напряжения и начальных давлений рабочего газа. Расчеты показали, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов может варьироваться в широком диапазоне от 2 до 120 в зависимости от напряжения и начального давления газа, в то время как соотношение сечений ДД- и ДТ-реакции (1) для характерных энергий налетающих ионов находится в интервале от 95 до 122.

Для объяснения полученных результатов были детально проанализированы полученные в ходе расчетов энергетические спектры налетающих ионов и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов. Анализ проводился для расчетов при ДД- и ДТ-наполнении с параметрами, соответствующими значению $K = 15$ ($U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр) и значению $K = 86$ ($U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр). Выявлено, что при увеличении напряжения зарядки с 15 до 21 кВ происходит смещение спектра ионов в область больших энергий; максимальная энергия ионов в спектре увеличивается в ~ 3 раза как в случае ДД-наполнения, так и в случае ДТ-наполнения.

Согласно результатам МГД-расчетов, при переходе на ДТ-наполнение (при том же начальном давлении газа и напряжении зарядки) происходит смещение спектра ионов в область более низких энергий. “Замедление” пучка ионов, по сравнению с ДД-наполнением, по-видимому, является следствием большей массы токово-плазменной оболочки. В случае малых напряжений зарядки и больших давлений характерные энергии ионов в пучке заметно меньше (5–40 кэВ), чем при работе с большими напряжениями и меньшими давлениями, когда характерные энер-

гии ионов достигают значений 70–130 кэВ. В то же время зависимость сечений ДД- и ДТ-реакций от энергии более выражена в области низких энергий, поэтому уменьшение энергии ионов при переходе на ДТ-наполнение в случае малых напряжений зарядки и больших давлений вызывает существенное снижение выхода ДТ-нейтронов, и, соответственно, уменьшение масштабного коэффициента K до значений ~ 20 и ниже.

Для оптимальных по давлению параметров работы камеры ПФ9, при которых достигается максимальный нейтронный выход, расчетные значения масштабного коэффициента K для диапазона напряжений зарядки от 15 до 21 кВ находятся в интервале от 72 до 86.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sahlberg A., Eriksson J., Conroy S., Ericsson G., Hellesen C., King D. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 126044.
2. Иванов В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 269.
3. Трубников В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 317.
4. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 695.
5. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Маслов В.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 890.
6. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 728.
7. Klir D., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Kubes P., Rezac K., Cherdizov R.K., Cikhardt J., Cikhardtova B., Dudkin G.N., Fursov F.I., Hyhlik T., Kaufman J., Kovalchuk B.M., Krasa J., Kravarik J., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Munzar V., Orcikova H., Padalko V.N., Ratakhin N.A., Sila O., Stodulka J., Turek K., Varlachev V.A., Wagner R. // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 053064.
8. Klir D., Jackson S.L., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Rezac K., Beresnyak A.R., Cherdizov R.K., Cikhardt J., Cikhardtova B., Dudkin G.N., Engelbrecht J.T., Fursov F.I., Krasa J., Kravarik J., Kubes P., Kurmaev N.E., Munzar V., Ratakhin N.A., Turek K., Varlachev V.A. // Matter Radiation Extremes. 2020. V. 5. P. 026401.
9. Davidson R.C., Gladd N.T. // Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 1327.
10. Krall N.A., Liewer P.C. // Phys. Rev. A. 1971. V. 4. P. 2094.
11. Гудблуд И.П., Пятак А.И., Сизоненко В.Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 2084.
12. Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 275.
13. Chadwick M.B., Oblozinsky P., Herman M., Greene N.M., McKnight R.D., Smith D.L. // Nuclear Data Sheets. 2006. V. 107. P. 2931.
14. Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Прокуратов И.А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 323.

15. *Hogg G.R.* The dense plasma focus as a pulsed deuterium-tritium neutron source. Australian Atomic Energy Commission Research Establishment, 1973. Rep. AAEC/E-279.
16. *Saw S.H., Lee S.* // Internat. J. Energy Res. 2011. V. 35. P. 81.
17. *Бакишев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казанов Е.Д., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 516.
18. *Аблесимов В.Е., Долин Ю.Н., Пашко О.В., Циби-ков З.С.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 436.
19. *Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., Blinov P.I., Chernenko A.S., Kazakov E.D., Korolev V.D., Meshchero B.R., Ustroev G.I., Juha L., Krasa J., Velyhan A.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 032701.
20. *Kubes P., Kravarik J., Klir D., Rezac K., Bohata M., Sholz M., Paduch M., Tomaszewski K., Ivanova-Stanik I., Karpinski L., Sadowski M.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 83.
21. *Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Cikhardt J., Litseva E., Hyhlik T., Ananev S.S., Bakshaev Yu.L., Bryzgunov V.A., Chernenko A.S., Kalinin Yu.G., Kazakov E.D., Korolev V.D., Ustroev G.I., Zelenin A.A., Juha L., Krasa J., Velyhan A., Vysin L., Sonsky J., Vologubov I.V.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2010. V. 52. P. 065013.

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

УДК 533.9

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЦИКЛОТРОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ В МОНОСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ

© 2023 г. А. М. Ишханян^{a,b}, В. П. Крайнов^{c,*}

^a Российско-армянский университет, Ереван, Армения

^b Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

^c Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

*e-mail: vpkrainov@mail.ru

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.

После доработки 17.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

На основе кинетического уравнения Больцмана аналитически рассмотрено распространение продольных гармонических плазменных колебаний в монослойном графене в присутствии внешнего магнитного поля. Представлены простые аналитические формулы для положений циклотронных резонансов в спектре магнито-плазменных колебаний.

Ключевые слова: кинетическое уравнение Больцмана, монослой, графен, продольные плазменные волны, циклотронные резонансы, спектр магнито-плазменных колебаний

DOI: 10.31857/S0367292122601163, **EDN:** FKKADS

1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные магнито-плазмоны в двумерном графене представляют большой интерес для инфракрасной плазмоники [1–12]. Во внешнем магнитном поле спектр плазмонов имеет аномальное поведение, связанное с циклотронными резонансами (резонансами Бернштейна) [2, 3, 13].

Монослойный графен — это двумерный монослой атомов углерода, помещенных в структуру типа “пчелиные соты” с регулярной гексагональной решеткой. Три из четырех валентных электронов атома углерода образуют локализованные σ -связи с соседними атомами углерода. Четвертый электрон образует делокализованную π -связь и может двигаться свободно. Именно этот электрон и обеспечивает уникальные оптоэлектрические и фотоэлектрические свойства графена. Экспериментальный энергетический спектр этого электрона в зоне Бриллюэна является сплошным и с хорошей точностью представляется двумя верхними гранями равнобедренного треугольника с горизонтальным основанием и с максимумом в центре зоны Бриллюэна. Высота треугольника в энергетических единицах составляет около 15 эВ. Аналитически их можно приближенно описать простой формулой $\varepsilon = \pm v|\mathbf{p}|$. Величина v имеет размерность скорости. Она мала по сравнению со скоростью света, так что название “дираковский спектр” носит условный характер, от-

ражая только линейную зависимость энергии электрона от его импульса. Щель между валентной зоной, которая приближенно имеет вид параболы, и зоной проводимости равна нулю, так что с этой точки зрения графен можно назвать полуметаллом. Для описания длинноволновых плазменных колебаний в графене применимо классическое уравнение Больцмана, хотя характерная длина волны для магнито-плазмонов в графене много меньше, чем в обычных металлах.

Де-бройлевская длина волны электрона проводимости порядка межатомного расстояния как в обычном металле, так и в графене, что гораздо меньше всех характерных длин в поставленной задаче. Эта де-бройлевская длина электрона в данном случае есть длина волны плазмона, и обратно пропорциональная волновому числу. Обычно в металлах при расчетах кинетических коэффициентов всегда используется классическое кинетическое уравнение Больцмана, где предполагается, что де-бройлевская длина волны электрона проводимости мала по сравнению с длиной пробега. Учет конечности длины волны электрона, и учет того, что электрон-квантовая частица, имеющая волновые свойства, ведет к увеличению электрического сопротивления. Таким образом, здесь предполагается высокая плотность электронов и, соответственно, малая де-бройлевская длина волны электрона. Кинетическое уравнение Больцмана пишется для функции

распределения электронов по импульсам, а какая эта функция — бoльцмановская, фермиевская или бoзевская — вообще становится неважным в бесстолкновительном случае, так как вид функции обычно учитывается только в записи столкновительного члена уравнения. Если температура достаточно низкая, что имеет место в случае графена (масштаб зоны проводимости составляет несколько электрон-вольт), то электроны проводимости образуют вырожденное “ферми-море”, и можно определить поверхность Ферми (в двумерном случае — это линия). Соответственно определяется импульс Ферми. В двумерном случае импульс Ферми p_F определяется через двумерную концентрацию электронов проводимости n_s соотношением $p_F = \hbar\sqrt{\pi n_s}$. Соответственно энергия Ферми равна $\varepsilon_F = v p_F$. В соответствии с экспериментальными данными о плотности электронов в графене заполняется лишь небольшая часть зоны проводимости [4].

В этой работе мы аналитически решаем кинетическое уравнение Больцмана для описания распространения магнито-плазмонов в графене в окрестности циклотронных резонансов. Классическое кинетическое уравнение может описывать вырожденный электронный газ при рассмотрении длинноволновых плазменных эффектов.

2. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА

Рассмотрим графен как двумерный монослой электронной плазмы в отсутствие магнитного поля. Кинетическое бесстолкновительное уравнение Больцмана для функции распределения $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ имеет известный вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{d\varepsilon}{d\mathbf{p}} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (1)$$

Здесь введена сила Лоренца для электронов проводимости

$$\mathbf{F} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \left[\frac{d\varepsilon}{d\mathbf{p}}, \mathbf{H} \right] \right). \quad (2)$$

Внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено перпендикулярно поверхности слоя графена (в этом разделе будем считать $\mathbf{H} = 0$, а случай $\mathbf{H} \neq 0$ будет рассмотрен в следующем разделе). $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля плазменных колебаний в плоскости слоя графена. Здесь $\varepsilon = \pm v|\mathbf{p}|$ — линейный спектр энергий электрона в монослойном графене. Скорость нерелятивистского электрона $v = \text{const}$, $\mathbf{v} \equiv \mathbf{p}/p$. Из эксперимента следует, что $v = 1.0 \times 10^6$ м/с, что много меньше, чем скорость света.

Малое отклонение функции распределения $\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, производимое этой силой Лоренца, удовлетворяет уравнению, следующему из (1):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta n}{\partial t} + v \frac{\mathbf{p}}{p} \frac{\partial \delta n}{\partial \mathbf{r}} - \frac{ev}{pc} [\mathbf{p}, \mathbf{H}] \frac{\partial \delta n}{\partial \mathbf{p}} = \\ = e\mathbf{E} \frac{\partial n_0}{\partial \mathbf{p}} = \frac{ev}{p} (\mathbf{p}\mathbf{E}) \frac{\partial n_0}{\partial \varepsilon}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $n_0(p) = -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$ — равновесная функция распределения Ферми при нулевой температуре, что является хорошим приближением для графена.

Считаем электрическое поле гармоническим: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$. Для продольных колебаний волновой вектор $\mathbf{k}$ направлен вдоль вектора $\mathbf{E}$. Уравнение (3) — линейное, поэтому и $\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \delta n(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$. При $\mathbf{H} = 0$, подставляя $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ в (3), находим малое отклонение функции распределения от равновесной функции распределения Ферми

$$\begin{aligned} \delta n(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) &= \frac{ie(\mathbf{v}\mathbf{E})}{\omega - (\mathbf{k}\mathbf{v})} \frac{\partial n_0}{\partial \varepsilon} = \\ &= -\frac{ievE \cos \theta}{\omega - kv \cos \theta} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь θ — полярный угол между импульсом электрона $\mathbf{p}$ и вектором напряженности электрического поля $\mathbf{E}$.

Вычисляем двумерную плотность поляризационных зарядов с учетом двукратного вырождения по спину электрона и двух энергетических зон в спектре графена

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{k}, \omega) &= -e \int \delta n(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) \frac{4d^2\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} = \\ &= 4ie^2vE \int \frac{\cos \theta}{\omega - kv \cos \theta} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \frac{p dp d\theta}{(2\pi\hbar)^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Множитель 2 возникает из-за вырождения спектра по спину электрона. Второй фактор 2 возникает из-за двух подзон графена, $\varepsilon = \pm v p$. При переходе от интегрирования по импульсам к интегрированию по энергиям в (5) возникает энергетическая плотность состояний (учитывается одна из двух дельта-функций)

$$g(\varepsilon) = \int_0^\infty p dp \{ \delta(\varepsilon - vp) + \delta(\varepsilon + vp) \} = \frac{|\varepsilon|}{v^2}. \quad (6)$$

Тогда из (5) находим

$$\rho(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ie^2\varepsilon_F E}{v\pi^2\hbar^2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{\omega - kv \cos \theta}. \quad (7)$$

Вычисляем интеграл по полярному углу между импульсом электрона $\mathbf{p}$ и напряженностью электрического поля $\mathbf{E}$:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{s - \cos \theta} = -1 + \frac{s}{\sqrt{s^2 - 1}}; \quad s = \frac{\omega}{kv} > 1. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), находим

$$\rho(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2ie^2 \varepsilon_F E}{kv^2 \pi \hbar^2} \left(-1 + \frac{s}{\sqrt{s^2 - 1}} \right). \quad (9)$$

Зная координатную двумерную плотность зарядов $\rho(r)$, вычисляем соответствующий полярizations-потенциал по закону Кулона

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}) &= \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2 \mathbf{r}' = \rho(k, \omega) \int \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2 \mathbf{r}' = \\ &= \rho(k, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \int_0^\infty dr \int_0^{2\pi} \exp(ikr \cos \psi) d\psi = \\ &= 2\pi \rho(k, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \int_0^\infty dr J_0(kr) = \\ &= \frac{1}{k} 2\pi \rho(k, \omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом,

$$\varphi(k, \omega) = \frac{2\pi}{k} \rho(k, \omega) \quad (11)$$

Двумерная плотность зарядов отлична от нуля только в монослое графена, вне его она равна нулю. Согласно уравнению (11) над и под слоем равны нулю потенциал и напряженность электрического поля волны. Напряженность электрического поля волны может быть направлена как вдоль волнового вектора, так и поперек. Здесь рассматриваются только продольные волны $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$.

Вычисляем компоненту индуцированной напряженности электрического поля, параллельной электронному слою

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = -\frac{\partial \varphi(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}}; \quad \mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega) = i\mathbf{k}\varphi(k, \omega). \quad (12)$$

Подставляя (11) в (12), находим

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi i}{k} \mathbf{k} \rho(k, \omega). \quad (13)$$

Подставляя (9) в (13), получим окончательное выражение для напряженности индуцированного поля и, следовательно, для вектора электрической поляризации $\mathbf{P} = \mathbf{E}_0/4\pi$

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i}{2k} \mathbf{k} \rho(k, \omega) = -\frac{e^2 \varepsilon_F E}{kv^2 \pi \hbar^2} \left(\frac{s}{\sqrt{s^2 - 1}} - 1 \right) \frac{\mathbf{k}}{k} \quad (14)$$

Отсюда находим продольную диэлектрическую проницаемость тонкого плазменного слоя:

$$\varepsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{4e^2 \varepsilon_F}{kv^2 \hbar^2} \left(\frac{s}{\sqrt{s^2 - 1}} - 1 \right). \quad (15)$$

Приравнявая диэлектрическую проницаемость нулю, получаем уравнение для спектра продольных плазмонов в графене

$$1 = \frac{2\kappa}{kv^2} \left(\frac{s}{\sqrt{s^2 - 1}} - 1 \right); \quad \kappa = \frac{2e^2 \varepsilon_F}{\hbar^2} \quad (16)$$

Из (16) находим спектр продольных плазмонов [14]

$$\omega^2 = \frac{\kappa k}{1 + v^2 k/4\kappa} + v^2 k^2. \quad (17)$$

Он упрощается в наиболее интересной длинноволновой области $k \ll \kappa/v^2$

$$\omega = \sqrt{\kappa k} \gg kv; \quad s \gg 1, \quad (18)$$

и в менее интересной коротковолновой области $k \gg \kappa/v^2$ (здесь нет дисперсии)

$$\omega = kv \quad (19)$$

Отличие от плазменных колебаний в обычной плазме небольшое: это другая зависимость энергии электрона от импульса. В обычной нерелятивистской плазме это было бы $\varepsilon = p^2/2m$. В рассмотренном случае ситуация более похожа на ультрарелятивистскую плазму, где $\varepsilon = cp$ и c — скорость света. Но и здесь нет полного совпадения, так как есть ветвь спектра $\varepsilon = -cp$. И, конечно, в графене величина c только по размерности совпадает с размерностью скорости. В действительности это — феноменологическое описание реального спектра. Как это не удивительно, но в двухслойном графене спектр является параболическим, как и в обычной нерелятивистской плазме, но с некоторой эффективной массой. Возбуждение ионно-звуковых колебаний в монослойном графене не реализуется, в отличие от обычной плазмы.

3. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Теперь включим постоянное поперечное магнитное поле $\mathbf{H}$. В отличие от обычного трехмерного металла, здесь картина более простая — внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности графена. Возбуждаемая волна является продольной, как и в случае без магнитного поля. А для образования поляритонов нужно несколько слоев графена.

Из (3) находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta n}{\partial t} + v \frac{\mathbf{p}}{p} \frac{\partial \delta n}{\partial \mathbf{r}} - \frac{ev}{pc} [\mathbf{p}, \mathbf{H}] \frac{\partial \delta n}{\partial \mathbf{p}} = \\ = -\frac{ev}{p} (\mathbf{p} \mathbf{E}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_F). \end{aligned} \quad (20)$$

Снова полагаем

$$\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \delta n(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{p}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t). \quad (21)$$

Определим циклотронную частоту

$$\omega_C = \frac{evH}{cp_F} \quad (22)$$

Здесь определено $p_F = \varepsilon_F/v$. Тогда из (20) получим дифференциальное уравнение для фурье-компоненты отклонения функции распределения $\delta n(k, \omega, \mathbf{p})$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta n(k, \omega, \theta)}{\partial \theta} + i(\alpha + \beta \cos \theta) \delta n(k, \omega, \theta) = \\ = -\frac{evE \cos \theta}{\omega_C} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F); \\ \alpha = -\frac{\omega}{\omega_C}; \quad \beta = \frac{k v}{\omega_C}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь, как и выше, θ — полярный угол между импульсом электрона $\mathbf{p}$ и напряженностью электрического поля $\mathbf{E}$. Производя замену $\delta n = \exp(-i\beta \sin \theta) g(k, \omega, \theta)$, из (23) получим уравнение

$$\frac{\partial g}{\partial \theta} + i\alpha g = \exp(i\beta \sin \theta) \frac{evE \cos \theta}{\omega_C} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F). \quad (24)$$

Решение этого дифференциального уравнения ищем в виде ряда Фурье:

$$g(\theta) = \sum_{N=-\infty}^{\infty} \exp(iN\theta) g_N \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24), находим коэффициенты разложения:

$$g_N = -\frac{iQ_N}{\alpha + N}. \quad (26)$$

Здесь

$$\begin{aligned} Q_N = \\ = \frac{evE}{\pi \omega_C} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \int_0^\pi \cos(-N\tau + \beta \sin \tau) \cos \tau d\tau. \end{aligned} \quad (27)$$

Вычисляя интеграл, находим функцию распределения

$$\begin{aligned} \delta n(k, \omega, \theta) = -\frac{ieE}{k} \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \times \\ \times \sum_{N=-\infty}^{\infty} \frac{N}{(\alpha + N)} J_N(\beta) \exp(iN\theta - i\beta \sin \theta). \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь $J_N(\beta)$ — функция Бесселя. В соответствии с (5) находим электрическую поляризацию

$$\begin{aligned} P(k, \omega) = -\frac{ie}{2} \int \delta n(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) \frac{4d^2 \mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} = \\ = -\frac{E\kappa}{2k\pi v^2} \sum_{N=-\infty}^{\infty} \frac{N}{(\alpha + N)} J_N^2(\beta); \quad \kappa = \frac{2e^2 \varepsilon_F}{\hbar^2}. \end{aligned} \quad (29)$$

Дисперсионный спектр магнето-плазмонов, содержащий много ветвей, имеет вид

$$1 = \frac{C}{\beta} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{N^2}{\alpha^2 - N^2} J_N^2(\beta). \quad (30)$$

Здесь обозначено $C = \frac{4\kappa}{v\omega_C}$. Для обычного двумерного металла это уравнение было получено в работе [15]. Например, в окрестности первого циклотронного резонанса $N = 1$ из (30) имеем

$$\omega^2 = \omega_C^2 + \frac{4\kappa\omega_C^2}{kv^2} J_1^2\left(\frac{kv}{\omega_C}\right). \quad (31)$$

В частности, в длинноволновой области $kv \ll \omega_C$ из (31) получим простой закон дисперсии

$$\omega^2 = \omega_C^2 + \kappa k. \quad (32)$$

В отсутствие магнитного поля из (32), как и должно быть, получаем длинноволновую часть спектра (18). Аналогичное выражение было получено ранее [16, 17] для двумерного слоя металла с обычным нерелятивистским законом дисперсии $\varepsilon = p^2/2m$

$$\omega^2 = \omega_C^2 + \frac{2\pi e^2 \rho d}{m} k \quad (33)$$

Здесь ρ — плотность электронов, а d — толщина двумерного слоя металла. Переход от обычного двумерного металла к графену меняет только численный коэффициент в законе дисперсии [16, 17]

$$\frac{2\pi e^2 \rho d}{m} \rightarrow \frac{2e^2 \varepsilon_F}{\hbar^2} \quad (34)$$

Две ветви спектра (30) учитывающие два первых резонанса, имеют вид

$$\alpha_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(5 + \frac{C}{\beta} J_1^2(\beta) + \frac{4C}{\beta} J_2^2(\beta) \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(5 + \frac{C}{\beta} J_1^2(\beta) + \frac{4C}{\beta} J_2^2(\beta) \right)^2 - 4 - \frac{4C}{\beta} (J_1^2(\beta) + J_2^2(\beta))}, \quad (35)$$

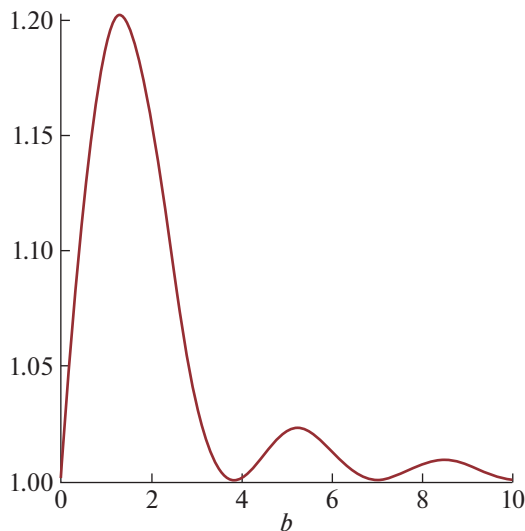


Рис. 1. Зависимость отношения квадратов частот $(\omega_-/\omega_c)^2$ от параметра $\beta = kv/\omega_c$ согласно (35).

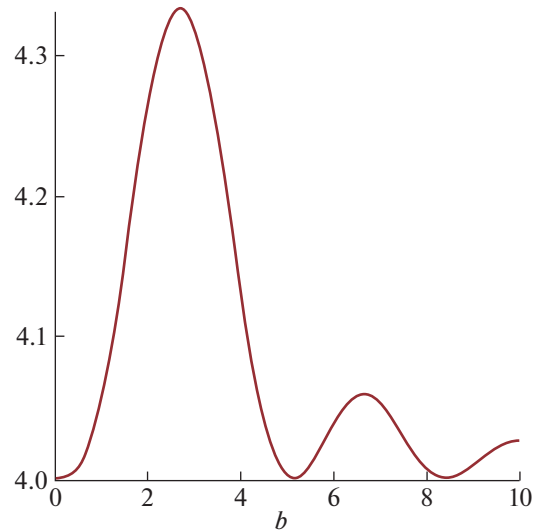


Рис. 2. Зависимость отношения квадратов частот $(\omega_+/\omega_c)^2$ от параметра $\beta = kv/\omega_c$ согласно (35).

где параметр $\beta = kv/\omega_c$. Ветвь спектра при знаке “минус” показана на рис. 1 при $C=1$. Она отражает первый циклотронный резонанс (при учете второго). Ветвь спектра при знаке “плюс” показана на рис. 2. Она отражает второй резонанс (при учете первого). Ветви не пересекаются друг с другом. Ветвь спектра на рис. 1 слабо отличается от ветви, в которой второй резонанс не учитывается. При $\beta < 1$ это объясняется тем, что вклад функций Бесселя быстро убывает с увеличением их индекса. А при $\beta > 1$ частота плазмона для каждого номера резонанса становится близкой к соответствующей циклотронной частоте. Отметим существенно разный масштаб по оси ординат на рис. 1 и 2.

Начальная часть этой кривой при малых волновых числах была получена для идеального газа вырожденных электронов в обычном металле в работе [18]

$$\omega_-^2 = \omega_c^2 + \frac{2\pi e^2 \rho d}{m} k - \gamma k^3. \quad (36)$$

Здесь величина γ отражает влияние второго циклотронного резонанса. Отметим, что уравнения (16)–(17) (в отсутствие магнитного поля) не являются новыми. Результаты в уравнениях (30)–(31), (35) (в присутствии магнитного поля) являются новыми. Формулы (32)–(34), (36) также не являются новыми.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из спектра (31) следует, что роль магнитного поля уменьшается при высоких частотах, и

спектр описывается зависимостью $\omega = \sqrt{\kappa k} \gg kv$; $s \gg 1$ (18). Магнитное поле существенно изменяет плазменный спектр при низких частотах. Мы пренебрегли в кинетическом уравнении электрон-электронными столкновениями и другими столкновительными эффектами [11]. Роль электрон-электронных столкновений существенна как в пределе слабой связи, когда электронно-дырочные возбуждения определяются коллективными модами, так и в пределе сильной связи для частично заполненных релятивистских уровней Ландау [12]. В последнем случае экзотические ферромагнитные фазы и несжимаемые квантовые жидкости могут быть причиной возникновения квантового эффекта Холла. В сильном магнитном поле плазменный спектр может изменяться из-за электрон-фононной связи.

Сегодня электроника, основанная на кремнии, достигла предела в миниатюризации, составляющего 50 нм для электронного канала. Полоска монослойного графена в 2–3 нм может быть использована как транзистор, — основной компонент электроники нового поколения. В присутствии магнитного поля в графене перспективно исследование роли квантового эффекта Холла в электронике. Толщина двумерных металлических пленок обычно больше постоянной кристаллической решетки. Полученные результаты относятся к монослою графена, дираковский спектр электронов проводимости которого существенно отличается от спектра электронов в тонких металлических пленках. Даже в двухслойном графене электронный спектр совершенно другой — он ближе к спектру электронов в металлических пленках.

Вследствие линейности электронного спектра графен представляет собой идеальный кандидат для проверки теоретических моделей квантовых полей, развиваемых в физике высоких энергий. Электроны в графене можно рассматривать как безмассовые заряженные фермионы, существующие в двухмерном пространстве. Действительно, все известные безмассовые частицы (фотоны, нейтрино) электрически нейтральны. Поэтому графен представляет собой мостик между физикой твердого тела и физикой высоких энергий. Плотность носителей в графене удобно контролировать, в отличие от обычного металла, прикладывая электрическое напряжение к концам образца.

Работа поддержана РФФИ (проект № 20-52-05012), комитетом Армении по науке (проекты № 20RF-171 и 21AG-1C064), а также Министерством науки и высшего образования РФ (проект № FSMG-2021-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hu B.* Plasmonics / Ed. by *Tatjana Gric*, New York: Intech-Open, 2018. P. 213.
2. *Hu B., Tao J., Zhang Y., Wang Q.* // Optics Express. 2014. V. 22. 21727.
3. *Heydari M.B., Samiei M.H.V.* // arXiv.org/abs/2103.08557. 2021.
4. *Wallbank J.R.* Electronic properties of graphene heterostructures with hexagonal crystals. Berlin: Springer, 2014.
5. *Guo J., Dai X., Xiang Y., Tang D.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. 013102.
6. *Kapralov K., Svintsov D.* // arXiv: 2203.04479v2 [cond-mat.mes-hall] 7 Jul 2022.
7. *Bandurin D.A., Mönch E., Kapralov K. et al.* // Nature Physics. 2022. V. 18. P. 462. <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01494-8>
8. *Cui L., Wang J., Sun M.* // Reviews in Physics. 2021. V. 6. 100054.
9. *Goerbig M.O.* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 1193.
10. *Castro Neto A.H., Guinea H., Peres N.M.R., Novoselov K.S., Geim A.K.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 109.
11. *Levitov L.S., Shtyk A.V., and Feigelman M.V.* // arXiv:1302.5036v2. 2013.
12. *Emani N., Kildishev A.V., Shalae V.M., Boltasseva A.* // Nanophotonics 2015. V. 4. P. 214–223. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2015-0014>
13. *Volkov V.A., Zabolotnykh A.A.* // Phys. Rev. 2014. B 89. 121410(R).
14. *Бурмистров С.Н.* Задачи по физической кинетике. Долгопрудный: изд-во “Интеллект”. 2014. Задача 28.
15. *Chaplik A.V., Heitmann D.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1985 V. 18. P. 3357. Eq. (7).
16. *Horing N.M., Yildiz M.* // Physics Letters A. 1973. V. 44. P. 386.
17. *Horing N.M., Yildiz M.* // Annals of Physics. 1976. V. 97. P. 216. Eq. (72).
18. *Ando T., Fowler A., Stern F.* // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 437.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ УСКОРЕНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. А. Б. Дьячков^а, А. А. Горкунов^а, С. К. Ковалевич^а, А. В. Лабозин^а,
С. М. Миронов^а, В. А. Фирсов^{а,*}, Г. О. Цветков^{а,*}, В. Я. Панченко^а

^а *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

**e-mail: Tsvetkov_GO@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.

После доработки 12.01.2023 г.

Принята к публикации 14.01.2023 г.

Экспериментально исследовано ускорение лазерно-индуцированной плазмы, возникающей при трехступенчатой фотоионизации атомного пара импульсным излучением лазеров на красителе, накачиваемых лазерами на парах меди. Ускорение осуществлялось за счет переменного магнитного поля, возникающего при прохождении импульса тока через индуктор, расположенный в непосредственной близости от области лазерной фотоионизации паров атомарного лютеция.

Ключевые слова: лазерное разделение изотопов, экстракция фотоионов

DOI: 10.31857/S0367292122601552, **EDN:** FKOBSSQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на наличие разработанных методов разделения изотопов, получение отдельных изотопов и радионуклидов остается нетривиальной задачей, требующей разработки новых методов разделения. К одному из таких методов относится метод лазерного разделения изотопов в атомном паре.

В основе метода лежит возможность селективного возбуждения лазерным излучением атомов определенного изотопа, которая возникает вследствие изотопического сдвига энергетических состояний, обусловленного различиями в размерах и массах ядер разных изотопов. Для выделения из смеси возбужденного изотопа применяются метод лазерной фотоионизации возбужденных атомов. К настоящему времени использование этого метода для производства изотопов в больших количествах (например, урана-235 для нужд ядерной энергетики) признано экономически невыгодным, тем не менее существует ряд перспективных направлений, связанных, как с получением высокообогащенных изотопов в малых количествах, так и с очисткой вещества от нежелательного изотопа малой концентрации.

Основой метода селективной фотоионизации атомов является лазерная ионизация выбранного изотопа с последующим его выделением каким-либо физическим методом. Как правило, это экстракция ионов в постоянном электрическом поле с последующим сбором на коллектор продукта.

Необходимость достижения высокой эффективности сбора образованных ионов при одновременно малом влиянии деселектирующих процессов, таких как, резонансная перезарядка и засорение коллектора нейтральными атомами, предъявляет особые требования к конструкции и режиму работы экстрактора. При наложении на электроды, между которыми находится рабочая зона фотоионизации, постоянной разности потенциалов, ансамбль положительных фотоионов в совокупности с фотоэлектронами проявляет свойства плазменного сгустка, ограничивая ток фотоионов на отрицательный электрод-коллектор. Лазерно-индуцированная плазма поляризуется, а электрическое поле проникает в плазму лишь на величину дебаевского радиуса экранирования, откуда и происходит вытягивание ионов. Таким образом, происходит постепенное рассасывание образованной фотоплазмы по мере ее движения в рабочей зоне сепаратора. Следовательно экстрактор должен быть разработан таким образом, чтобы собрать все образованные ионы, за время равное или меньшее времени пролета атомами рабочей зоны.

Электростатическая система экстракции в большинстве случаев позволяет осуществить экстракцию фотоионов с учетом перечисленных требований, однако при этом величина разности потенциалов в межэлектродном пространстве составляет от 3 кВ до 10 кВ [1–3]. При такой разности потенциалов энергия фотоиона такова, что может происходить как распыление ранее на-

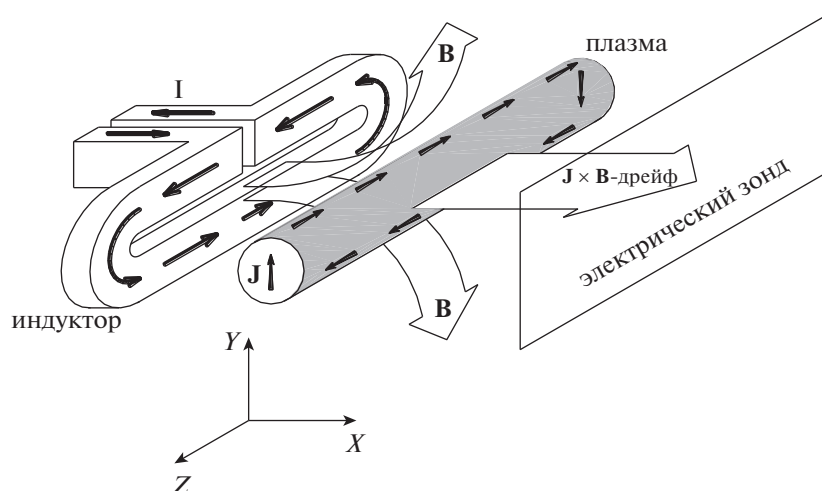


Рис. 1. Схема электромагнитной системы экстракции.

работанного продукта, так и глубокое внедрение продукта в материал коллектора. Расчеты показывают, что потери на распыление продукта могут достигать до 40%, и это является существенным недостатком электростатической системы. Поэтому, разработка системы экстракции, которая бы с одной стороны не уступала бы электростатической системе по эффективности, а с другой стороны не была связана с сообщением фотоиону избыточной энергии, является актуальной задачей, независимо от химического элемента, изотопы которого подвергаются разделению.

Необходимо отметить, что все работы, связанные с модификацией электростатической экстракции [4–6], показали лишь некоторое увеличение ее скорости при использовании все же довольно высокой величины электрического поля.

Альтернативные методы экстракции, такие как свободный разлет плазмы за счет амбиполярной диффузии [7], экстракция в скрещенных электрическом и магнитном полях [8], холловский экстрактор [9], имели те или иные недостатки и не нашли своего применения в разработках по лазерному разделению изотопов.

В данной работе проводилось экспериментальное исследование альтернативного способа экстракции, не связанного с пространственным разделением зарядов, а именно, так называемая $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$ экстракция, использующая переменное во времени магнитное поле [10, 11]. Прикладываемое к плазме изменяющееся магнитное поле $\mathbf{B}$ вызывает в ней соответствующее вихревое электрическое поле $\mathbf{E}$, что заставляет электроны, обладающие большей подвижностью чем ионы, дрейфовать под действием силы Лоренца в полях $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Вследствие действия постоянно появляющегося разделения зарядов с соответствующим

поляризационным полем и силы Лоренца возникает самосогласованное движение ионов и электронов, приводящее к дрейфу плазмы как целого в сторону коллектора. Оценки показывают, что при магнитном поле ~ 10 мТл и скорости его изменения на уровне 10^4 Тл $\cdot$ с $^{-1}$, образуется сила, достаточная для сбора довольно плотной плазмы ($\sim 10^{11}$ см $^{-3}$) на коллектор [5]. Возможность ускорения в направлении коллектора продукта плазмы как целого, без разделения зарядов, позволит существенно снизить энергию фотоиона, падающего на коллектор и тем самым исключить ионное распыление наработанного ранее продукта. Несмотря на наличие примеров применения $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ -дрейфа [12, 13], возможность сообщения достаточного ускорения лазерно-индуцированной плазме в геометрии системы лазерного разделения изотопов требует непосредственного экспериментального исследования.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 1 показана схема исследуемого экстрактора. Быстро нарастающий электрический ток электрода-индуктора, выполненного в виде вытянутого вдоль лазерных лучей разрезанного кольца и расположенного в непосредственной близости от плазмы, создает изменяющееся во времени магнитное поле $\mathbf{B}$ и скрещенное с ним вихревое электрическое поле. В результате взаимодействия индуцированных токов в плазме $\mathbf{J}$ и вертикальных составляющих магнитного поля, плазма, как целое, движется в направлении коллектора продукта. Устройство источника питания и детальное исследование получаемых магнитных полей представлено в [5].

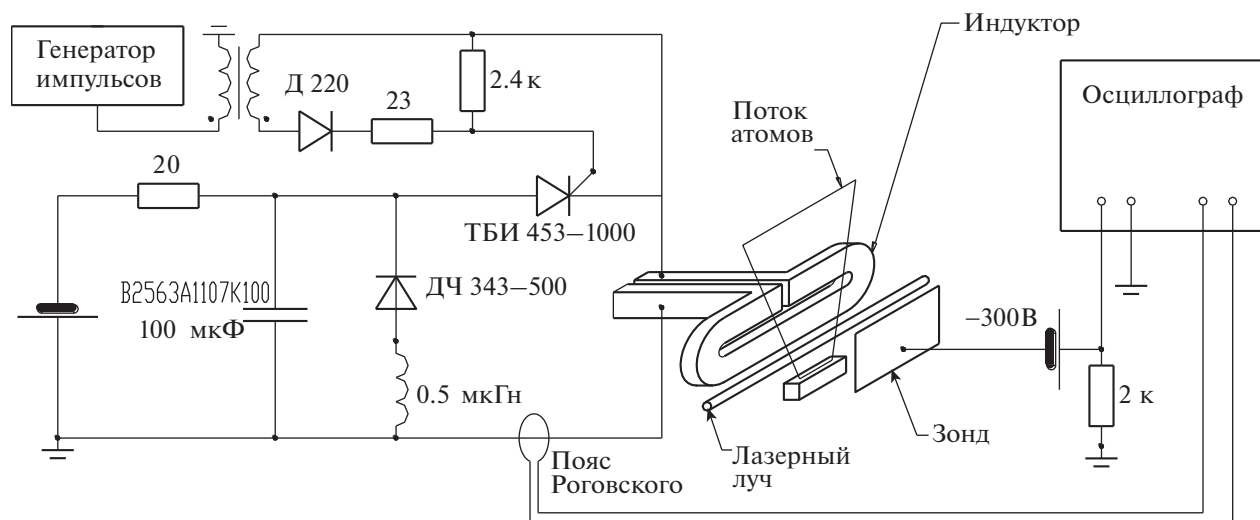


Рис. 2. Схема эксперимента.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Индуктор размещен в вакуумной камере. На расстоянии в 1 см от индуктора проходит лазерный луч, имеющий в своем составе лазерное излучение трех длин волн для осуществления фотоионизации лутетия по схеме $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4\ F_{5/2}^o - 5d6s7s^4\ D_{3/2} - (53375\ \text{см}^{-1})_{1/2}^o$ [14, 15]. Диаметр лазерного луча 1 см. Частота следования лазерных импульсов 10 кГц. На расстоянии 70 мм от центра луча установлен зонд, на который подается напряжение минус 300 В. Поток атомов лутетия вдоль оси Z формируется в испарителе при температуре 1700°C . Плотность атомов в рабочей зоне составляет $\sim 10^{12}\ \text{см}^{-3}$, что соответствует практически бесстолкновительному режиму движения атомных частиц. Выбор лутетия для экспериментов обуславливается высокой эффективностью схемы фотоионизации и наличием изотопа ^{175}Lu , природная концентрация которого составляет 97.4%, что позволяет получать достаточную плотность плазмы $\sim 10^{11}\ \text{см}^{-3}$, не прибегая к высоким скоростям испарения и без дополнительных затрат на интенсивное лазерное излучение.

Частота следования импульсов тока в индукторе ограничена мощностью источника питания и составляет 100 Гц. Для того, чтобы избежать влияния на измерения плазменных сгустков, образованных в промежутках между импульсами индуктора, последовательность лазерных импульсов была прорежена с помощью механического модулятора. Модулятор пропускал группы из 1–2 импульсов с частотой 100 Гц. Система синхронизации запускала импульс индуктора в момент прихода первого лазерного импульса из группы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлена запись сигнала зонда при амплитуде импульса тока 1.5 кА, а также запись сигнала зонда при прохождении импульса тока через индуктор в отсутствие лазерного излучения. Тот факт, что сигнал наводки при отсутствии плазмы совпадает с сигналом наводки, полученном при наличии плазмы, но отключенном источнике питания зонда, говорит о том, что сигнал наводки не зависит от наличия плазмы в рабочем объеме и истинная форма тока при наличии плазмы и работе индуктора может быть получена путем вычитания соответствующих сигналов. Результат вычитания сигнала при наличии лазерного излучения и сигнала наводки позволяет получить зависимость фотоионного тока от времени (рис. 3).

На рис. 4 представлена зависимость фотоионного тока от времени в отсутствие импульса индуктора, что дает возможность сравнить динамику эволюции плазменного сгустка при наличии и отсутствии электромагнитного импульса.

Классический анализ электростатической экстракции построен на предположении, что поток фотоионов на зонд или коллектор фотоионов, находящийся под отрицательным напряжением ограничен либо потоком, связанным с амбиполярной диффузией плазменного сгустка, либо объемным зарядом потока положительных фотоионов, идущих от границы плазмы к зонду. Поток плазмы (совместно электронов и ионов), связанный с амбиполярной диффузией, в одномерном случае определяется выражением

$$J = D_a \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

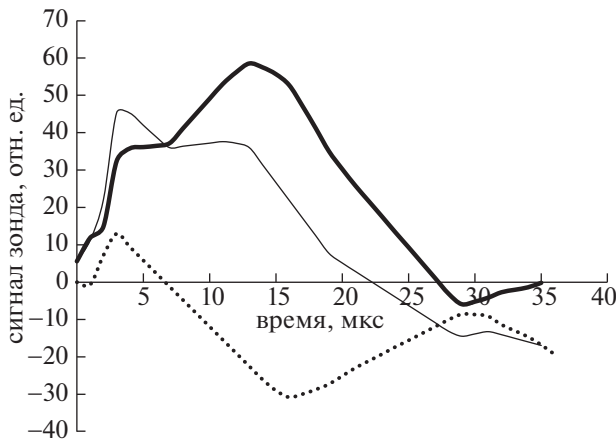


Рис. 3. Сигналы зонда: наводка в отсутствии лазерного излучения (пунктир), сигнал при наличии лазерного излучения (фототок + наводка) (тонкая линия), фотоионный ток (за вычетом наводки) (толстая линия).

где n [м⁻³] — плотность частиц в плазменном сгустке (предполагается нейтральность плазмы, плотность атомов равна плотности фотоионов), D_a [м²/с] — коэффициент амбиполярной диффузии. Здесь и далее мы предполагаем максвелловское распределение по скоростям электронов и фотоионов, а также пренебрегаем столкновениями электронов и фотоионов с нейтральными атомами вследствие низкой плотности последних. Зависимость плотности $n(x, t)$ определяется уравнением диффузии

$$\frac{dn(x, t)}{dt} = D_a \frac{d^2 n(x, t)}{dx^2}, \quad (2)$$

решение которого для свободного расширения слоя с начальной толщиной $2r_0$

$$n(x, t) = \frac{n_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{r_0 + x}{2\sqrt{D_a t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{r_0 - x}{2\sqrt{D_a t}} \right) \right]. \quad (3)$$

В качестве первого приближения можно воспользоваться формулой [16]

$$r(t) = r_0 + \sqrt{\pi D_a t}, \quad (4)$$

где $r(t)$ — положение границы плазменного сгустка в момент времени t , а $r_0 = 5$ мм — размер плазменного сгустка в момент образования, т.е. радиус лазерного луча.

Поток фотоионов, ограниченный объемным зарядом определяется законом Ленгмюра

$$I = R \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (5)$$

где d — расстояние между плазменной границей и зондом, U — потенциал зонда и R — постоянный

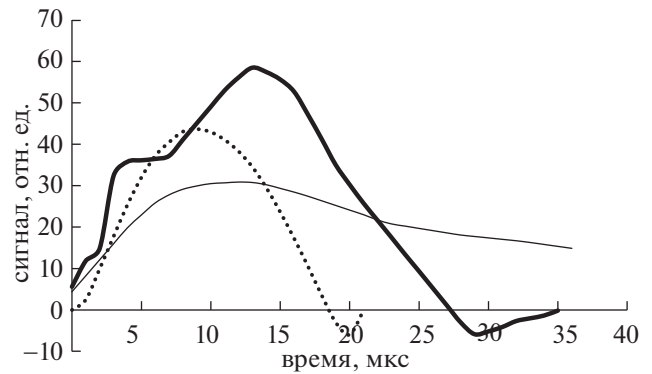


Рис. 4. Фотоионный ток без импульса индуктора (тонкая линия), фотоионный ток при импульсе индуктора 1.5 кА (толстая линия), форма импульса тока индуктора (амплитуда импульса 1.5 кА) (пунктир).

коэффициент, связанный с геометрией задачи. Расстояние d связано с положением границы

$$d(t) = h - r(t), \quad (6)$$

где h мм — расстояние от зонда до центра плазменного сгустка в момент его образования, т.е. до центра лазерного луча.

Если поток амбиполярной диффузии J оказывается больше, чем поток, ограниченный объемным зарядом I , то плазменная граница движется по направлению к зонду и ток, измеряемый зондом, растет. В обратном случае, граница плазмы, на которой происходит разделение зарядов, движется от зонда внутрь плазменного сгустка и фотоионный ток зонда падает.

Подстановка d , выраженного из (5) в формулу (6) позволяет определить положение плазменной границы, используя измеренную зависимость фототока зонда от времени в отсутствии электромагнитной экстракции

$$r(t) = h - \sqrt{R \frac{U^{3/2}}{I(t)}}. \quad (7)$$

Подстановка (4) в (7) позволяет выразить коэффициент амбиполярной диффузии через непосредственно измеряемые в эксперименте величины

$$D_a = \frac{(h - r_0 - \sqrt{R U^{3/2} / I(t)})^2}{\pi t}. \quad (8)$$

В табл. 1 представлены значения $I(t)$, $d(t)$, $r(t)$ и D_a для первых 5 мкс после образования плазмы.

То обстоятельство, что в течение первых 5 мкс значения коэффициента диффузии остаются практически постоянными, говорит в пользу того, что в течение этого периода плазма расширяется свободно, и наличие зонда под напряжением 300 В на расстоянии 70 мм от центра сгустка не

Таблица 1

Время, мкс	$I(t)$, отн. ед.	$d(t)$, мм	$r(t)$, мм	D_a , м ² /с
0	4.4	65	5	—
1	8.3	47.5	22.5	5.6
2	12.2	39.2	30.8	5.8
3	16.0	34.1	35.8	5.7
4	19.9	30.7	39.3	5.5
5	23.0	28.5	41.5	5.2

оказывает влияние на положение границы плазмы. Однако уже к 5 мкс наблюдается тенденция к снижению значений коэффициента диффузии, полученных по формуле (8), что на практике означает, что при приближении к зонду на расстояние мене 30 мм, плазменная граница со стороны обращенной к зонду начинает тормозиться, а поток частиц за счет амбиполярной диффузии становится сравнимым с ленгмюровским потоком. Таким образом, можно предположить, что коэффициент амбиполярной диффузии плазмы в условиях эксперимента составляет

$$D_a = 5.5 \pm 0.3 \text{ м}^2/\text{с}. \quad (9)$$

На рис. 5 представлена схематически эволюция плазменного сгустка в процессе электроста-

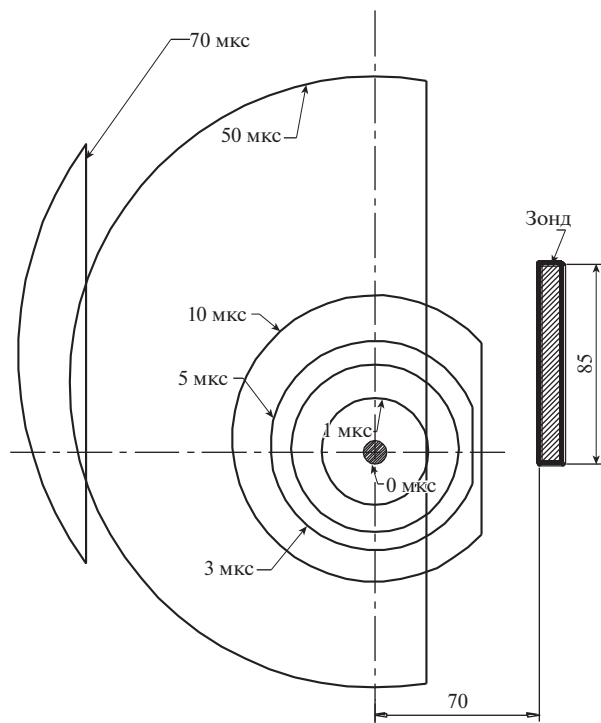


Рис. 5. Схема эволюции плазменного сгустка при электростатической экстракции. Цифрами указано время в микросекундах.

тической экстракции. Расширение плазмы описывается приближенной формулой диффузии (4) с значением коэффициента диффузии (9), а положение плазменной границы, обращенной к зонду, определяется выражением (7) с использованием измеренной зависимости фототока от времени.

На схеме учтено тепловое движение плазменного сгустка как целое по направлению потока пара со средней скоростью 600 м/с (0.6 мм/мкс). Из рисунка видно, что после первых 5 мкс, положение плазменной границы со стороны зонда отличается от положения, определяемого амбиполярной диффузией. В период 5–10 мкс плазменная граница продолжает замедляющееся приближение к зонду на расстояние 25 мм, фототок растет с выходом на максимум. После 10 мкс начинается ускоряющееся движение границы от зонда в плазму, сопровождаемое снижением фототока. К 70-й микросекунде экстракция практически завершается.

Определение параметров свободного расширения плазмы за счет амбиполярной диффузии позволяет перейти к определению динамики разгона плазменного сгустка за счет электромагнитной экстракции в предположении, что электромагнитный импульс не оказывает значительного влияния на амбиполярную диффузию сгустка. Предполагая, что более крутой рост фототока на фронтальном участке связан с дополнительным движением плазмы как целое в направлении коллектора, получаем смещение центра плазмы к 2 мкс — 4.6 мм и к 3 мкс — 10.4 мм, что соответствует ускорению 2.3 мм/мкс². На рис. 6 представлена схема эволюции плазменного сгустка движущегося по направлению к коллектору со средней скоростью 3.5 мм/мкс, плазменная гра-

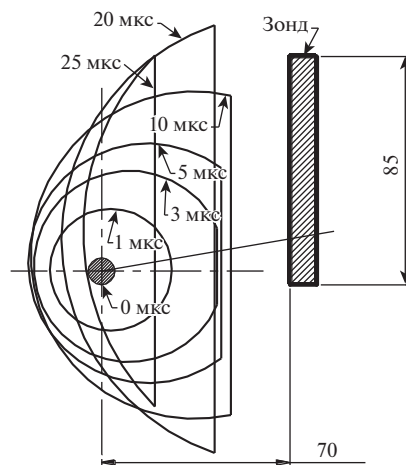


Рис. 6. Схема эволюции плазменного сгустка при электромагнитной экстракции. Цифрами указано время в микросекундах.

ница к 15 мкс подходит на расстояние 20 мм, обеспечивая 1.6 кратное увеличение фототока по сравнению с электростатической экстракцией. После 15 мкс фототок начинает быстро снижаться, плазменная граница движется навстречу плазменному сгустку и к 27 мкс экстракция завершается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследована динамика разгона ультрахолодной лазерно-индуцированной квазинейтральной плазмы применительно к задаче разработки электромагнитной системы экстракции фотоионов для лазерного метода разделения изотопов. Получено начальное ускорение плазменного сгустка 2.3 мм/мкс^2 , достигнута средняя скорость движения плазменного сгустка 3.5 мм/мкс (3500 м/с) при длительности полной экстракции $\sim 30 \text{ мкс}$. Результаты показывают, что достигнутая скорость движения плазмы значительно превышает среднюю тепловую скорость $\sim 600 \text{ м/с}$, что позволяет рассчитывать на высокую эффективность выделения фотоионов из потока нейтральных атомов. С другой стороны, средняя скорость движения плазменного сгустка 3500 м/с соответствует энергии иона $\sim 10 \text{ эВ}$, что практически исключает ионное распыление ранее наработанного продукта на коллекторе. Все это в совокупности делает электромагнитный метод экстракции перспективным для технологического применения и составляет основу для дальнейшего всестороннего изучения метода, как с точки зрения эффективности экстракции, так и с точки зрения защиты коллектора от потока рассеянных нейтральных атомов.

Работа частично поддержана фондом РФФИ и Госкорпорацией “Росатом”, проект № 20-21-00019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Бабичев А.П., Григорьев И.С., Григорьев А.И., Доровский А.П., Дьячков А.Б., Ковалевич С.К., Кочетов В.А., Кузнецов В.А., Лабозин В.П., Матрахов А.В., Мионов С.М., Никулин С.А., Песня А.В., Тимофеев Н.И., Цветков Г.О., Шаталова Г.Г. // Квантовая электроника. 2005. Т. 10. С. 879.
2. Дьячков А.Б., Ковалевич С.К., Лабозин А.В., Лабозин В.П., Мионов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О., Шаталова Г.Г. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 953.
3. Держиев В.И., Чаушанский С.А. Устройство для извлечения и сбора ионов изотопов из плазмы. Патент RU 2429052 С1, 2011.
4. Matsui T., Tsuchida A., Tsuda S., Suzuki K., Shoji T. // J. Nuclear Sci. Technol. 1997. V. 34. P. 923. <https://doi.org/10.1080/18811248.1997.9733765>
5. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Муромкин Ю.А., Фирсов В.А., Цветков Г.О. // Инженерная физика. 2021. Т. 1. С. 39. <https://doi.org/10.25791/infizik.1.2021.1186>
6. Yamada K., Tetsuka T. // J. Nuclear Sci. Technol. 1994. V. 31. P. 301. <https://doi.org/10.3327/jnst.31.301>
7. Савельев В.В., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. С. 1020.
8. Arisawa T., Suzuki Y., Maruyama Y., Shiba K. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1982. V. 15. P. 1955.
9. Демидова Н.С., Мишин В.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. С. 42.
10. Hyman J., Williamson W.S. Preprint Lawrence Livermore Laboratory P. 0. Box 808 Livermore, California 94550. 1977.
11. Murakami M., Ueshima Y., Nishihara K. // Japan. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. 1471.
12. Zielinski A.E. // IEEE Transaction on Magnetics 1997. V. 33 (1). P. 630.
13. Вовченко В.Д., Козловский К.И. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. С. 497.
14. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Фирсов В.А., Цветков Г.О., Панченко В.Я. // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126. С. 103. <https://doi.org/10.21883/os.2019.02.47189.212-18>
15. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. С. 75.
16. Бекман И.Н. Математический аппарат диффузии. 1990 <http://profbeckman.narod.ru/MDL9.pdf>.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

ДИАГНОСТИКА ГОРЯЧЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ, ВЫЛЕТАЮЩЕЙ ИЗ ПЛОТНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ НЕПРЕРЫВНОГО ЭЦР-РАЗРЯДА

© 2023 г. Е. М. Киселёва^{a,b,*}, М. Е. Викторов^{a,b}, В. А. Скалыга^{a,b}, И. В. Изотов^{a,b},
С. С. Выбин^{a,b}, А. В. Поляков^{a,b}, А. Ф. Боханов^a

^a Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”,
Нижний Новгород, Россия

^b Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

*e-mail: kiseleva@ipfran.ru

Поступила в редакцию 07.10.2022 г.

После доработки 23.01.2023 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Экспериментально исследовано энергетическое распределение горячих электронов, вылетающих из плазмы ионного источника на основе разряда в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР). Измерения были проведены в широком диапазоне значимых параметров мощности греющего СВЧ-излучения и давления нейтрального газа. Уникальность исследуемой установки состоит в высоком удельном энерговкладе в плазму, удерживаемую в квазигазодинамическом (столкновительном) режиме. Также в ходе экспериментов была произведена диагностика излучения в микроволновом диапазоне, порождаемого исследуемой горячей фракцией электронов. Были найдены режимы, при которых выполняются условия для развития кинетических неустойчивостей в плазме ЭЦР-разряда. Установлены энергии электронов, вызывающих развитие неустойчивостей такого типа, и характеризующихся всплесками СВЧ-излучения.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, электронный циклотронный резонанс (ЭЦР), ЭЦР ионные источники, функция распределения электронов по энергиям, диагностика плазмы, кинетические неустойчивости

DOI: 10.31857/S0367292122601266, **EDN:** FKKUTC

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники плазмы на основе разряда, поддерживаемого в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР), применяются во многих областях. Одну из важнейших ролей установки такого типа играют в ускорительных приложениях. Источники ионов, основанные на плазме ЭЦР-разряда, удерживаемой в открытых магнитных ловушках, стали превалировать среди других подобных устройств благодаря возможности получать пучки заряженных частиц с большим зарядом ионов и высокими значениями полного тока. По мере развития ускорительных систем требования к параметрам пучков значительно повышаются. Увеличение эффективности таких источников осуществляется, в первую очередь, в соответствии с правилами подобия, предложенными Р. Желлером [1]. Следуя им, можно предсказать кратное увеличение тока извлекаемого пучка, увеличивая частоту и мощность греющего СВЧ-излучения, поддерживающего разряд, и совер-

шая систему магнитного удержания, путем изменения соотношения магнитных полей в ловушке. Однако эти правила подобия имеют как фундаментальные, так и физические ограничения. Так, увеличение частоты нагрева до 45 ГГц требует применения наиболее современных сверхпроводящих магнитов для создания необходимой конфигурации магнитного поля [2], и это является, по-видимому, технологическим пределом греющей частоты на сегодняшний день. Поэтому поиски альтернативных путей увеличения производительности ионного источника и получения потока ионов более высоких зарядов без необходимости принципиальной модернизации системы являются актуальными. Для этого необходимо более детально исследовать процессы, происходящие в плазме ЭЦР-разряда.

Среди важнейших параметров, характеризующих плазму, особо выделяется функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), которой определяется максимальный заряд ионов в

плазме. Знание ФРЭЭ позволяет оценить константы ионизации и предсказать параметры плазмы. Кроме того, форма ФРЭЭ, а именно наличие участков ее возрастания, напрямую связана с развитием кинетических неустойчивостей, существенно влияющих на удержание плазмы [3], а, значит, и на производительность ионных источников.

Несмотря на обширные изучения ФРЭЭ ЭЦР-разряда ([4–7]), форма распределения в широком диапазоне энергий до сих пор неизвестна. Для численного моделирования обычно используют максвелловскую (или бимаксвелловскую) форму распределения электронов по энергии. Однако существует множество способов косвенной оценки энергий электронов в такой плазме, например, локальные зондовые измерения [5], анализ тормозного излучения, спектрометрия [7] и другие методы диагностики. В 2012 г. в ИПФ РАН был представлен способ измерения энергетического распределения электронов, вылетающих из плазмы [8]. Этот метод идейно аналогичен классической масс-спектрометрии ионов с использованием магнитного анализатора с инвертированной полярностью магнита. Он позволяет исследовать горячую (от единиц кэВ до единиц МэВ) компоненту электронов, покидающих магнитную ловушку. Электроны, вылетающие из плазмы, двигаются вдоль оси системы по вакуумному тракту до поворотного электромагнита. Если ларморовский радиус электрона, напрямую связанный с его энергией, равен радиусу магнита, то он пролетает дальше, где регистрируется с помощью системы умножителей и усилителей. Изменение магнитного поля в катушке позволяет осуществлять разделение электронов по энергиям.

В этой работе были измерены энергетические распределения электронов, покинувших плазму ЭЦР-разряда, с помощью указанного выше метода на экспериментальном стенде GISMO с высоким удельном энерговкладом [9]. Параллельно с этими измерениями была проведена диагностика излучения СВЧ-диапазона из плазмы. Были определены области параметров, для которых характерно развитие кинетических неустойчивостей, проявляющихся в выбросах энергичных частиц, синхронизированных с импульсной генерацией СВЧ-излучения.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Описанные в этой работе эксперименты проводились на установке GISMO (Gasdynamic Ion Source for Multipurpose Operation) — газодинамическом ЭЦР ионном источнике с высоким удельным энерговкладом, созданном в ИПФ РАН [9, 10].

Удержание плазмы в GISMO осуществляется в простой магнитной ловушке, собранной из постоянных магнитов. Максимальное магнитное поле в пробках ловушки составляет $B_{\max} = 1.5$ Тл, минимальное поле в центре — $B_{\min} = 0.25$ Тл, пробочное соотношение равно 6.

Схема установки представлена на рис. 1. Источником греющего СВЧ-излучения является современный технологический гиротрон, работающий на частоте 28 ГГц с мощностью до 10 кВт в непрерывном режиме. Благодаря высокой мощности СВЧ-излучения, а также небольшому объему плазмы (порядка 40 см³), в установке GISMO достигаются рекордные для ионных источников значения удельного энерговклада в плазму непрерывного ЭЦР-разряда на уровне 50–100 Вт/см³, тогда как в традиционных источниках эта величина не превышает 1–5 Вт/см³ [11]. Энерговклад определяется плотностью СВЧ-мощности, вкладываемой на единицу объема, с учетом экспериментального значения коэффициента поглощения плазмы около 50%.

Другим важным преимуществом установки GISMO является широкий диапазон давлений газа в СВЧ-разряде (от 4×10^{-3} Торр до 10^{-6} Торр), что позволяет проводить исследования как в классическом (бесстолкновительном) [12], так и в квазигазодинамическом (столкновительном) [13] режимах удержания плазмы в магнитной ловушке. В описанных экспериментах был реализован квазигазодинамический режим удержания, характеризующийся выносом плазмы с ионно-звуковой скоростью, не зависящей от ее плотности. Напуск нейтрального газа осуществлялся непрерывно в области ввода СВЧ-излучения. Во время измерений контролировалась величина скорости напуска, которая не менялась во время зажигания ЭЦР-разряда.

Измерение распределения горячих электронов производилось с помощью магнитостатического анализатора на основе поворотного электромагнита. Для детектирования тока электронов после прохождения разделения по энергии в конце вакуумного тракта был расположен вторично-электронный умножитель (ВЭУ), выходной сигнал которого подавался на вход предусилителя тока, позволяющего регистрировать электронный ток величиной до единиц нА. На катод ВЭУ было подано напряжение величиной — 2.5 кВ по отношению к потенциалу камеры, что препятствовало регистрации электронов с энергиями ниже 2.5 кэВ, что было учтено при обработке данных. Ток в электромагните анализатора задавался микроконтроллером, который позволял делать сканирование с маленьким шагом по энергии, что дало возможность иметь энергетическое разрешение около 1 кэВ. Токи электромагнита анализатора и электронов на ВЭУ регистрировались

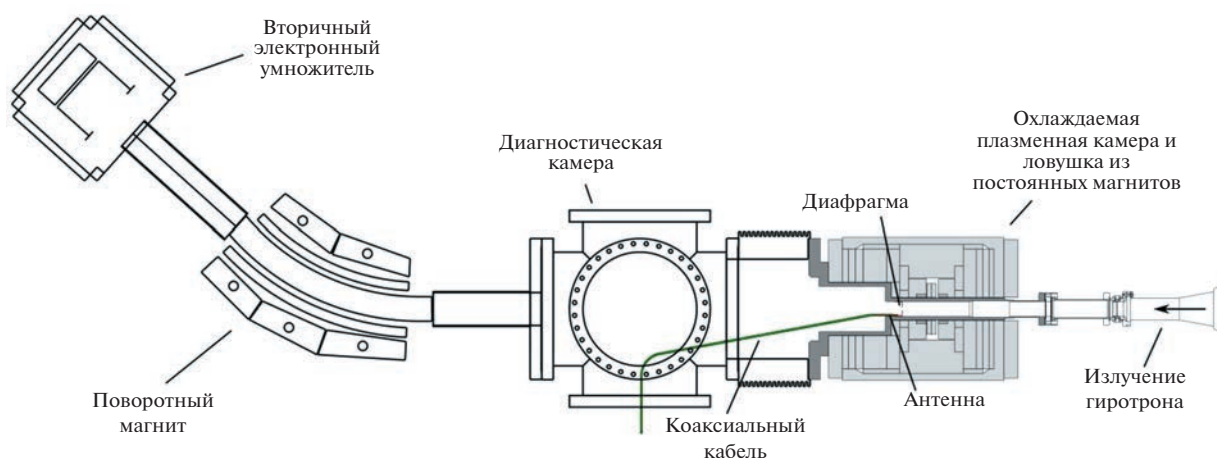


Рис. 1. Схема установки GISMO.

с помощью осциллографа Picoscope (4444B). Важно отметить, что таким способом регистрировались только электроны, летящие близко к оси симметрии магнитной системы установки GISMO.

При обработке данных были учтены такие факторы, как транспортная функция системы (зависимость количества частиц, пролетающих вдоль оси системы на детектор, от энергии), а также коэффициенты вторичной эмиссии и обратного рассеяния катода ВЭУ. Транспортная функция моделировалась следующим образом. Задавалось начальное распределение электронов типа Капчинского–Владимирского в пробке магнитного зеркала. Затем проводилось отслеживание траекторий этих частиц при их движении в магнитном поле вдоль системы до детектора, в том числе при пролете статического магнитного поля анализатора. Коэффициенты вторичной эмиссии и обратного рассеяния катода и их зависимость от энергии были вычислены с помощью данных работ [14, 15].

СВЧ-излучение из плазмы принималось с помощью коаксиальной антенны (разновидность дипольной всенаправленной антенны вертикальной поляризации), расположенной внутри плазменной камеры и вводимой через отверстие диаметром 2 мм в диафрагме, отделяющей плазму от диагностической камеры. Антенна была подключена к СВЧ-детектору и осциллографу Picoscope (4444B) для одновременного измерения всплесков тока электронов и СВЧ-излучения, либо напрямую к осциллографу Keysight DSA-Z 594A с полосой пропускания 60 ГГц для измерения частоты излучения и построения спектра излучения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения функции распределения вылетающих электронов по энергиям (ФРВЭЭ) проводились в широком диапазоне СВЧ-мощности гиротрона (от 1.4 до 4.6 кВт) и давлений напускаемого газа (от 0.1 до 4 мТорр). В качестве рабочего газа использовался водород. На рис. 2 приведено суммарное количество электронов в условных единицах, прилетающих на детектор, в зависимости от давления напускаемого газа и мощности СВЧ-излучения гиротрона. Оно было посчитано как интеграл под кривой в распределениях, обрезанных на уровне энергии 500 кэВ (при энергиях выше этого значения наблюдалось большое количество шумов, что не позволило считать сигнал достоверным). Из данных, представленных на рис. 2 видно, что чем темнее область в рассматриваемом диапазоне давлений и СВЧ-мощностей, тем выше ток в этом режиме. Величина тока электронов указана в условных единицах, поскольку точный коэффициент усиления умножителя вторичных электронов неизвестен, а диагностикой регистрируется лишь малая часть вылетающих из плазмы электронов, и абсолютная величина тока электронов может быть оценена только по порядку величины.

Можно сделать вывод о существовании нескольких выделенных диапазонов мощностей и давлений со схожими характеристиками распределений. Например, для давлений выше 2 мТорр наблюдается отчетливый порог, характеризующийся резким увеличением тока электронов при превышении некоторого значения СВЧ-мощности, разного для каждой отдельной точки по давлению. Для давлений ниже 0.5 мТорр наблюдается схожая ситуация.

На рис. 3 показана характерная для диапазона высоких давлений и мощностей ФРВЭЭ, полученная при давлении 2.2 мТорр и СВЧ-мощности

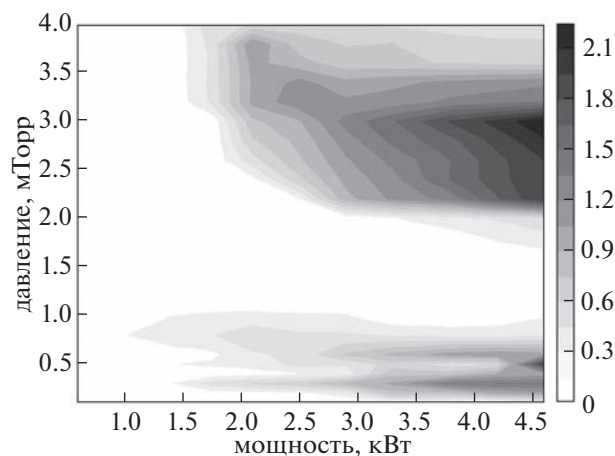


Рис. 2. Диаграмма величины тока электронов в относительных единицах (пропорционально плотности серого цвета, правая шкала) в зависимости от СВЧ-мощности и давления газа.

4.6 кВт. Отчетливо выделяются пики горячих фракций частиц вблизи энергий 100, 200 и 250 кэВ. В этом режиме наблюдалось большое количество всплесков СВЧ-излучения из плазмы в частотном диапазоне 3–6 ГГц, являющихся прямым следствием развития кинетических неустойчивостей в плазме (см. рис. 4). Параллельно с этим были зарегистрированы всплески тока электронов на фоне постоянного электронного сигнала на энергиях, соответствующих некоторым пикам распределения на рис. 3, что также независимо подтверждает развитие кинетических неустойчивостей. Запись осциллограмм осуществлялась в режиме триггера, нацеленного на детектирование всплесков электронов. Следует отметить, что всплески потока электронов на энергиях, отличных от пиков, представленных на рис. 3, не наблюдались. Это позволяет утверждать, что в ходе экспериментов удалось выделить энергичную фракцию покидающих ловушку электронов, непосредственно возникающую в результате развития кинетических неустойчивостей. СВЧ-излучение наблюдалось только при давлениях выше 1.5 мТорр и высокой мощности. При этом на значениях 1.5–2 мТорр наблюдались единичные всплески. При давлении выше 2 мТорр, одновременно с особенностями энергетического распределения, количество всплесков увеличивалось и принимало квазинепрерывный характер. Следующие эксперименты будут посвящены измерению спектров этого излучения и сопоставлению их с характерными частотами, соответствующими энергиям обнаруженных фракций электронов.

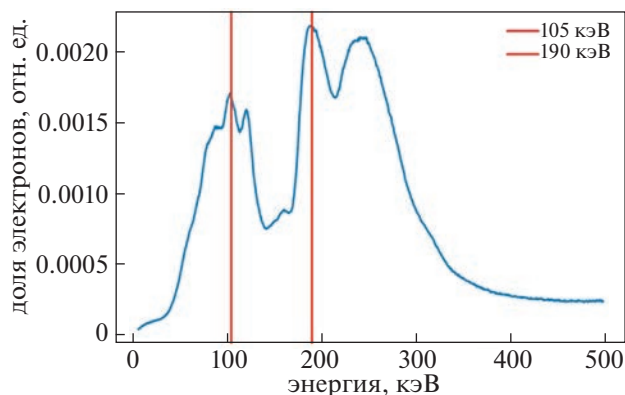


Рис. 3. Характерная функция распределения вылетевших электронов по энергии при давлении 2.2 мТорр и СВЧ-мощности 4.6 кВт.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе экспериментального исследования энергетического распределения электронов, покинувших плазму ЭЦР-разряда, был обнаружен диапазон давления рабочего газа и мощности греющего СВЧ-излучения, характеризующийся синхронными всплесками горячих электронов и СВЧ-излучения в полосе 3–6 ГГц. В этом диапазоне параметров наблюдается развитие кинетических неустойчивостей, ухудшающих удержание плазмы и негативно влияющих на работу ионного источника. Обнаружено, что всплески электронов, синхронные с СВЧ-излучением, наблюдаются только на определенных энергиях электронов (105 и 190 кэВ), соответствующих максимумам на измеренной функции распределения вылетающих электронов по энергиям, что позволяет связать эти фракции с развитием кинети-

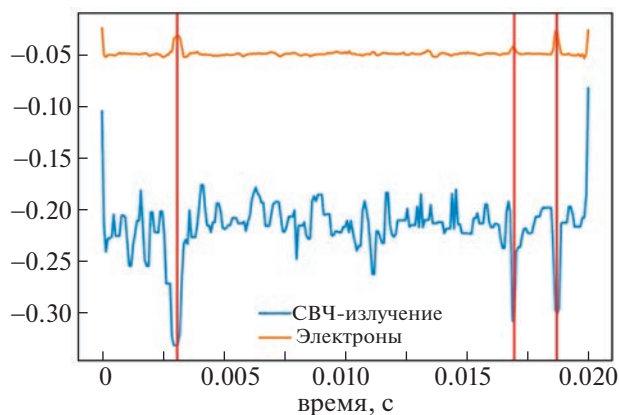


Рис. 4. Характерная осциллограмма СВЧ-излучения из плазмы вместе с всплесками тока электронов с энергией 200 кэВ при давлении 2 мТорр и мощности 3.2 кВт. По вертикальной оси отложена амплитуда регистрируемого сигнала.

ческих неустойчивостей. Дальнейшие исследования будут посвящены изучению спектров СВЧ-излучения и подробному исследованию связи выделенных частот с пиками на ФРВЭЭ. Эти шаги важны для дальнейшего нахождения истинной ФРЭЭ плазмы ЭЦР-разряда.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00262).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Geller R.* // Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas . Bristol.: Institute of Physics, 1996.
2. *Zhu L., Wu W., Yu S.R., Sun L.T., Chen Y.Y., Mei E.M., Ni D.S., Du Z.Y.* // *Cryogenics*. 2020. V. 112. 103192. <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2020.103192>
3. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Izotov I.V., Mansfeld D.A., Skalyga V.A., Tarvainen O.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. 155001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.155001>
4. *Fischer R., Dose V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1999. V. 41. P. 1109. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/9/304>
5. *Vinogradov I.P.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1999. V. 8. P. 299. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/8/2/311>
6. *Hemmers D., Kempkens H., Uhlenbusch J.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. 2315. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/15/311>
7. *Lagarde T., Arnal Y., Lacoste A., Pelletier J.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2001. V. 10. P. 181. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/10/2/308>
8. *Golubev S.V., Izotov I.V., Mansfeld D.A., Semenov V.E.* // *Review of Scientific Instruments*. 2012. V. 83. № 2. <https://doi.org/10.1063/1.3673012>
9. *Skalyga V.A., Bokhanov A.F., Golubev S.V., Izotov I.V., Kazakov M.Yu., Kiseleva E.M., Lapin R.L., Razin S.V., Shaposhnikov R.A., Vybin S.S.* // *Review of Scientific Instruments*. 2019. V. 90. № 12. <https://doi.org/10.1063/1.5128489>
10. *Skalyga V.A., Golubev S.V., Izotov I.V. et al.* // *EPJ Web Conf.* 2018. V. 187. 01018 <https://doi.org/10.1051/epjconf/201818701018>
11. *Alain Lapierre, Janilee Benitez, Masahiro Okamura, Damon Todd, Daniel Xie, Yine Sun* // *arXiv*. 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2205.12873>
12. *Pastukhov V.P.* // *Nucl. Fusion*. 1974. V. 14. № 3. P. 68.
13. *Semenov V.E., Turlapov A.V.* // *Physical Review E*. 1998. V. 57. № 5. P. 5937.
14. *Linand Y., Joy D.C.* // *Surf. Interf. Anal.* 2005. V. 37. P. 895
15. *Tabata T.* // *Proceedings of the Fourteenth EGS Users' Meeting in Japan, KEK, Tsukuba, Japan, 7–9 August 2007.* <https://doi.org/10.13140/2.1.3458.9125>

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

© 2023 г. А. М. Игнатов*

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

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

Поступила в редакцию 05.11.2022 г.

После доработки 15.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Теоретически исследуется влияние невзаимности межчастичных сил на обмен энергией между линейной цепочкой пылевых частиц и окружающей средой. Показано, что существенную роль играет обмен энергией между пылевым компонентом и ионным потоком. При приближении к порогу неустойчивости связанных волн возникает существенное отклонение от закона равнораспределения кинетической энергии по степеням свободы. В случае неоднородного разогрева цепочки коэффициент теплопроводности не зависит от числа частиц и определяется параметрами окружающей плазмы.

Ключевые слова: пылевая плазма, теплопроводность, броуновское движение

DOI: 10.31857/S0367292122601412, **EDN:** NAHNVD

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование теплопроводности играет заметную роль в физике пылевой плазмы (например, [1–3]). В случае малой концентрации пыль фактически представляет собой добавку тяжелого газа к более легкому (электроны, различные сорта нейтралов и ионов), поэтому говорить о теплопроводности каждого компонента в отдельности не имеет смысла. Если же концентрация пыли достаточно велика, то макрочастицы образуют сильно скоррелированные структуры, аналогичные жидкостям или твердому телу, погруженные в плазму. В этом случае можно рассматривать пыль и окружающую среду как две подсистемы, учитывая при этом энергообмен между ними.

В эксперименте непосредственно наблюдаемыми величинами являются координаты и скорости отдельных пылинок, т.е. в конечном итоге их кинетические энергии. Поэтому в литературе часто говорят о кинетической температуре, и под теплопроводностью понимается процесс переноса средней кинетической энергии частиц из одной части пылевой подсистемы в другую.

Неоднородность распределения кинетической энергии частиц может быть вызвана асимметрией экспериментальной установки [4, 5]. Имеется также возможность искусственного разогрева части пылевой структуры при помощи случайно модулированного лазерного пучка [6–8].

Теоретическое описание теплопроводности двумерных плазменных кристаллов и жидкостей проводилось численными методами в предполо-

жении, что пылинки взаимодействуют между собой посредством экранированных кулоновских сил [9–14]. Недавно также была предложена простая модель теплопроводности [15, 16], которая на качественном уровне соответствует имеющимся экспериментальным данным и численным расчетам.

Макроскопическая частица в приэлектродной области газового разряда находится в окружении анизотропной среды, состоящей из нейтрального газа, бальмановских электронов и направленного потока ионов. По этой причине электрическое поле точечного заряда оказывается асимметричным. Как следствие, межчастичные силы оказываются невзаимными, т.е. для двух частиц сила действия не равна силе противодействия. Это формальное нарушение третьего закона Ньютона, обусловленное обменом импульсом между макрочастицами и ионным потоком, существенным образом влияет на теоретическое описание динамики макрочастиц в плазме.

Цель настоящей работы заключается в изучении влияния невзаимности межчастичных сил на энергообмен пылинок с окружающей средой на примере одномерной цепочки частиц. Статья организована следующим образом. В разд. 2 описана используемая модель, а в разд. 3 обсуждаются общие свойства колебаний конечной цепочки частиц. Кинетическому описанию пыли на основе уравнения Фоккера–Планка посвящен раздел 4. Результаты численного анализа обсуждаются в разд. 5.

2. МОДЕЛЬ

Рассматривается цепочка, состоящая из N частиц с одинаковыми массами и зарядами, причем заряды считаются постоянными. В равновесии частицы расположены вдоль оси x на одинаковом расстоянии a друг от друга. В вертикальном направлении (ось z) ансамбль удерживается внешним потенциальным полем с характерной частотой колебаний Ω_0 , и все частицы расположены на одной высоте, то есть равновесные координаты частиц равны $x_i^0 = ai$, $z_i^0 = z^0$ ($i = 1 \dots N$). На частицы действуют внешние случайные силы, а также силы трения об окружающую среду.

Частицы движутся в плоскости xz , причем потенциал взаимодействия считается четной функцией x ($U(-x, z) = U(x, z)$), но в вертикальном направлении межчастичные силы невязимны ($U(x, -z) \neq U(x, z)$). Если потенциал взаимодействия достаточно быстро уменьшается с увеличением расстояния, можно ограничиться учетом взаимодействия между ближайшими соседями. Тогда в линейном приближении уравнения Ланжевена для малых отклонений от равновесия ($x_i \rightarrow x_i^0 + x_i$, $z_i \rightarrow z_i^0 + z_i$) имеют вид [17]

$$\begin{aligned} \ddot{x}_i &= F_{x,i,i-1}^{in} + F_{x,i,i+1}^{in} + F_{x,i}^{ext}, \\ \ddot{z}_i &= -\Omega_0^2 z_i + F_{z,i,i-1}^{in} + F_{z,i,i+1}^{in} + F_{z,i}^{ext}, \quad i = 1 \dots N. \end{aligned} \quad (1)$$

Предполагается, что частицы с номерами 0 и $N+1$ каким-то образом закреплены, а их смещения равны нулю $x_0 = z_0 = x_{N+1} = z_{N+1} = 0$. Масштабы длины и времени выбраны так, чтобы массы частиц равнялись единице. Точками над символами обозначается производная по времени и, за исключением тех случаев, когда это необходимо, явная зависимость от времени опускается.

Внутренние силы $F_{i,i\pm 1}^{in}$ в (1), действующие на частицу i со стороны ближайших соседей с номерами $i \pm 1$, равны

$$\begin{aligned} F_{x,i,i+\sigma}^{in} &= u_{2,0}(x_{i+\sigma} - x_i) - \sigma u_{1,1} z_{i+\sigma}, \\ F_{z,i,i+\sigma}^{in} &= u_{0,2}(z_{i+\sigma} - z_i) - \sigma u_{1,1} z_{i+\sigma}, \quad \sigma = \pm 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Силовые константы здесь выражаются через вторые производные потенциала взаимодействия

$$u_{i,j} = \left. \frac{\partial^2 U(x, z)}{\partial x^i \partial z^j} \right|_{x=a, z=0}. \quad (3)$$

Заметим, что, поскольку коэффициент $u_{1,1} \neq 0$, для сил вида (2) нарушается третий закон Ньютона $F_{i,i-1}^{in} + F_{i-1,i}^{in} \neq 0$.

Под внешними силами F_i^{ext} в (1) подразумевается совокупность сил трения и внешних случайных сил

$$\begin{aligned} F_{x,i}^{ext} &= -\gamma \dot{x}_i + f_{x,i}, \\ F_{z,i}^{ext} &= -\gamma \dot{z}_i + f_{z,i}. \end{aligned} \quad (4)$$

Взаимодействие отдельной частицы с плазмой (сила ионного увлечения, поляризационные потери) может приводить к зависимости силы трения от направления скорости. В настоящей работе для простоты предполагается, что трение обусловлено взаимодействием с нейтральным газом, и все коэффициенты γ равны.

Усредненные по ансамблю внешние случайные силы равны нулю $\langle f_{\alpha,i}(t) \rangle = 0$, а их корреляторы считаются независимыми

$$\langle f_{\alpha,i}(t) f_{\beta,j}(t') \rangle = 2D_{\alpha,i} \delta_{\alpha,\beta} \delta_{i,j} \delta(t - t'), \quad \alpha, \beta = x, y, \quad (5)$$

причем интенсивности источников шума $D_{\alpha,i}$ для разных частиц могут быть различными. Используя (5), мы предполагаем, что влияние плазменных флуктуаций мало и основным источником шумов является либо нейтральный газ, либо внешнее воздействие. Совокупность двух процессов – воздействия шума и трения – моделирует контакт каждой частицы с термостатом определенной температуры.

В приэлектродной области разряда пылевые частицы расположены в плазме, состоящей из максвелловских электронов с температурой T_e и холодного потока ионов со скоростью u , направленного в отрицательном направлении оси z . Соответствующий потенциал взаимодействия и силовые константы (3) рассчитываются численными методами [17]. При этом в качестве единицы длины выбирается $\lambda = u/\omega_{pi}$, где ω_{pi} – ионная плазменная частота, а единицы времени – $M_0^{1/2} \lambda^{3/2} / |Q|$, где M_0 – масса, а Q – заряд отдельной пылинки. В этих переменных величины (3) зависят от одного параметра $M = (n_e/n_i) u \sqrt{m_i/T_e}$, пропорционального числу Маха ионного потока.

В дальнейшем для численных расчетов и построения графиков принимается значение межчастичного расстояния $a = 3$ для которого приближение взаимодействия между ближайшими соседями оказывается оправданным. Используются два набора коэффициентов $u_{i,j}$, соответствующих дозвуковому и сверхзвуковому потокам ионов, приведенных в табл. 1.

3. МОДЫ КОЛЕБАНИЙ

Обсудим сначала характерные черты динамики цепочки частиц в отсутствие внешних случайных сил.

Таблица 1. Параметры численных расчетов

	M	$u_{2,0}$	$u_{0,2}$	$u_{1,1}$	Ω_{cr}	ω_h	γ
1	0.5	8.3×10^{-3}	-1.6×10^{-2}	-3.5×10^{-2}	0.447	0.298	10^{-3}
2	1.5	2×10^{-2}	-3.7×10^{-4}	6.5×10^{-3}	0.297	0.282	10^{-3}

3.1. Собственные частоты

Для бесконечной цепочки частиц собственные колебания и их частоты $\omega(k)$ различаются при помощи волнового вектора k , т.е. смещения пропорциональны $x_n, z_n \sim e^{ikn}$ и $|k| \leq \pi$. При достаточно большой частоте внешнего потенциала Ω_0 выделяются оптическая и акустическая ветви колебаний с частотами, соответственно, $\omega^o(k)$ и $\omega^a(k)$, причем $\omega^o(k) > \omega^a(k)$, и в длинноволновом пределе $\omega^o(k \rightarrow 0) \rightarrow \Omega_0$ и $\omega^a(k \rightarrow 0) \rightarrow 0$. В отсутствии трения при уменьшении величины Ω_0 вплоть до некоторого значения Ω_{cr} происходит гибридизация двух ветвей колебаний и развивается неустойчивость связанных волн. При $\Omega_0 = \Omega_{cr}$ для определенного значения волнового вектора частоты оптических и акустических колебаний совпадают, $\omega^a(k_0) = \omega^o(k_0) = \omega_h$. Критическое значение Ω_{cr} и частота ω_h зависят от силовых констант (3) [17] и также приведены в табл. 1.

Для случая конечной цепочки частиц собственные частоты вычисляются следующим образом. Введем $2N$ -мерный вектор в конфигурационном пространстве $\mathbf{r} = (x_1, \dots, x_N, z_1, \dots, z_N)$ и в отсутствии внешних случайных сил перепишем уравнения движения (1) в матричном виде

$$\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{r} - \gamma \dot{\mathbf{r}}. \quad (6)$$

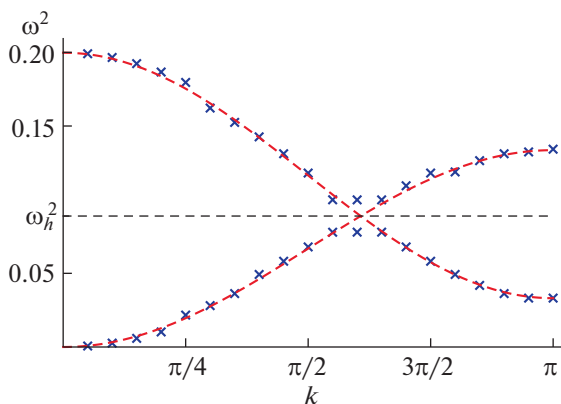


Рис. 1. Крестики — собственные частоты конечной ($N = 20$) цепочки частиц, пунктирные кривые — дисперсионные зависимости для бесконечной цепочки частиц. Набор параметров 1 из табл. 1, $\Omega_0 = \Omega_{cr}$

Матрица $\mathbf{m}$ размерами $2N \times 2N$ состоит из четырех блоков размерами $N \times N$ вида

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} u_{2,0}\mathbf{s}, & -u_{1,1}\mathbf{a}, \\ -u_{1,1}\mathbf{a}, & u_{0,2}\mathbf{a} - \Omega_0^2\mathbf{1} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\mathbf{s}$ — симметричная матрица, $\mathbf{a}$ — антисимметричная матрица с компонентами $s_{i,j} = \delta_{i-1,j} - 2\delta_{i,j} + \delta_{i+1,j}$, $a_{i,j} = \delta_{i+1,j} - \delta_{i-1,j}$ ($i, j = 1 \dots N$) и $\mathbf{1}$ — единичная $N \times N$ матрица. Здесь и в дальнейшем жирным шрифтом выделены матрицы и векторы, а точкой обозначается произведение матрицы на вектор.

Пусть все переменные величины зависят от времени как $\mathbf{r} \sim e^{-i\omega t}$. В отсутствии затухания собственные значения матрицы $\mathbf{m}$ (7) определяют собственные частоты $(\omega_1^2, \dots, \omega_{2N}^2)$ колебаний конечной цепочки, являющиеся корнями полинома $P_0(\omega^2) = \det(\omega^2\mathbf{1} + \mathbf{m}) = 0$. В случае достаточно большого числа пылинок собственные частоты лежат вблизи одной из ветвей колебаний бесконечной цепочки с волновыми векторами $k_i = \pi i/N$ ($i = 1, \dots, N$) (рис. 1). Критическая частота Ω_0 , при достижении которой сливаются два корня полинома $P_0(\omega^2) = 0$ и развивается неустойчивость связанных мод, также зависит от числа частиц. Однако, как показывают численные расчеты, зависимость эта очень слаба и критическая частота для $N \gg 1$ отличается от Ω_{cr} на величину меньше или порядка 10^{-3} . Например, рис. 1 построен при $\Omega_0 = \Omega_{cr}$, но квадраты всех собственных частот различны и положительны $\omega_i^2 > 0$, а цепочка частиц устойчива.

Если учесть трение, то собственные частоты определяются из уравнения $P_0(\omega(\omega + i\gamma)) = 0$. Легко видеть, что в этом случае при $\Omega_0 > \Omega_{cr}$ мнимые части всех собственных частот отрицательны, т.е. однородное трение не меняет условие устойчивости цепочки частиц.

3.2. Интегралы движения

Рассмотрим уравнения движения цепочки частиц вида $\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{g}$, где матрица $\mathbf{m}$ имеет вид (7), а $\mathbf{g}$ — произвольные внешние силы. Если все собственные значения $\mathbf{m}$ различны, то преобразованием подобия эту матрицу можно привести к диаго-

нальному виду $\mathbf{k}^{-1} \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{m}' = -\text{diag}(\omega_1^2, \dots, \omega_{2N}^2)$, где столбцы матрицы $\mathbf{k}$ совпадают с собственными векторами $\mathbf{m}$. Существенно, что вследствие невязимного характера сил ($u_{1,1} \neq 0$) матрица (7) не симметрична, т.е. $\mathbf{m}^\dagger \neq \mathbf{m}$ и, кроме того, $\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}^\dagger \neq \mathbf{m}^\dagger \cdot \mathbf{m}$, где значком † обозначается транспонированная матрица. По этой причине, в отличие от классической механики, матрица $\mathbf{k}$ не является ортогональной, то есть $\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}^\dagger \neq \mathbf{1}$. При этом нормировка собственных векторов матрицы $\mathbf{m}$ не играет существенной роли. Для определенности можно считать, что длина всех собственных векторов равна единице.

Введем новые косоугольные координаты в конфигурационном пространстве $\mathbf{r}' = \mathbf{k}^{-1} \cdot \mathbf{r}$. В терминах координат $\mathbf{r}'$ уравнения движения записываются как $\ddot{r}'_\alpha = -\omega_\alpha^2 r'_\alpha + g'_\alpha$ ($\alpha = 1, \dots, 2N$), где $\mathbf{g}' = \mathbf{k}^{-1} \cdot \mathbf{g}$. Таким образом, в отсутствии внешних сил колебания цепочки частиц представляются в виде набора независимых осцилляторов, каждому из которых можно приписать сохраняющуюся величину

$$h_\alpha = \frac{1}{2}(\dot{r}'_\alpha{}^2 + \omega_\alpha^2 r'^2_\alpha), \quad \alpha = 1 \dots 2N, \quad (8)$$

по виду напоминающую энергию. Сохраняется также комбинация этих величин вида

$$H = \sum_{\alpha=1}^{2N} \mu_\alpha h_\alpha, \quad (9)$$

где μ_α — произвольные постоянные коэффициенты. При помощи интеграла движения (9) можно ввести канонические переменные, в терминах которых уравнения движения свободной цепочки записываются в виде уравнений Гамильтона. Явная форма этих уравнений нам не понадобится, но необходимо отметить одно обстоятельство.

Мощность внешних сил, действующих на ансамбль частиц, имеет вид $P = \dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{g}$. Легко проверить, что вследствие неортогональности матрицы $\mathbf{k}$ производная по времени интеграла (9) не совпадает с мощностью внешних сил $\dot{H} \neq P$ ни при каком выборе констант μ_α . Таким образом, гамильтониан (9) нельзя отождествить с энергией цепочки частиц в целом, которая в данном случае не является сохраняющейся величиной.

Наличие интегралов движения (8) означает, что рассматриваемая цепочка частиц не является эргодической системой. Поэтому всюду в этой статье подразумевается усреднение по ансамблю, а не по времени.

4. УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА—ПЛАНКА

Обозначим координаты в $4N$ -мерном фазовом пространстве цепочки частиц как $\mathbf{y} = (x_i, z_i, \dot{x}_i, \dot{z}_i)$, то есть $x_i = y_i$, $z_i = y_{i+N}$, $\dot{x}_i = y_{i+2N}$, $\dot{z}_i = y_{i+3N}$ ($i = 1 \dots N$). Уравнения Ланжевена (1), (4) описывают стационарный случайный процесс в фазовом пространстве. Функция распределения для полного ансамбля частиц $F(\mathbf{y}, t)$ является решением уравнения Фоккера—Планка, имеющего вид [18, 19]

$$\frac{\partial F(\mathbf{y}, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y_\alpha} [M_{\alpha\beta} y_\beta F(\mathbf{y}, t)] + \frac{\partial^2}{\partial y_\alpha \partial y_\beta} [D_{\alpha\beta} F(\mathbf{y}, t)], \quad \alpha, \beta = 1 \dots 4N, \quad (10)$$

где матрица M составлена из четырех блоков

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{1} \\ \mathbf{m} & -\gamma \mathbf{1} \end{pmatrix} \quad (11)$$

и $\mathbf{0}$, $\mathbf{1}$ — нулевая и единичная $2N \times 2N$ матрицы, а матрица $\mathbf{m}$ равна (7). Коэффициенты диффузии $\mathbf{D}$ в (10) представляют собой диагональную $4N \times 4N$ матрицу, в которой первые $2N$ диагональные элементы равны нулю, а остальные равны интенсивностям источников внешнего шума (5), т.е. $\mathbf{D} = \text{diag}(0, \dots, 0, D_{x,1}, \dots, D_{z,N})$.

Легко проверить, что стационарное решение (10) имеет вид [18, 19]

$$F(\mathbf{y}, \mathbf{B}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^N \det(\mathbf{B})}} \exp\left(-\frac{1}{2} \mathbf{y} \cdot \mathbf{B}^{-1} \cdot \mathbf{y}\right), \quad (12)$$

где $\mathbf{B}$ — симметричная матрица ковариаций, удовлетворяющая уравнению

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{M}^\dagger = -2\mathbf{D}. \quad (13)$$

Решение (12) нормировано на единицу $\int d\mathbf{y} F(\mathbf{y}, \mathbf{B}) = 1$, и одновременные корреляторы любых величин выражаются через матрицу $\mathbf{B}$

$$\langle y_\alpha y_\beta \rangle_{\mathbf{B}} = \int d\mathbf{y} y_\alpha y_\beta F(\mathbf{y}, \mathbf{B}) = B_{\alpha\beta} \quad \alpha, \beta = 1, \dots, 4N. \quad (14)$$

При помощи (14) можно вычислить корреляторы любых линейных комбинаций переменных y_α , y_β .

Решение (12) имеет физический смысл, только если матрица $\mathbf{B}$ положительно определена, т.е. все ее собственные значения положительны. В противном случае функция $F(\mathbf{y}, \mathbf{B})$ не нормируема. Это условие налагает определенные ограничения на коэффициенты, входящие в уравнения (1) и в матрицу (11). Если при изменении каких-либо параметров одно из положительных собственных значений матрицы $\mathbf{B}$ обращается в нуль, то в фазовом пространстве появляется на-

правление, по которому возможна неограниченная диффузия. В частности, это происходит при возникновении каких-либо неустойчивостей в исходной динамической системе (1).

Уравнение (13) линейно относительно матрицы $\mathbf{B}$. Если, например, случайные силы обусловлены суммой двух независимых случайных процессов, тогда в (13) $\mathbf{D} = \mathbf{D}^{(1)} + \mathbf{D}^{(2)}$, а полная матрица ковариаций также равна сумме двух матриц $\mathbf{B} = \mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}^{(2)}$. По этой причине в выражении (14) при угловых скобках явно указана матрица ковариаций. Для обозначения усреднения по полному ансамблю мы используем угловые скобки без индексов, т.е. например, $\langle \dots \rangle = \langle \dots \rangle_{\mathbf{B}^{(1)}} + \langle \dots \rangle_{\mathbf{B}^{(2)}}$.

Отметим одно полезное свойство решений (13). Если коэффициенты диффузии $\mathbf{D}^{(1,2)}$ связаны соотношениями $D_{x,i}^{(1)} = D_{x,N+1-i}^{(2)}$, $D_{z,i}^{(1)} = D_{z,N+1-i}^{(2)}$, то соответствующие решения (13) $\mathbf{B}^{(1,2)}$ описывают одинаковые распределения, отличающиеся лишь нумерацией частиц. Поскольку порядок нумерации — слева направо или справа налево — не играет роли, матрицы $\mathbf{B}^{(1)}$ и $\mathbf{B}^{(2)}$ связаны между собой. Матрица $\mathbf{B}^{(2)}$ получается из матрицы $\mathbf{B}^{(1)}$ просто перенумерацией и заменой знаков матричных элементов, соответствующих подстановке $x_i \rightarrow x_{N+1-i}$, $z_i \rightarrow -z_{N+1-i}$, т.е. в явном виде

$$B_{\sigma N+i, \eta N+j}^{(2)} = (-1)^{\sigma+\eta} B_{(\sigma+1)N+1-i, (\eta+1)N+1-j}^{(1)}, \quad (15)$$

$$i, j = 1 \dots N, \quad \sigma, \eta = 0 \dots 3.$$

В частности, для симметричного распределения случайных сил $\mathbf{D}^{(1)} = \mathbf{D}^{(2)}$ и матричные элементы $\mathbf{B}^{(1)} = \mathbf{B}^{(2)}$ удовлетворяют соотношениям (15).

Расписывая уравнение (13) в терминах одно-временных корреляторов исходных координат и скоростей, легко убедиться, что выполняются довольно очевидные с физической точки зрения тождества

$$\begin{aligned} \langle x_i \dot{x}_j \rangle_{\mathbf{B}} + \langle \dot{x}_i x_j \rangle_{\mathbf{B}} &= 0, \\ \langle z_i \dot{z}_j \rangle_{\mathbf{B}} + \langle \dot{z}_i z_j \rangle_{\mathbf{B}} &= 0, \\ \langle x_i \dot{z}_j \rangle_{\mathbf{B}} + \langle \dot{x}_i z_j \rangle_{\mathbf{B}} &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Рассмотрим диагональные элементы матричного уравнения (13) с номерами $2N+i$ и $3N+i$ ($i = 1, \dots, N$). В терминах исходных координат и скоростей они записываются как

$$\begin{aligned} u_{2,0} \langle \dot{x}_i (x_{i-1} + x_{i+1}) \rangle_{\mathbf{B}} - u_{1,1} \langle \dot{x}_i (z_{i+1} - z_{i-1}) \rangle_{\mathbf{B}} - \\ - \gamma \langle \dot{x}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}} + D_{x,i} = 0, \\ u_{0,2} \langle \dot{z}_i (z_{i-1} + z_{i+1}) \rangle_{\mathbf{B}} - u_{1,1} \langle \dot{z}_i (x_{i+1} - x_{i-1}) \rangle_{\mathbf{B}} - \\ - \gamma \langle \dot{z}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}} + D_{z,i} = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Эти соотношения имеют простой физический смысл. С учетом тождеств (16) легко видеть, что первые два члена в (17), которые могут быть как положительными, так и отрицательными, совпадают со средней мощностью внутренних сил (2), действующих на частицу i со стороны соседних частиц $i \pm 1$. Отрицательные члены, пропорциональные γ , представляют собой мощность сил трения. Наконец, последние члены в (17) положительны и совпадают со средней мощностью случайных сил в (4) $D_{x,i} = \langle \dot{x}_i f_{x,i} \rangle_{\mathbf{B}}$, $D_{z,i} = \langle \dot{z}_i f_{z,i} \rangle_{\mathbf{B}}$.

Таким образом, тождества (17) представляют собой усредненный закон сохранения энергии для одной частицы, который выполняется для каждой степени свободы в отдельности. Подчеркнем, что для отдельной частицы можно говорить только о кинетической энергии. В то же время, как уже отмечалось выше, энергия системы в целом не сохраняется.

Дополнительный канал энергообмена со средой, обусловленный невзаимным характером межчастичных сил, проявляется в том, что поток энергии от, например, частицы i к частице $i+1$ не равен потоку энергии в обратном направлении. Возникающий дисбаланс энергии связан со взаимодействием ансамбля частиц с потоком ионов и с учетом (16) записывается в виде

$$\begin{aligned} W_i(\mathbf{B}) &= \langle \mathbf{F}_{i+1,i}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_{i+1} \rangle_{\mathbf{B}} + \langle \mathbf{F}_{i,i+1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_i \rangle_{\mathbf{B}} = \\ &= 2u_{1,1} \langle \dot{x}_{i+1} z_i + \dot{z}_{i+1} x_i \rangle_{\mathbf{B}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Если эта величина положительна $W_i > 0$, то поток энергии направлен от плазмы к паре частиц с номерами $i, i+1$, а в противном случае в процессе взаимодействия энергия теряется и возникает дополнительное охлаждение. Сумма всех тождеств (17) при этом записывается в виде полного баланса мощности

$$\sum_{i=1}^N \langle \dot{\mathbf{r}}_i \cdot \mathbf{f}_i - \gamma \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}} + \sum_{i=1}^{N-1} W_i = 0.$$

Таким образом, существуют два канала обмена энергией между пылевыми частицами и окружающей средой. Во-первых, есть одночастичный процесс, обусловленный воздействием случайных сил и сил трения. Соответствующий поток энергии связан с каждой частицей в отдельности. Во-вторых, есть коллективный процесс энергообмена, обусловленный взаимодействием между частицами, который можно связать только с ансамблем из двух или большего числа частиц. Заметим, что аналогичные процессы, связанные с коллективным обменом импульсом, в стационарном случае исследовались в работе [20].

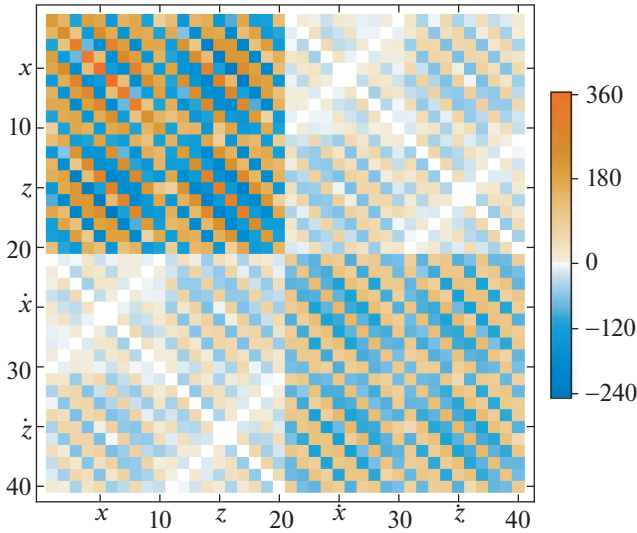


Рис. 2. Матрица ковариаций $\mathbf{B}^{(0)}$ при $M = 0.5$ (табл. 1); $N = 10$, $\Omega_0 = \Omega_{cr} + 10^{-3}$.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В некоторых случаях удастся получить аналитическое решение уравнения (13) для произвольного числа частиц [18, 19]. Для рассматриваемой здесь системы частиц с невзаимными силами метод, использованный в [18, 19] не работает, и в дальнейшем уравнение (13) решается численно. Удобный способ численного решения описан в Приложении.

5.1. Броуновское движение

Рассмотрим сначала случай, когда интенсивности всех источников шума в (5) равны $D_{x,i} = D_{z,i} = D_0$. В этом случае можно говорить о броуновском движении цепочки, находящейся в контакте с термостатом с температурой $T_0 = D_0/\gamma$.

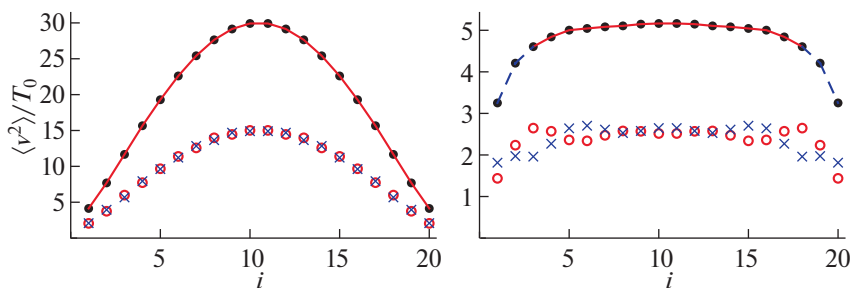


Рис. 3. Распределение среднеквадратичных скоростей при равномерном разогреве цепочки из N частиц. Точки — $\langle \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle$, кружки — $\langle \dot{x}_i^2 \rangle$, крестики — $\langle \dot{z}_i^2 \rangle$. Сплошными прямыми соединены пары частиц, для которых $W_i > 0$, штриховыми — для которых $W_i < 0$ (18). Слева — $M = 0.5$, справа — $M = 1.5$ (табл. 1); $\Omega_0 = \Omega_{cr} + 10^{-3}$.

В соответствии с соотношением Эйнштейна среднеквадратичные флуктуации скорости для изолированной частицы равны $\langle v_{x,i}^2 \rangle = \langle v_{x,i}^2 \rangle = T_0$.

Обозначим решение уравнений (13) с $D_{x,i} = D_{z,i} = \gamma$ как $\mathbf{B}^{(0)}$, тогда любые средние пропорциональны температуре термостата $\langle \dots \rangle = T_0 \langle \dots \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$. Определенное представление о структуре решения (13) дает рис. 2, где показан пример карты матрицы ковариаций $\mathbf{B}^{(0)}$. Белыми квадратиками на этом рисунке показаны матричные элементы, тождественно обращающиеся в нуль в силу тождеств (16).

Распределения нормированных среднеквадратичных флуктуаций скоростей показаны на рис. 3, построенном для N и параметров в таб. 0, соответствующих дозвуковому (слева) и сверхзвуковому (справа) потокам ионов. Точками на рисунке показаны флуктуации полной скорости $\langle \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$, кружками — $\langle \dot{x}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$, а крестиками — $\langle \dot{z}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$. В случае, если величина (18) для двух соседних частиц положительна, точки соединены сплошной красной линией, если же величина (18) отрицательна, то точки соединены синей штриховой линией. В первом случае взаимодействие с потоком ионов приводит к дополнительному разогреву цепочки, а во втором — к охлаждению. Заметим, что в силу соотношений (15) последовательности корреляторов, показанных на рис. 3, симметричны, т.е. например, $\langle \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}} = \langle \dot{\mathbf{r}}_{N+1-i}^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$.

Из левой части рис. 3 видно, что дозвуковой поток ионов заметно увеличит кинетическую энергию каждой пары частиц, которая максимальна в середине цепочки. В случае сверхзвукового потока крайние частицы охлаждаются и максимальная кинетическая энергия в цепочке уменьшается. При этом выполняется закон сохранения (17), поскольку увеличение средней ки-

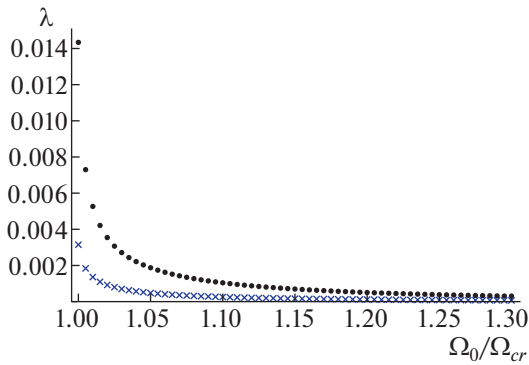


Рис. 4. Зависимость коэффициента λ_0 , рассчитанного для $N = 20, 30 \dots 100$, от Ω_0 . Точки — $M = 0.5$, крестики — $M = 1.5$ (табл. 1).

нетической энергии приводит к увеличению потерь на трение. Однако в обоих случаях сумма всех величин (18) положительна, т.е. в целом энергия передается от ионного потока к нейтральному газу.

Заметный разогрев внутренней части цепочки происходит лишь вблизи порога развития неустойчивости связанных волн. При увеличении Ω_0 эффекты невзаимности оказываются подавленными, максимальная кинетическая энергия частиц уменьшается, и цепочка приходит в состояние, близкое к термодинамическому равновесию. Так, например, при $\Omega_0 = 1.5\Omega_{cr}$ в обоих случаях максимальная кинетическая энергия превышает T_0 на величину меньше или порядка 10%.

Для больших значений $N \gg 1$ полная мощность, передаваемая от ионного потока к термостату $W(\mathbf{B}^{(0)}) = T_0 \sum_{i=1}^N W_i(\mathbf{B}^{(0)})$ (18), с хорошей точностью пропорциональна числу частиц $W(\mathbf{B}^{(0)}) = \lambda_0 T_0 N$. Коэффициент λ_0 зависит от потенциала межчастичного взаимодействия и резко уменьшается при увеличении характерной частоты удерживающего потенциала Ω_0 (рис. 4).

Как уже отмечалось выше, колебания свободной цепочки частиц можно представить в виде набора независимых осцилляторов. Интегралы движения (8) характеризуют амплитуды каждого осциллятора. Примеры распределения величин $\langle h_\alpha \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$ по частотам вблизи порога развития неустойчивости связанных волн показаны на рис. 5. Из рисунка видно, что максимальные амплитуды осцилляторов достигаются для колебаний с частотами, близкими к частоте гибридизации ω_h . При увеличении параметра Ω_0 все собственные частоты лежат вдали от частоты гибридизации ω_h , а все величины $\langle h_\alpha \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}$ стремятся к единице.

5.2. Теплопроводность

Пусть теперь наряду с равномерно распределенными случайными силами на частицы с номерами $i = 1$ и $i = N$ действуют дополнительные силы с интенсивностями $D_{x,1} = D_{z,1} = \gamma T_l$, $D_{x,N} = D_{z,N} = \gamma T_r$. В этом случае можно говорить о контакте крайних частиц цепочки с термостатами с температурами T_l и T_r .

Обозначим решение уравнений (13) при $D_{x,1} = D_{z,1} = \gamma$, $D_{x,i} = D_{z,i} = 0$ ($i = 2, \dots, N$) как $\mathbf{B}^{(l)}$, а при $D_{x,N} = D_{z,N} = \gamma$, $D_{x,i} = D_{z,i} = 0$ ($i = 1, \dots, N$) как $\mathbf{B}^{(r)}$. Тогда полная матрица ковариаций имеет вид $\mathbf{B} = T_0 \mathbf{B}^{(0)} + T_l \mathbf{B}^{(l)} + T_r \mathbf{B}^{(r)}$. Поскольку матрицы $\mathbf{B}^{(l)}$ и $\mathbf{B}^{(r)}$ связаны соотношениями (15), достаточно вычислить лишь одну из них.

Два примера распределения флуктуаций скоростей, рассчитанных при помощи матрицы $\mathbf{B}^{(l)}$, то есть при дополнительном нагреве крайней левой частицы, показаны на рис. 6. В отличие от рис. 3 последовательности, изображенные на рис. 6, не симметричны $\langle \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(l)}} \neq \langle \dot{\mathbf{r}}_{N+1-i}^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(l)}}$. Кроме того, появляются дополнительные пары частиц, для которых $W_i(\mathbf{B}^{(l)}) < 0$, т.е. взаимодействие с

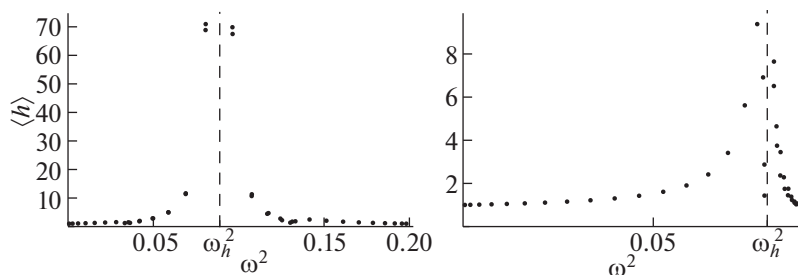


Рис. 5. Распределение усредненных амплитуд осцилляторов (8) по частоте. Слева — $M = 0.5$, справа — $M = 1.5$ (табл. 1); $N = 20$, $\Omega_0 = \Omega_{cr} + 10^{-3}$.

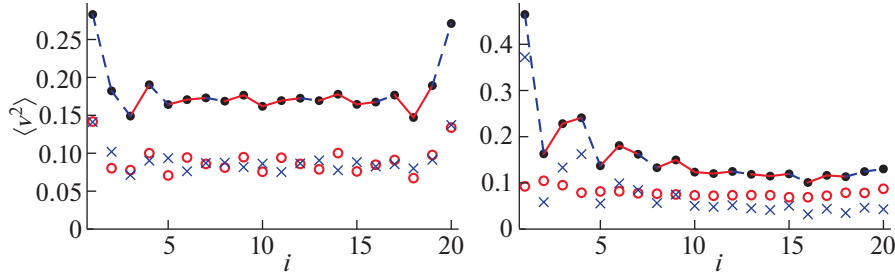


Рис. 6. Распределение среднеквадратичных скоростей при разогреве цепочки из $N = 20$ частиц слева. Точки — $\langle \dot{\mathbf{r}}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(l)}}$, кружки — $\langle \dot{x}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(l)}}$, крестики — $\langle \dot{z}_i^2 \rangle_{\mathbf{B}^{(l)}}$. Сплошными прямыми соединены пары частиц, для которых $W_i(\mathbf{B}^{(l)}) > 0$, штриховыми — для которых $W_i(\mathbf{B}^{(l)}) < 0$ (18). Слева — $M = 0.5$, справа — $M = 1.5$ (табл. 1); $\Omega_0 = \Omega_{cr} + 10^{-3}$.

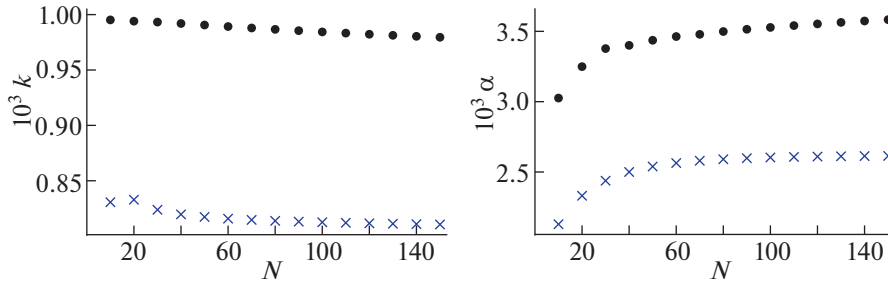


Рис. 7. Коэффициенты теплопроводности κ и теплопередачи α в зависимости от числа частиц. Точки — $M = 0.5$, крестики — $M = 1.5$ (табл. 1); $\Omega_0 = \Omega_{cr} + 10^{-3}$.

ионным потоком приводит к охлаждению цепочки.

Обозначим среднюю температуру левого и правого термостатов как $\Delta T = (T_l + T_r)/2$, а разность как $\delta T = T_l - T_r$. Тогда полная матрица ковариаций записывается как $\mathbf{B} = T_0 \mathbf{B}^{(0)} + \Delta T \Delta \mathbf{B} + \delta T \delta \mathbf{B}$, где $\Delta \mathbf{B} = \mathbf{B}^{(l)} + \mathbf{B}^{(r)}$ и $\delta \mathbf{B} = (\mathbf{B}^{(l)} - \mathbf{B}^{(r)})/2$.

При дополнительном разогреве крайних частиц полная мощность, передаваемая от ионного потока к нейтральному газу, изменяется на величину $\Delta W = \alpha \Delta T$, где

$$\alpha = \sum_{i=1}^N W_i(\Delta \mathbf{B}). \quad (19)$$

Очевидно, что в силу связи между матрицами (15) $W(\delta \mathbf{B}) = 0$, а величина ΔW не зависит от разности температур δT .

Поток энергии U_l , передаваемый от левого термостата во внутреннюю часть цепочки, равен средней мощности сил, действующих на частицу 1 со стороны частицы 2 с обратным знаком

$$-U_l = T_0 \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}} + \Delta T \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\Delta \mathbf{B}} + \delta T \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\delta \mathbf{B}}.$$

Поток энергии от внутренней части цепочки к правому термостату равен

$$U_r = T_0 \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}} + \Delta T \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\Delta \mathbf{B}} + \delta T \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\delta \mathbf{B}}.$$

В силу соотношений между матричными элементами (15)

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}} &= \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\mathbf{B}^{(0)}}, \\ \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\Delta \mathbf{B}} &= \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\Delta \mathbf{B}}, \end{aligned}$$

однако $\langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\delta \mathbf{B}} = -\langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\delta \mathbf{B}}$. Таким образом, величину $Q = -\delta T \langle \mathbf{F}_{1,2}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_1 \rangle_{\delta \mathbf{B}} = \delta T \langle \mathbf{F}_{N,N-1}^{in} \cdot \dot{\mathbf{r}}_N \rangle_{\delta \mathbf{B}}$ можно отождествить с потоком энергии, передаваемой от левого термостата к правому термостату, а величину $\kappa = Q/\delta T$ — с коэффициентом теплопроводности цепочки частиц.

Зависимости коэффициентов κ и α (19) от числа частиц в цепочке показаны на рис. 7. Из левого рис. 7 видно, что при $N \gg 1$ теплопроводность не зависит от длины цепочки, а определяется лишь перепадом температур δT . Аналогичное поведение наблюдается для идеальной одномерной це-

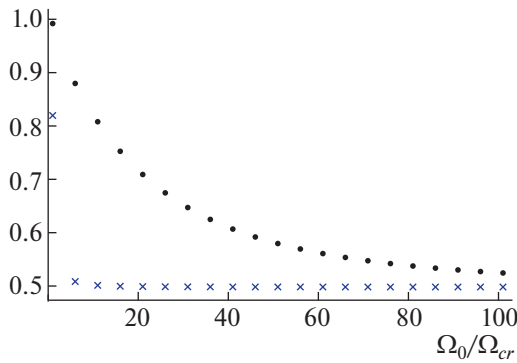


Рис. 8. Зависимость коэффициента теплопроводности от Ω_0 . Точки — $M = 0.5$, крестики — $M = 1.5$ (табл. 1); $N = 40$.

почки без контакта внутренних частиц с термостатом [18, 19].

Коэффициент α (19), характеризующий обмен энергией между дополнительными термостатами и нейтральным газом, растет с увеличением числа частиц и при $N \gg 1$ стремится к константе. Причина заключается в том, что изменение теплообмена происходит в основном вблизи краев цепочки.

При увеличении параметра Ω_0 коэффициент теплопроводности к уменьшается и стремится к постоянной величине (рис. 8). При большом значении Ω_0 флуктуации скоростей частиц в вертикальном направлении сильно заморожены и, так же как и для идеальной одномерной цепочки [18, 19], теплоперенос обусловлен в основном флуктуациями вдоль оси x и определяется продольной упругостью цепочки, т.е. коэффициентом $u_{2,0}$ в (2).

Как уже отмечалось, увеличение параметра Ω_0 приводит к подавлению эффектов невязимности и процесса передачи энергии от плазмы к нейтральному газу. По этой причине коэффициент α (19) резко уменьшается при незначительном увеличении Ω_0 .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье рассмотрен процесс обмена энергией между цепочкой взаимодействующих макрочастиц с окружающей анизотропной плазмой и нейтральным газом. Показано, что существуют два канала энергообмена. Одночастичный процесс связан с воздействием случайных шумов на каждую частицу и диссипацией энергии за счет трения о нейтральный газ.

Коллективный процесс энергообмена обусловлен невязимным характером межчастичных сил и связан с корреляциями между смещениями

и скоростями соседних частиц. В конечном итоге коллективный процесс энергообмена приводит к передаче энергии от ионного потока к нейтральному газу и увеличению средней кинетической температуры пылевых частиц.

Наиболее сильно коллективный процесс энергообмена проявляется вблизи порога развития неустойчивости связанных волн. Вдали от порога неустойчивости ансамбль пылевых частиц приходит в термодинамическое равновесие с окружающей средой, а коллективные процессы играют второстепенную роль.

В случае контакта краев цепочки частиц с независимыми термостатами теплопередача носит аномальный характер. Поток энергии определяется разностью температур термостатов и не зависит от длины цепочки частиц. Коэффициент теплопроводности при этом не зависит от средней температуры окружающей среды.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ (13)

С учетом тождеств (13) и симметрии матрицы $\mathbf{B}$ уравнение (13) приводится к системе $6N^2 + N$ линейных уравнений, однако численно его удобнее решать при помощи преобразования подобия, использованного в разделе 3.2. Матрица $\mathbf{k}$ размером $2N \times 2N$, приводящая матрицу (7) к диагональному виду $\mathbf{k}^{-1} \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{m}' = -\text{diag}(\omega_1^2, \dots, \omega_{2N}^2)$, составлена из собственных векторов $\mathbf{m}$. Аналогичное преобразование при помощи $4N \times 4N$ матрицы $\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \mathbf{k}, & \mathbf{0} \\ \mathbf{0}, & \mathbf{k} \end{pmatrix}$ приводит (11) к виду

$$\mathbf{M}' = \mathbf{K}^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{K} = \begin{pmatrix} \mathbf{0}, & \mathbf{1} \\ \mathbf{m}', & -\gamma \mathbf{1} \end{pmatrix}.$$

Симметричная матрица ковариаций преобразуется как

$$\mathbf{B}' = \mathbf{K}^{-1} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{K}^{\dagger-1}, \quad (20)$$

а матрица коэффициентов диффузии равна $\mathbf{D}' = \begin{pmatrix} \mathbf{0}, & \mathbf{0} \\ \mathbf{0}, & \mathbf{d}' \end{pmatrix}$, где $\mathbf{d}' = \mathbf{k}^{-1} \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{k}^{\dagger-1}$ и $\mathbf{d} = \text{diag}(D_{x,1}, \dots, D_{z,N})$.

Заметим, что симметричная матрица $\mathbf{d}'$ не диагональна, даже если матрица $\mathbf{d}$ пропорциональна единичной.

Уравнение (13) после преобразования подобия сохраняет свой вид с заменой всех матриц на штрихованные. Поскольку матрица $\mathbf{m}'$ диаго-

нальна, это уравнение легко решается в явном виде. Обозначая $\mathbf{B}' = \begin{pmatrix} \mathbf{q}, & \mathbf{p} \\ \mathbf{p}^\dagger, & \mathbf{v} \end{pmatrix}$, из преобразованного уравнения (13) получаем

$$\begin{aligned} q_{\alpha,\beta} &= \frac{4\gamma d'_{\alpha,\beta}}{(\omega_\alpha^2 - \omega_\beta^2)^2 + 2\gamma^2(\omega_\alpha^2 + \omega_\beta^2)}, \\ v_{\alpha,\beta} &= \frac{1}{2}(\omega_\alpha^2 + \omega_\beta^2)q_{\alpha,\beta}, \\ p_{\alpha,\beta} &= \frac{1}{2\gamma}(\omega_\alpha^2 - \omega_\beta^2)q_{\alpha,\beta}, \quad \alpha, \beta = 1 \dots 2N \end{aligned} \quad (21)$$

Заметим, что из антисимметрии матрицы $\mathbf{p}$ следуют тождества (16).

Матрица ковариаций в исходных координатах фазового пространства получается из решения (21) при помощи преобразования (20). Таким образом, наиболее громоздкая численная процедура сводится к нахождению собственных векторов матрицы $\mathbf{m}$, что существенно сокращает объем вычислений по сравнению с прямым решением уравнения (13).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комплексная и пылевая плазма / Ред. Фортон В.Е., Морфилл Г.Е. М.: Физматлит, 2012.
2. Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.M. Elementary Physics of Complex Plasmas. Lect. Notes Phys. 731. Berlin, Heidelberg: Springer, 2008.
3. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and Applications of Complex Plasmas. Imperial College Press, 2005.
4. Фортон В.Е., Ваулина О.С., Петров О.Ф., Шахова И.А., Гавриков А.В., Хрусталева Ю.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 352.
5. Forton V.E., Vaulina O.S., Petrov O.F., Vasiliev M.N., Gavrikov A.V., Shakova I.A., Vorona N.A., Khrustalyov Yu.V., Manohin A.A., Chernyshev A.V. // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. P. 026403.
6. Nunomura S., Samsonov D., Zhdanov S., Morfill G. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 025003.
7. Nosenko V., Goree J., Piel A. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 032106.
8. Nosenko V., Zhdanov S., Ivlev A.V., Morfill G., Goree J., Piel A. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 025003.
9. Hou L.-J., Piel A. // J. Phys. A. 2009. V. 42. P. 214025.
10. Khrustalyov Yu.V., Vaulina O.S. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 046405.
11. Хрусталева Ю.В., Ваулина О.С. // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. С. 1009.
12. Kudelis G., Thomsen H., Bonitz M. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 073701.
13. Shahzad A., He M.-G. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123707.
14. Shahzad A., Kashif M., Munir T., He M., Tu X. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 103702.
15. Khrapak S.A. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 010704.
16. Khrapak S.A. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 084501.
17. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 213.
18. Reider Z., Lebowitz J.L., Lieb E. // J. Math. Phys. 1967. V. 8. P. 1073.
19. Lepri S., Livi R., Politi A. // Phys. Rep. 2003. V. 377. P. 1.
20. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 825.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ
В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ He–Xe© 2023 г. Г. М. Григорьян^{а,*}, А. В. Демьянов^{б,**}, Н. А. Дятко^{б,с,***}, И. В. Кочетов^{б,с,****}^а Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия^б ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия^с Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: galgr2@rambler.ru

**e-mail: demyanov@triniti.ru

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

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

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.

После доработки 12.01.2023 г.

Принята к публикации 14.01.2023 г.

Выполнены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) на стадии послесвечения тлеющего разряда в смеси гелия (содержание 98.5% He) и ксенона (содержание 1.5% Xe) для давлений 1, 2 и 3 Торр и тока разряда 10 мА. Разряд зажигался в трубке радиусом 1.25 см. Согласно измерениям, в области малых энергий функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) имеет вид близкий к максвелловской функции. Характерной особенностью измеренных функций распределения является также наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато связано с быстрыми электронами (4.5 эВ), образующимися в процессах хемоионизации с участием метастабильных атомов ксенона. Расчеты выполнены в рамках нестационарного уравнения Больцмана в локальном приближении для ФРЭЭ с учетом источника быстрых электронов. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов.

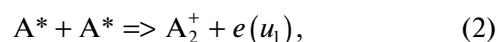
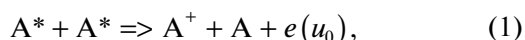
Ключевые слова: тлеющий разряд, плазма послесвечения, зонды Ленгмюра, функция распределения электронов по энергии, кинетика, метастабильный уровень, хемоионизация

DOI: 10.31857/S0367292122601588, EDN: FKOPTI

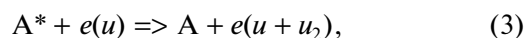
1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретическое исследования функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в плазме послесвечения тлеющего разряда в инертных газах интенсивно проводились в 70-х и 80-х гг. прошлого столетия (см., например, [1–13] и приведенные там ссылки). Полученные результаты были затем обобщены в обзорах [14, 15]. Исследования проводились в основном при малых давлениях газов ~1 Торр. В более поздних работах [16–21] исследования проводились как при малых, так и при более высоких (~10 Торр) давлениях.

Было показано, что в формировании ФРЭЭ в условиях выключенного электрического поля — “послесвечения разряда” — важную роль играют процессы, в которых появляются быстрые электроны. Это процессы хемоионизации



и соударения второго рода электронов с возбужденными атомами A^* (будем далее говорить о нижнем метастабильном уровне атомов)



где u_0 , u_1 — энергии появившихся электронов, а u и $u + u_2$ — энергии электрона до и после соударения, u_2 — энергия электронного уровня. Например, для атомов ксенона $u_0 \approx 4.5$ эВ, $u_1 \approx 5.5$ эВ, $u_2 \approx 8.31$ эВ.

Качественно вид ФРЭЭ в послесвечении разряда в инертном газе можно описать следующим образом. После выключения электрического поля функция распределения электронов релаксирует таким образом, что формируется низкоэнергетическая часть ФРЭЭ, которая близка к максвелловской функции, и высокоэнергетическая часть, обусловленная появлением быстрых электронов. При этом средняя энергия электронов в

низкоэнергетической части ФРЭЭ (средняя энергия основной группы электронов в плазме), $\langle u \rangle$, становится значительно меньше u_0 . Вид ФРЭЭ в высокоэнергетической части зависит от условий. Если обратное время свободной диффузии быстрых электронов τ_{df}^{-1} меньше частоты релаксации их энергии в упругих соударениях ν_{mf} , то формирование “быстрой” части функции распределения будет локальным, и будет формироваться сплошной энергетический спектр от энергии быстрых электронов до $\langle u \rangle$.

Если же для быстрых электронов выполняется обратное соотношение $\tau_{df}^{-1} > \nu_{mf}$, то на формирование “быстрой” части ФРЭЭ будет влиять их взаимодействие со стенками плазменного объема (с пристеночным скачком потенциала). При этом потенциал стенок плазменного объема будет зависеть от скорости образования быстрых электронов. Если поток быстрых электронов на стенку в предположении их свободной диффузии меньше, чем амбиполярный поток ионов, то пристеночная разность потенциалов будет составлять величину около $\langle u \rangle / e$, где e — заряд электрона. В этом случае пристеночный скачок потенциала практически не будет влиять на движение быстрых электронов, а функция распределения этих электронов по энергии будет иметь вид локальных максимумов в области энергий u_0, u_1, u_2 . Если выполняется обратное соотношение, т.е. поток быстрых электронов на стенку больше, чем амбиполярный поток ионов, то пристеночный скачок потенциала становится $\sim u_f / e$, где u_f — энергия быстрых электронов. В результате быстрые электроны запираются в объеме и теряют энергию в процессах упругого рассеяния на атомах. В этом случае образуется сплошной энергетический спектр, как и в случае $\tau_{df}^{-1} < \nu_{mf}$.

Заметим, что в большинстве экспериментальных работ, посвященных исследованиям ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда в инертных газах, исследования проводились в условиях, когда функция распределения быстрых электронов имеет вид одного или нескольких максимумов. При этом измерения проводились именно в диапазоне энергий вблизи этих максимумов (например, обзор [14] и цитируемые в нем работы). Исследований, в которых измерения проводились в широком диапазоне энергий, в условиях, когда формируется сплошной энергетический спектр электронов, немного (см. [12, 17]).

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда в смеси газов ($\text{He} + 1.5\% \text{Xe}$) для давлений 1, 2 и 3 Торр и тока разряда 10 мА. Выбор смеси обусловлен следующими соображениями. В разряде в такой смеси гелий играет роль буферного газа. Концентрация возбужденных

атомов гелия в плазме очень мала, а ионизация обеспечивается процессами прямой и ступенчатой ионизации атомов ксенона и хемоионизации. Соответственно, в послесвечении разряда энергия быстрых электронов, образующихся в процессе (1), будет относительно небольшой ($u_0 \approx 4.5$ эВ). При этом релаксация энергии электронов будет происходить достаточно быстро в упругих соударениях с легкими атомами гелия. В такой ситуации можно ожидать, что в послесвечении будет формироваться сплошной энергетический спектр электронов до энергии ~ 4.5 эВ. В дополнительных экспериментах измерялись также вольтамперные характеристики разряда и населенности нижних электронных уровней атомов Хе в разряде и на стадии послесвечения разряда.

Путем численного решения нестационарного уравнения Больцмана для электронов (в локальном приближении) выполнены расчеты ФРЭЭ в послесвечении разряда для экспериментальных условий. В расчетах использовались измеренные значения напряженности электрического поля в положительном столбе разряда и населенностей нижнего метастабильного уровня ксенона. Проведено сравнение измеренных и рассчитанных ФРЭЭ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования функции распределения электронов (ФРЭЭ) в плазме послесвечения тлеющего разряда в газовой смеси $\text{He} + 1.5\% \text{Xe}$. Кроме того, измерялась населенность нижних электронных уровней ксенона $1s_5, 1s_4$ и $1s_3$ на оси разрядной трубки. В экспериментах использовалась разрядная трубка из молибденового стекла диаметром 25 мм. Цилиндрические электроды диаметром 3 см и длиной 5 см, вынесенные в вертикальные отростки трубки, были изготовлены из тантала. Расстояние между электродами составляло 40 см. Измерения проводились при давлении $P = 0.5\text{--}3$ Торр. В качестве рабочих газов использовались ксенон 95 (чистотой 99.995%) и спектрально чистый гелий. Установка работала в проточном режиме, газовая смесь прокачивалась через трубку со скоростью 20–30 см/с.

Экспериментальная установка позволяла работать как в режиме разряда постоянного тока, так и в импульсно-периодическом режиме. В режиме постоянного тока высоковольтный стабилизированный источник обеспечивал напряжение до 2 кВ, а ток в разряде мог меняться в диапазоне $I_d = 10\text{--}100$ мА. Для осуществления работы в импульсно-периодическом режиме разряд периодически обрывался специальной схемой шунтирования. Частота повторения импульсов тока со-

ставляла 2–3 кГц, длительность импульса была приблизительно равна 400 мкс, задний фронт импульса напряжения составлял около 2 мкс.

В режиме разряда постоянного тока измерялись напряженность электрического поля в положительном столбе и приэлектродное падение напряжения на специальной трубке того же диаметра. Величина напряженности электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда оценивалась как $E = (U_d - U_{el})/L_d$, где U_d — измеренное падение напряжения на разрядном промежутке, U_{el} — сумма катодного и анодного падений напряжения, L_d — длина зоны разряда. Величина U_{el} определялась в дополнительных экспериментах, в которых измерялось напряжение на электродах при разных межэлектродных расстояниях при фиксированных значениях давления газа и тока разряда. В этих экспериментах использовалась газоразрядная трубка, которая имела несколько боковых отростков с установленными танталовыми электродами. Электроды были точно такими же, как и в трубках, использованных в экспериментах по определению концентрации метастабильных атомов и измерению ФРЭЭ в послесвечении. Длина зоны разряда L_d варьировалась путем подключения источника напряжения к разным электродам. Найденное приэлектродное падение напряжения в разряде в газовой смеси He + 1.5%Xe составило 123 В. Заметим, что для чистого гелия и чистого ксенона приэлектродное падение напряжения в разряде составило 160 и 115 В соответственно. Полученная зависимость напряженности электрического поля от тока разряда для разных давлений приведена на рис. 1.

Спектр излучения положительного столба разряда в диапазоне длин волн 400–900 нм записывался с помощью монохроматора с дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм. В качестве фотоприемника использовался ФЭУ-106. Оптические измерения проводились в продольном направлении — вдоль оси горизонтальной части разрядной трубки, при этом с помощью диафрагмы выделялось излучение плазмы газового разряда из приосевой области.

Населенности уровней Xe ($1s_5$, $1s_4$, $1s_3$) на оси трубки измерялись методом оптического поглощения, который подробно описан в [22]. Применялся метод двух идентичных источников [23]. Населенности Xe ($1s_5$, $1s_4$, $1s_3$) определялись по поглощению излучения на переходах $2p_6-1s_5$ (длина волны 823.39 нм), $2p_5-1s_4$ (длина волны 828 нм) и $2p_4-1s_3$ (длина волны 820 нм).

Населенности нижних трех электронных уровней в зависимости от тока разряда в режиме разряда постоянного тока для давлений 1, 2 и 3 Торр показаны на рис. 2а, 2б и 2в. При токе разряда

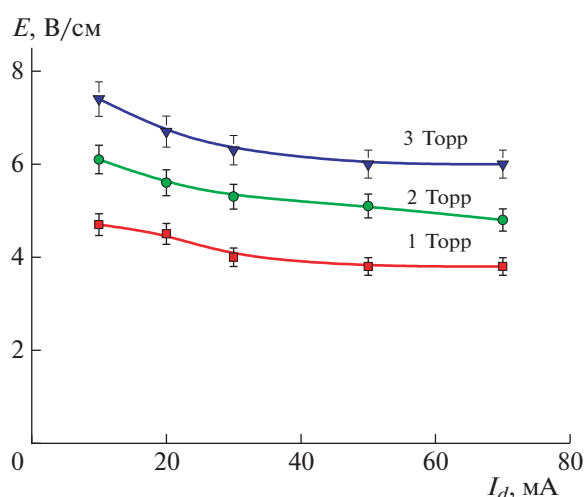


Рис. 1. Измеренная зависимость напряженности электрического поля в положительном столбе разряда от тока разряда для давлений газовой смеси 1, 2 и 3 Торр.

10 мА населенности уровней выше $1s_5$ заметно меньше, поэтому в расчетах мы ими пренебрегли.

На рис. 3а, 3б и 3в показаны результаты измерений в послесвечении разряда населенности нижнего метастабильного уровня $1s_5$ для давлений 1, 2 и 3 Торр при разных токах во время разряда. Экспериментальная погрешность измерения населенностей показана на рис. 3а.

Для измерения ФРЭЭ применялся метод, в котором используется модуляция подаваемого на зонд Ленгмюра напряжения [24, 25]. Схема экспериментальной установки для измерения ФРЭЭ приведена на рис. 4. На оси трубки располагался зонд, диаметром 25 мкм и длиной 3 мм, изготовленный из молибденовой проволоки. Зонд размещался на оси разрядной трубки на расстоянии 20 см от катода и был ориентирован по оси разрядной трубки. Заземленный катод разрядной трубки при зондовых измерениях использовался в качестве опорного электрода. Частота модуляции напряжения на зонде составляла 67 кГц. Амплитуда напряжения модуляции составляла $a = 0.5$ В.

В эксперименте концентрация электронов определялась по амплитуде второй гармоники тока зонда [25]

$$n_e(t) = \frac{2\sqrt{2m}}{eS_p} \int_0^\infty \frac{4}{a^2} I_e^{2\omega}(V_0) \sqrt{\frac{V_0}{e}} dV_0, \quad (4)$$

где S_p — площадь зонда, $I_e^{2\omega}(V_0)$ — амплитуда тока второй гармоники, V_0 — постоянное напряжение на зонде.

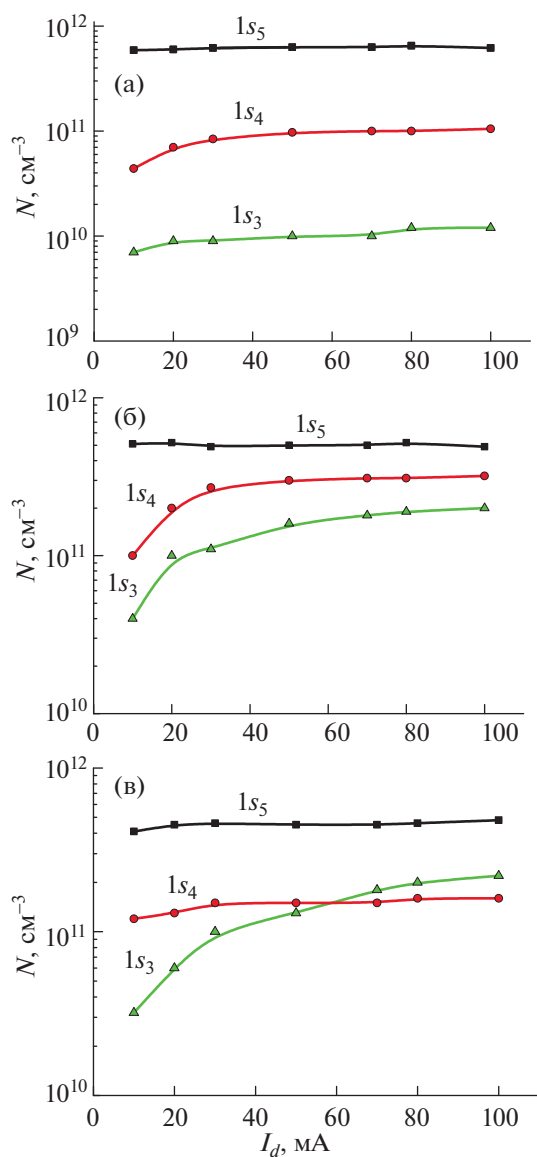


Рис. 2. Измеренная зависимость концентрации электронно-возбужденных состояний от тока разряда: а), б), в) — для давлений газовой смеси $P = 1, 2$ и 3 Торр соответственно.

Результаты измерения ФРЭЭ и концентрации электронов представлены на рис. 5–8 в разделе “Обсуждение расчетных и экспериментальных результатов” совместно с результатами расчетов.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

В табл. 1 представлены характеристики плазмы разряда, в послесвечении которого проводились измерения ФРЭЭ.

Для всех давлений газовой смеси ($P = 1, 2$ и 3 Торр) разрядный ток составлял $I_d = 10$ мА, а

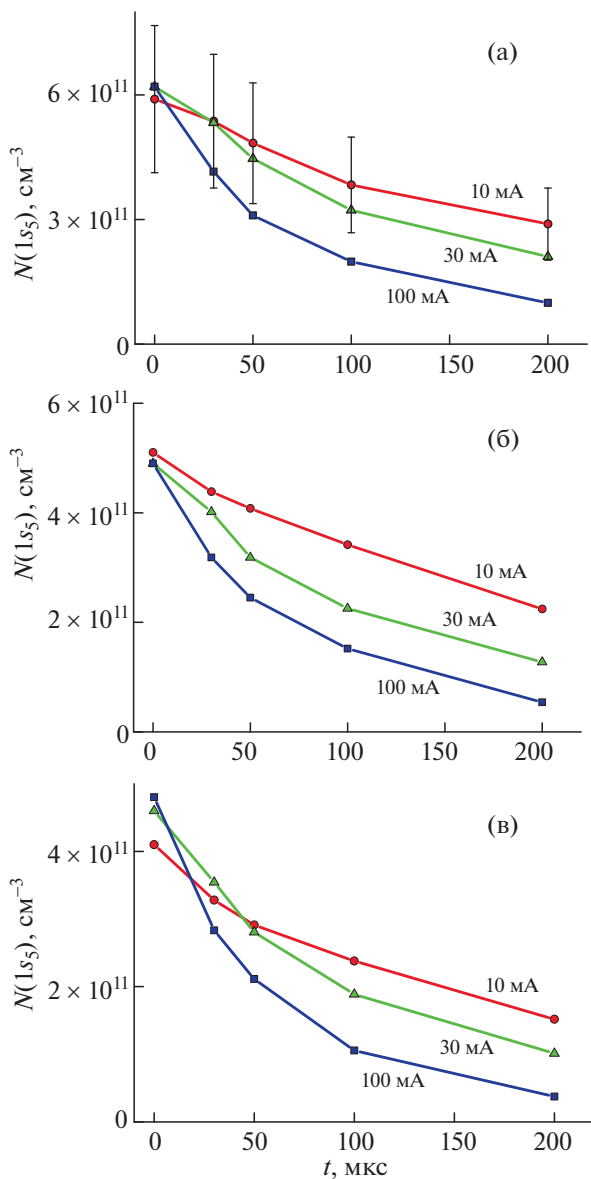


Рис. 3. Измеренная динамика населенности $\text{Xe}(1s_5)$ в послесвечении для разных токов разряда. а), б), в) — для давлений газовой смеси $P = 1, 2$ и 3 Торр соответственно.

температура газа равнялась $T_{\text{gas}} = 300$ К. Значения напряженности электрического поля E в плазме взяты из измерений (рис. 1), и рассчитаны соответствующие значения приведенного электрического E/N (N — концентрация атомов газа). Населенности нижнего метастабильного уровня ксенона $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки взяты из результатов измерений, представленных на рис. 2.

Приведенные в табл. 1 значения скорости дрейфа электронов $V_{\text{др}}$ и средней энергии электронов $\langle u \rangle$ получены путем численного решения стационарного уравнения Больцмана для ФРЭЭ

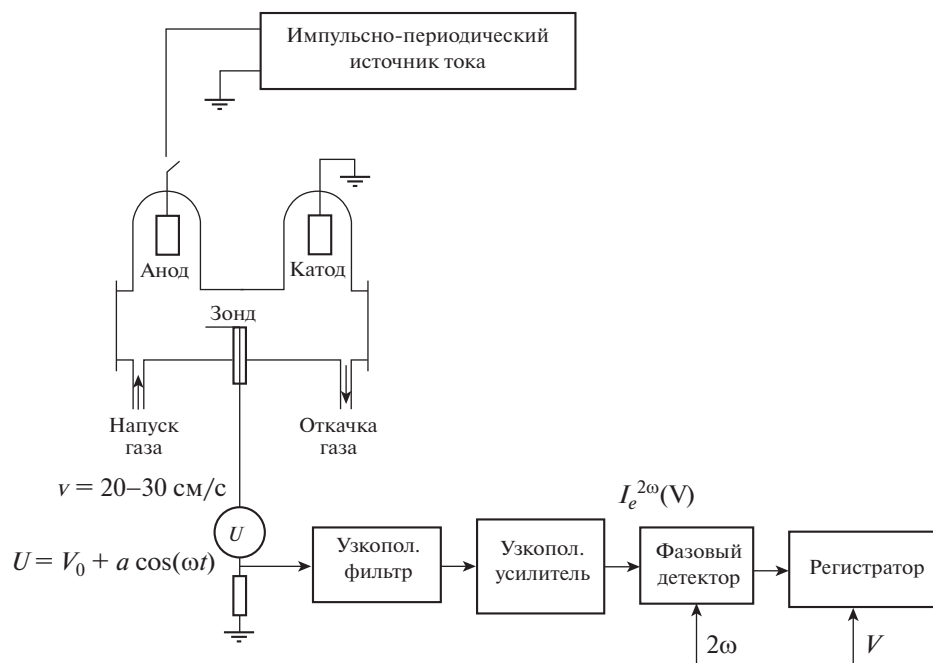


Рис. 4. Схема установки для измерения ФРЭЭ в послесвечении.

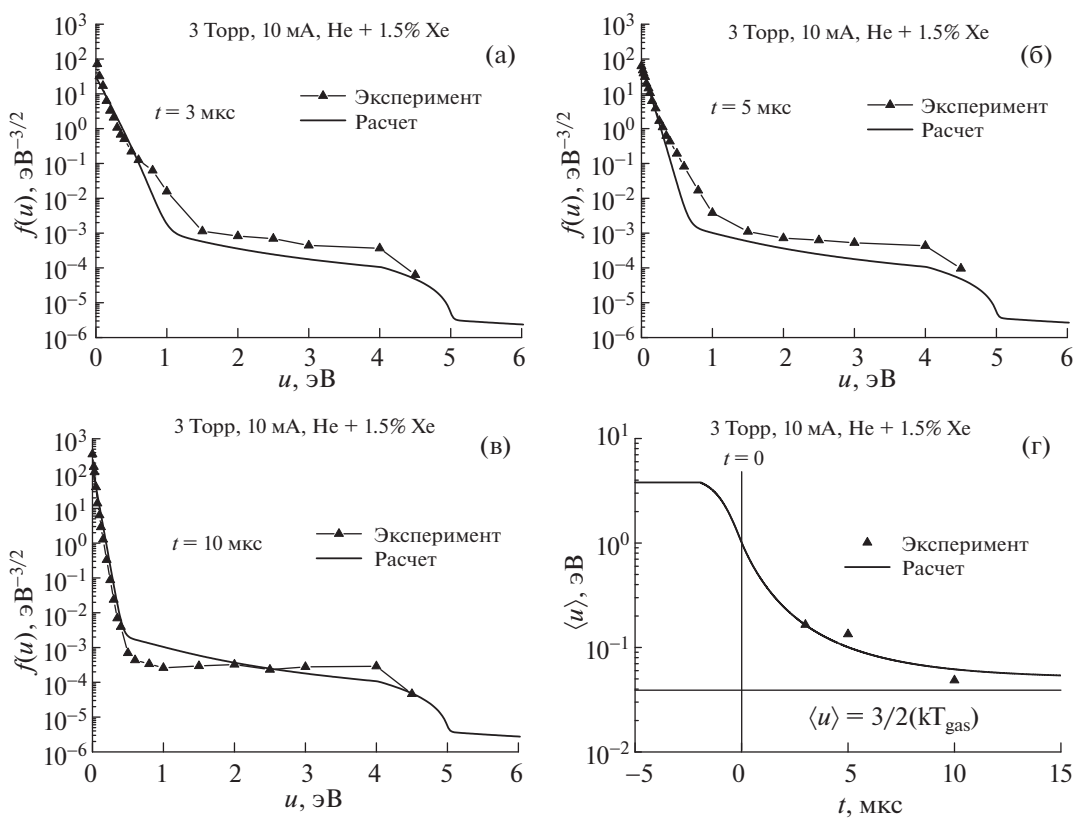


Рис. 5. (а), (б) и (в) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5 и 10 мкс, (г) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. Давление газа $P = 3$ Торр, разрядный ток $I_d = 10$ мА, температура газа $T_{\text{gas}} = 300$ К.

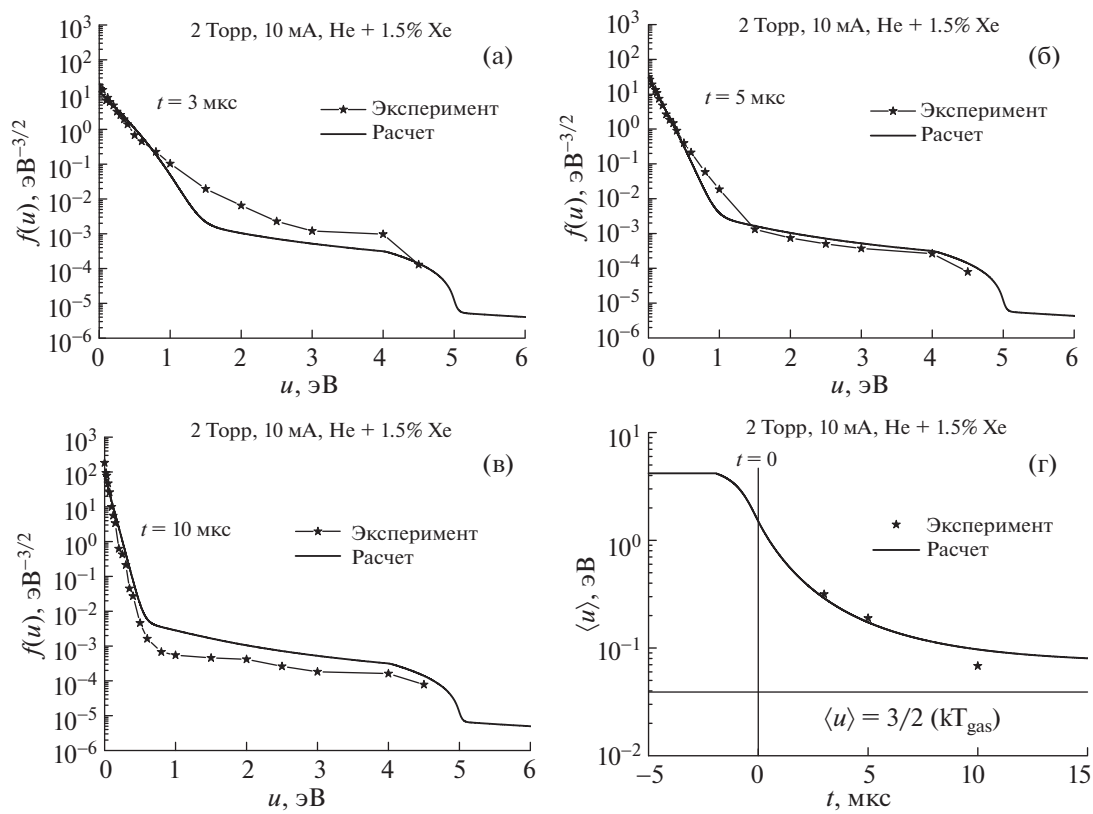


Рис. 6. (а), (б) и (в) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5 и 10 мкс. (г) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. $P = 2$ Торр, $I_d = 10$ мА, $T_{\text{gas}} = 300$ К.

[26] для смеси He + 1.5%Xe, и указанных в таблице значений E/N и населенностей $\text{Xe}(1s_5)$. Населенности более высоких уровней $\text{Xe}(1s_4, 1s_3)$ существенно меньше населенности $\text{Xe}(1s_5)$ (см. рис. 2), поэтому в расчетах они не рассматривались. Набор сечений рассеяния электронов на атомах He взят из работы [27], а набор сечений рассеяния на атомах Xe – из работы [28]. Сечение соударений второго рода электронов с возбужденными атомами $\text{Xe}(1s_5)$ рассчитывалось из принципа детального равновесия, а сечение ступенчатой ионизации взято из [29]. Заметим, что доля возбужденных атомов Xe по отношению к полному числу атомов He и Xe достаточно мала: меньше 2×10^{-5} . Поэтому в расчетах не учитывал-

ся вклад в транспортное сечение процессов взаимодействия электронов с возбужденными атомами.

Рассчитанное значение скорости дрейфа использовалось для оценки концентрации электронов на оси трубки n_{e0} в предположении, что радиальное распределение электронов является бesselовским

$$n_{e0} = \frac{I_d}{eV_{dr}(\pi R^2/2.4)}, \tag{5}$$

где R – радиус трубки.

Значения средней энергии электронов использовались для оценки обратного времени ам-

Таблица 1. Измеренные и рассчитанные значения параметров плазмы в разряде в смеси He+1.5%Xe для разрядного тока $I_d = 10$ мА и температуры газа $T_{\text{gas}} = 300$ К

P , Торр	E , В/см	$[\text{Xe}(1s_5)]$, см ⁻³	E/N , Тд	V_{dr} , см с ⁻¹	n_{e0} , см ⁻³	q , см ⁻³ с ⁻¹	$\langle u \rangle$, эВ	v_{ad} , с ⁻¹
1	4.7	6×10^{11}	14.5	1.58×10^6	1×10^{10}	7×10^{13}	4.9	1.8×10^5
2	6.1	5.1×10^{11}	9.5	1.92×10^6	1.6×10^{10}	4.9×10^{13}	4.2	7.8×10^4
3	7.4	4×10^{11}	7.7	2.9×10^6	2×10^{10}	3.2×10^{13}	3.8	4.7×10^4

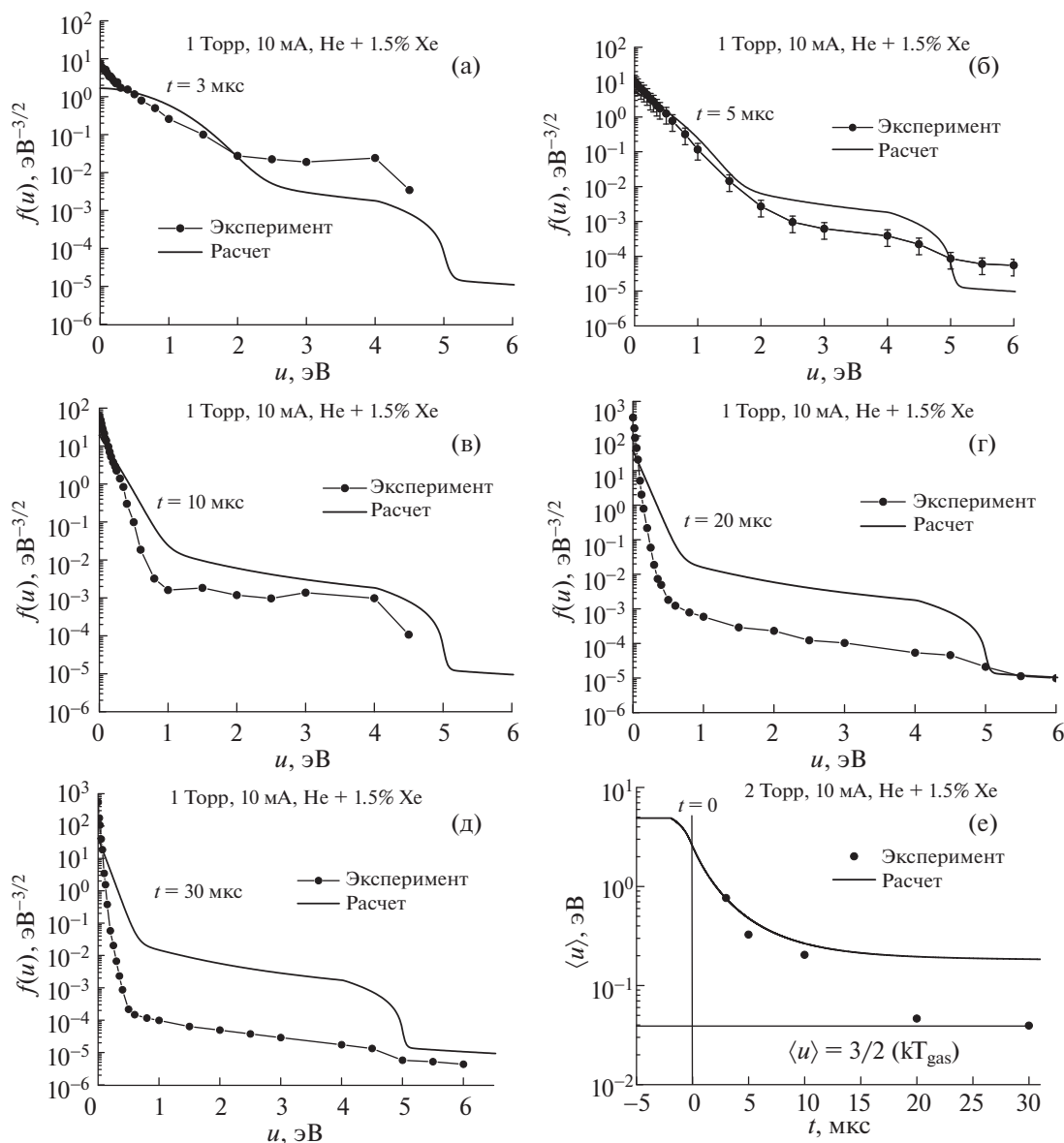


Рис. 7. (а), (б) (в), (г) и (д) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5, 10, 20 и 30 мкс, (е) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. $P = 1$ Торр, $I_d = 10$ мА, $T_{\text{gas}} = 300$ К.

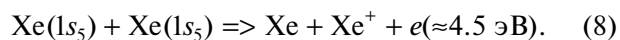
биполярной диффузии плазмы τ_{ad}^{-1} на стенку разрядной трубки [30]

$$\tau_{ad}^{-1} = \frac{D_{ad}}{(R/2.4)^2}, \quad D_{ad} = \left(\frac{k_B T_{\text{gas}}}{e} + \frac{2 \langle u \rangle}{3e} \right) \mu_+, \quad (6)$$

где D_{ad} – коэффициент амбиполярной диффузии, k_B – постоянная Больцмана, а μ_+ – подвижность ионов Xe^+ в гелии. Значение подвижности взято из [31]

$$\mu_+ [\text{см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}] = 18 \frac{760 T_{\text{gas}} [\text{К}]}{P [\text{Торр}] 273.16}. \quad (7)$$

В табл. 1 представлена также интенсивность источника появления электронов за счет процессов хемоионизации



$$q = [\text{Xe}(1s_5)] \times [\text{Xe}(1s_5)] \times k_{ch}, \quad (9)$$

где $[\text{Xe}(1s_5)]$ – концентрация метастабильных атомов на оси трубки, а $k_{ch} = 1.9 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ – константа скорости процесса хемоионизации [14].

Появляющийся в процессе (8) электрон будет иметь энергию около 4.5 эВ. Заметим, что в про-

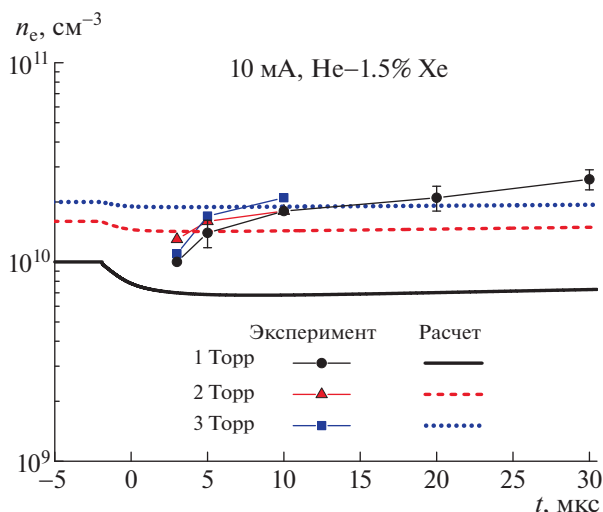


Рис. 8. Изменение концентрации электронов в плазме послесвечения. Линии — расчет, символы — эксперимент.

цессах хемоионизации могут образовываться и молекулярные ионы Xe_2^+ . В этом случае энергия появившегося электрона будет несколько больше (на величину энергии связи в молекулярном ионе ≈ 1 эВ). Но согласно работе [14] в случае ксенона доля молекулярных ионов в процессе хемоионизации составляет всего 12%. Поэтому в расчетах ФРЭЭ в послесвечении учитывался только процесс (8).

Как показали проведенные оценки, в рассматриваемых разрядных условиях электроны образуются в основном в процессах прямой и ступенчатой ионизации, а гибель электронов обусловлена уходом на стенку трубки за счет амбиполярной диффузии. Процесс хемоионизации в разрядных условиях вносит небольшой вклад (меньше 5%) в скорость наработки электронов, но в послесвечении разряда именно этот процесс будет основным процессом ионизации.

Скорость конверсии атомарных ионов Xe^+ в молекулярные мала (по сравнению со скоростью ухода на стенки) вследствие малой концентрации атомов ксенона. Поэтому в разрядной плазме и в плазме послесвечения (на рассматриваемых временах ~ 30 мкс) основным ионом будет Xe^+ .

Согласно измерениям населенности $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки в послесвечении разряда, на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ, населенность уменьшается очень мало (рис. 3). Поэтому при расчете ФРЭЭ в послесвечении разряда населенность метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$ и, соответственно, интенсивность источника хемоионизации, полагались постоянными.

4. РАСЧЕТ ФРЭЭ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ РАЗРЯДА В СМЕСИ $\text{He} + 1.5\%\text{Xe}$

Уравнение Больцмана для сферически симметричной части функции распределения электронов по энергии $F(u, t)$ записывалось в виде

$$\sqrt{u} \frac{dF}{dt} = I_E + I_m + I_{ee} + I_{ex} + I_{sec} + I_i + I_{si} + Q_{ch}(u) - \tau_{ad}^{-1} \sqrt{u} F. \quad (10)$$

Функция $F(u, t) = n_e(t)f(u, t)$ нормирована условием

$$\int_0^\infty \sqrt{u} F du = n_e(t), \quad (11)$$

где $n_e(t)$ — концентрация электронов, а функция $f(u)$, соответственно нормирована условием

$$\int_0^\infty \sqrt{u} f du = 1. \quad (12)$$

Члены I_E , I_m , I_{ee} , I_{ex} , I_{sec} , I_i и I_{si} в правой части уравнения (9) описывают, соответственно, нагрев электронов в электрическом поле, упругое рассеяние электронов на атомах He и Xe, электрон-электронные соударения, возбуждение электронных уровней атомов из основного состояния, соударение второго рода электронов с возбужденными атомами, ионизацию из основного состояния и ступенчатую ионизацию атомов электронным ударом. Детальный вид этих членов приведен, например, в [32]. Набор сечений рассеяния электронов на атомах He взят из работы [27], а набор сечений рассеяния на атомах Xe — из работы [28]. В расчетах учитывалась населенность только нижнего метастабильного состояния $\text{Xe}(1s_5)$, так как населенности более высоких уровней $\text{Xe}(1s_4, 1s_3)$ для тока разряда 10 мА существенно меньше (см. рис. 2). Соответственно, в уравнении (10) соударения второго рода и ступенчатая ионизация учитывались только для атомов ксенона в нижнем метастабильном состоянии $\text{Xe}(1s_5)$. Сечение соударения электронов с возбужденными атомами $\text{Xe}(1s_5)$ рассчитывалось из принципа детального равновесия, а сечение ступенчатой ионизации взято из [29].

Член $Q_{ch}(u)$ в правой части уравнения (10) описывает появление электронов в процессе хемоионизации (8). Энергетический спектр образующихся электронов задавался в виде прямоугольника в диапазоне энергий от 4.4 до 4.5 эВ, т.е. средняя энергия образующихся электронов составляла $u_0 = 4.45$ эВ. А амплитуда прямоугольника выбиралась такой, чтобы выполнялось соотношение:

$$\int_0^\infty Q_{ch}(u) du = q. \quad (13)$$

Чтобы учесть (хотя бы приблизительно) убыль электронов за счет амбиполярной диффузии на стенку трубки, в уравнение Больцмана добавлен член $-\tau_{ad}^{-1}\sqrt{u}F$.

Значение средней энергии электронов, необходимое для расчета обратного времени амбиполярной диффузии (6) пересчитывалось на каждом временном шаге:

$$\langle u \rangle = \int_0^{\infty} u^{3/2} f du. \quad (14)$$

В послесвечении разряда средняя энергия электронов уменьшается во времени в соответствии с изменением функции распределения.

Заметим, что описанный выше учет в уравнении Больцмана убыли электронов за счет процесса амбиполярной диффузии хотя и является приближенным, но позволяет описать баланс концентрации электронов в стационарном разряде и на стадии послесвечения. Аналогичный способ учета процесса амбиполярной диффузии в уравнении Больцмана использовался ранее, например, в [16]. Если проинтегрировать уравнение (10) по энергии, то получим следующее уравнение баланса концентрации электронов

$$\begin{aligned} \frac{dn_e(t)}{dt} = & k_i(t)n_e(t)[\text{Xe}] + \\ & + k_{si}(t)n_e(t)[\text{Xe}(1s_5)] + q - \tau_{ad}^{-1}(t)n_e(t), \end{aligned} \quad (15)$$

где $[\text{Xe}]$ — концентрация атомов ксенона, а k_i и k_{si} — константы скорости прямой и ступенчатой ионизации атомов ксенона соответственно. В послесвечении, когда в плазме отсутствует электрическое поле, баланс концентрации электронов будет определяться только процессами хемоионизации и уходом электронов на стенки трубки.

Метод численного решения нестационарного уравнения Больцмана описан в [33]. Интервал интегрирования по энергии составлял 40 эВ. Использовалась равномерная сетка по оси энергии с шагом 2×10^{-3} эВ. Для условий стадии послесвечения шаг интегрирования по времени составлял 1 нс. Расчет проводился следующим образом. Вначале находилось стационарное решение для заданных значений E/N , $[\text{Xe}(1s_5)]$ и n_{e0} (см. табл. 1). Затем чтобы учесть конечную длительность заднего фронта импульса напряжения в эксперименте, в течение 2 мкс значение E/N уменьшалось до нуля по линейному закону. В экспериментах момент времени, в который измерялась ФРЭЭ, отсчитывался от момента обращения электрического поля в ноль. Для удобства сравнения с экспериментальными данными в расчетах полагалось, что уменьшение E/N начинается в момент времени $t = -2$ мкс и, соответ-

ственно, в момент $t = 0$ значение E/N становится равным нулю.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов в сравнении с результатами измерений показаны на рис. 5–7. Что бы излишне не загромождать рисунки, на которых приведено сопоставление расчетных и измеренных ФРЭЭ, точность измерения ФРЭЭ приведена только на рис. 7б. Рассмотрим вначале расчетные и экспериментальные результаты, полученные для послесвечения разряда при давлении 3 Торр (рис. 5а–г). Согласно расчетам, за время 2 мкс (от -2 мкс до 0 мкс, см. рис. 5г), в течение которого электрическое поле в плазме спадает до нуля, средняя энергия электронов успевает значительно уменьшиться: с 3.8 эВ до 1 эВ. А на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ — 3, 5 и 10 мкс, рассчитанная средняя энергия составляет всего 0.16, 0.1 и 0.06 эВ. При этом рассчитанная средняя энергия достаточно хорошо согласуется со средней энергией, полученной путем обработки измеренных функций распределения. Заметим, что в рамках рассматриваемой модели средняя энергия электронов не может опуститься до значения $1.5kT_{\text{gas}} \approx 0.039$ эВ (k — постоянная Больцмана), так как электроны получают энергию в соударениях второго рода с возбужденными атомами $\text{Xe}(1s_5)$, и, таким образом, имеется постоянный источник электронов с энергией 4.5 эВ за счет процессов хемоионизации.

Функции распределения, рассчитанные в послесвечении разряда при давлении 3 Торр, также достаточно хорошо согласуются с измеренными (см. рис. 5а–в). Как видно из рисунков, в области малых энергий функции распределения имеют вид близкий к максвелловской функции. Еще одной характерной особенностью ФРЭЭ (как измеренных, так и рассчитанных) на рассматриваемых временах $t \geq 3$ мкс является наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато, очевидно, связано с электронами, образующимися в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ. Приблизленно функцию распределения в области плато можно описать следующим образом. Электроны, образовавшиеся в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ, теряют энергию в основном в процессах упругого рассеяния на атомах гелия. Если пренебречь электрон-электронными соударениями, то уравнение для ФРЭЭ в рассматриваемой области энергий будет включать только член, описывающий потери энергии электронов в упругих соударениях:

$$n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{2m}{M_{\text{He}}} u^2 \sigma_m(u) N_{\text{He}} f(u) \right) = 0, \quad (16)$$

где m — масса электрона, M_{He} — масса атома гелия, N_{He} — концентрация атомов гелия, σ_m — транспортное сечение рассеяния электронов на атомах гелия. Решение этого уравнения имеет вид:

$$f(u) = \frac{\text{const}}{n_e N_{\text{He}} \sqrt{\frac{2}{m M_{\text{He}}} u^2 \sigma_m(u)}}. \quad (17)$$

Значение константы const определяется мощностью источника электронов q . Так как σ_m мало меняется в рассматриваемом диапазоне энергий, то при возрастании энергии u с 1 до 4 эВ, функция распределения (17) уменьшится в 16 раз. Это неплохо согласуется с численным расчетом, согласно которому ФРЭЭ в этом диапазоне энергий уменьшается приблизительно в 10 раз. Отметим также, что измеренные ФРЭЭ в области плато спадают не так значительно, как рассчитанные. Причины этого расхождения пока непонятны.

Измерения ФРЭЭ на стадии послесвечения разряда при давлении 3 Торр проводились до энергий 4.5 эВ. Расчет проводился в значительно большем диапазоне энергий (40 эВ), так как нужно было рассчитывать изменение ФРЭЭ во времени от стационарного значения в разряде ($t = -2$ мкс, см. комментарии выше), где средняя энергия электронов составляла около 3.8 эВ, до момента времени $t = 15$ мкс в послесвечении, когда средняя энергия становится около 0.054 эВ. Рассчитанные ФРЭЭ в послесвечении имеют также плато в области энергий 5–8 эВ. Формирование этого плато обусловлено источником электронов с энергией ≈ 8.31 эВ; эти электроны образуются за счет соударений второго рода с метастабильными атомами Хе ($1s_5$). На рис. 5а–в показана часть этого плато ФРЭЭ в энергетическом интервале от 5 до 6 эВ.

С уменьшением давления (точнее, с уменьшением концентрации атомов) характерное время релаксации ФРЭЭ должно возрастать. Действительно, в случае давления газа 2 Торр релаксация средней энергии электронов происходит несколько медленнее, чем в случае давления 3 Торр (сравните рис. 5г и 6г). Согласно расчетам, для давления 2 Торр за время 2 мкс (от момента времени -2 мкс до 0, см. рис. 6г), в течение которого электрическое поле в плазме спадает до нуля, средняя энергия электронов уменьшается с 4.2 до 1.5 эВ. А на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ — 3, 5 и 10 мкс, рассчитанная средняя энергия составляет 0.315, 0.189 и 0.1 эВ. Значения средней энергии электронов, рассчитанные для моментов времени $t = 3$ мкс и $t = 5$ мкс, достаточно хорошо согласуются с энергиями, полученными в результате обработки измеренных функций распределения. Рассчитанная средняя энергия для момента $t = 10$ мкс несколько превышает экспериментально изме-

ренное значение. Рассчитанные ФРЭЭ, в целом, также хорошо согласуются с измеренными функциями. Заметим также, что в послесвечении разряда при давлении 2 Торр плато у рассчитанных функций распределения в области энергий 1–4 эВ расположено несколько выше, чем в случае давления 3 Торр. Это согласуется с формулой (17), так как в случае давления 2 Торр интенсивность q источника электронов больше, а значения n_e и N_{He} наоборот меньше, чем в случае давления 3 Торр (см. табл. 1). Заметим, что на рассматриваемых временах рассчитанная концентрация электронов на стадии послесвечения разряда меняется незначительно по отношению к начальному значению n_{e0} (см. рис. 8).

У функций распределения, рассчитанных для случая послесвечения разряда при давлении 1 Торр, плато в области энергий 1–4 эВ расположено выше, чем в случае давления 2 Торр (см. рис. 7а–д). Это также согласуется с формулой (17), так как в случае давления 1 Торр интенсивность источника электронов q больше, а значения n_e и N_{He} , наоборот, меньше, чем в случае давления 2 Торр (см. табл. 1). Однако при давлении 1 Торр рассчитанные ФРЭЭ гораздо хуже согласуются с измеренными (см. рис. 7а–д), причем наибольшее различие имеет место для больших времен, — 20 и 30 мкс. На этих временах у рассчитанных функций распределения уровень плато в области энергий 1–4 эВ оказывается существенно выше, чем у измеренных.

Отметим также, что для всех рассмотренных давлений расчетные зависимости средней энергии электронов от времени $\langle u \rangle(t)$ при временах $t \geq 10$ –15 мкс почти не зависят от времени. При этом величина установившихся значений средней энергии растет с уменьшением давления: ≈ 0.053 эВ (при 3 Торр), ≈ 0.08 эВ (при 2 Торр), ≈ 0.2 эВ (при 1 Торр). Качественно этот факт можно пояснить следующим образом. На стадии послесвечения разряда электроны “получают энергию” в основном за счет появления электронов с энергией $u_0 = 4.5$ эВ в процессах хемоионизации. Вклад в энергобаланс соударений второго рода электронов с метастабильными атомами Хе ($1s_5$) незначителен. Согласно расчетам, на указанных временах электроны теряют энергию в основном в упругих соударениях с атомами гелия. В этом случае баланс энергии электронов можно приблизительно описать уравнением

$$n_e \frac{2m}{M} v_m (\langle u \rangle - 1.5 k_B T_{\text{gas}}) = q u_0, \quad (18)$$

где v_m — частота упругих столкновений электронов с атомами, которая пропорциональна концентрации атомов гелия N_{He} . Из (18) следует, что

$$\langle u \rangle = \frac{qu_0}{n_e \frac{2m}{M} v_m} + 1.5k_B T_{gas}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что средняя энергия электронов будет расти с ростом q и уменьшением n_e и N_{He} . Именно так и меняются указанные параметры при уменьшении давления (см. табл. 1).

Как видно из рис. 7е, при давлении 1 Торр экспериментальные значения средней энергии электронов при $t \geq 10$ мкс быстро уменьшаются практически до $1.5k_B T_{gas}$, т.е. до значений приблизительно в 5 раз меньше расчетных. Физические причины такого различия между расчетными и экспериментальными данными не понятны. Возможно, что при низких давлениях формирование ФРЭЭ на стадии послесвечения разряда носит существенно нелокальный характер. В связи с полученными результатами стоит отметить, что в работе [16], в которой выполнены измерения и расчет (в локальном приближении) ФРЭЭ в послесвечении разряда в неоне (давление 0.56 Торр, радиус трубки 1.7 см, ток в разряде 20 мА) был получен аналогичный результат. Рассчитанные значения средней энергии электронов в послесвечении значительно превышали измеренные. Согласно с экспериментом удавалось достигнуть в расчетах только при уменьшении энергии электронов, образующихся в процессах хемоионизации, с 11.5 эВ до 0.5 эВ. Но, как отметили авторы этой работы, такое уменьшение энергии является физически необоснованным. Отметим также, что в работе [16] в послесвечении разряда на временах более 17 мкс измерения проводились в диапазоне энергий электронов до 5 эВ, т.е. вид ФРЭЭ в области энергий электронов, образующихся в процессах хемоионизации (11.5 эВ) не исследовался. Возможно, что в экспериментальных условиях [16] быстрые электроны уходят на стенки трубки быстрее, чем теряют энергию в упругих соударениях.

На рис. 8 показаны измеренные и рассчитанные зависимости концентрации электронов от времени. Если говорить о временах, на которых проводились измерения ($t \geq 3$ мкс), то расчетные значения n_e практически не меняются. А измеренные значения концентрации электронов заметно возрастают со временем. Например, при давлении 1 Торр измеренное значение n_e возрастает с 10^{10} см^{-3} (при $t = 3$ мкс) до $2.6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при $t = 30$ мкс). Такой рост концентрации электронов невозможно объяснить в рамках используемой модели. В послесвечении разряда основным источником электронов являются процессы хемоионизации. Даже если пренебречь уходом электронов на стенки трубки, то за временной интервал $\Delta t = 30 \text{ мкс} - 3 \text{ мкс} = 27 \text{ мкс}$ увеличение концентрации электронов составит всего $\Delta n_e = \Delta t \times q \approx 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, что на порядок меньше

экспериментальных значений. Чтобы достичь согласия с данными измерений необходимо на порядок увеличить значение q . Формально это можно сделать различными способами. Например, на порядок увеличить константу скорости процесса хемоионизации. Но это будет противоречить имеющимся экспериментальным данным по величине константы скорости этого процесса. Можно увеличить в три раза населенность метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$, но это будет противоречить измеренным значениям населенности. Для выяснения причин расхождения между экспериментальными и расчетными зависимостями концентрации электронов от времени требуются дальнейшие исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования функции распределения электронов по энергии в плазме на стадии послесвечения тлеющего разряда (после выключения тока разряда) в газовой смеси гелия He и ксенона Xe ($\text{He} + 1.5\%\text{Xe}$). Эксперименты по измерению ФРЭЭ проводились для следующих условий: радиус трубки 1.25 см, расстояние между электродами 40 см, ток разряда 10 мА, давление смеси 1, 2 и 3 Торр. Измерения проводились на временах от 3 до 10 мкс (для давления 2 и 3 Торр) и от 3 до 30 мкс (для давления 1 Торр) в диапазоне энергий от 0 до 4.5 эВ. Для корректного моделирования функции распределения необходимо знать величину напряженности электрического поля в разряде и величину населенности нижнего метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$. Напряженность электрического поля оценивалась по измеренным вольт-амперным характеристикам разряда и величине катодного падения напряжения. Кроме того, были измерены населенности уровня $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки в разряде и в послесвечении. Показано, что на рассматриваемых временах населенность метастабильного уровня остается практически постоянной.

Расчет ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда проводился путем численного решения нестационарного уравнения Больцмана для электронов. При этом начальная функция распределения соответствовала решению стационарного уравнения Больцмана для заданных значений E/N , $[\text{Xe}(1s_5)]$ и n_{e0} . При расчете ФРЭЭ в послесвечении учитывались, в частности, такие процессы как соударения электронов второго рода с метастабильными атомами $\text{Xe}(1s_5)$, уход электронов на стенки трубки за счет амбиполярной диффузии и появление электронов в процессах хемоионизации.

Согласно измерениям и расчетам, в области малых энергий ФРЭЭ в послесвечении имеют вид

близкий к максвелловской функции. Характерной особенностью измеренных и рассчитанных ФРЭЭ является также наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато связано с электронами, образующимися в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ. Рассчитанные ФРЭЭ имеют еще одно плато в области энергий 5–8 эВ. Формирование этого плато обусловлено электронами с энергией ~8.31 эВ; образующихся за счет соударений второго рода с метастабильными атомами Xe($1s_5$).

На стадии послесвечения тлеющего разряда при давлении газовой смеси 2 и 3 Торр рассчитанные ФРЭЭ и значения средней энергии электронов достаточно хорошо согласуются с измеренными. В послесвечении разряда при давлении 1 Торр расчетные значения средней энергии на временах больше 10 мкс после выключения тока разряда значительно превышают экспериментальные. Возможно, что причиной такого различия является нелокальный характер формирования функции распределения электронов при этих условиях.

Расчетные значения концентрации электронов в послесвечении разряда на временах $t > 3$ мкс изменяются незначительно, в то время как измеренные значения заметно возрастают со временем. В рамках используемой модели такое увеличение концентрации электронов объяснить не удается.

Работа поддержана РФФИ, проект № 20-02-00270.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Monchicourt P., Touzeau M., Wells W.E. // J. Phys. Colloques. 1973. V. 34. P. C2-145.
2. Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И. // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 333.
3. Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И. // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 339.
4. Blagoev A.B., Popov T.K. // Physics Letters. 1978. V. 66A. P. 210.
5. Blagoev A.B., Popov T.K. // Physics Letters. 1979. V. 70A. P. 416.
6. Tichý M. // Czech. J. Phys. B. 1978. V. 28. P. 1335.
7. Tichý M., Šicha M., Potoček P. // Czech. J. Phys. B. 1988. V. 38. P. 47.
8. Демидов В.И., Колоколов Н.Б. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 564.
9. Demidov V.I., Kolokolov N.B. // Physics Letters. 1982. V. 89A. P. 397.
10. Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Праматаров П.М. // Опт. и спектр. 1977. Т. 42. С. 252.
11. Колоколов Н.Б., Торонов О.Г. // Опт. и спектр. 1983. Т. 55. С. 434.
12. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 702.
13. Bretagne J., Capitelli M., Gorse C., Puech V. // Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1179.
14. Колоколов Н.Б., Благоев А.Б. // УФН. 1993. Т. 163. С. 55.
15. Kolokolov N.B., Kudrjavitsev A.A. // Physica Scripta. 1994. V. 50. P. 371.
16. Bräuer T., Gortchakov S., Loffhagen D., Pfau S., Winkler R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3223.
17. Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е. // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 28.
18. Korolov I., Kotrik T., Dohnal P., Hejduk M., Plašil R., Glosik J. // WDS'07 Proceedings of Contributed Papers. Part II. 2007. P. 163.
19. Korolov I., Plašil R., Kotrik T., Dohnal P., Novotný O., Glosik J. // Contrib. Plasma Phys. 2008. V. 48. P. 461.
20. Plašil R., Korolov I., Kotrik T., Dohnal P., Bano G., Donko Z., Glosik J. // Eur. Phys. J. D. 2009. V. 54. P. 391.
21. Denysenko I.B., Kersten H., Azarenkov N.A. // Physics of Plasma. 2016. V. 23. 053704.
22. Григорьян Г.М., Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 562.
23. Фриш С.Е. (ред.) Спектроскопия газоразрядной плазмы. 1970 (Наука, Ленинград).
24. Branner G.R., Friar E.M., Medicus G. // Review of Scientific Instruments. 1963. V. 34. P. 231.
25. Демидов В.И., Колоков Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
26. Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sukharev A.G. EEDF: the software package for calculations of the electron energy distribution function in gas mixtures. 2020. <https://fr.lxcat.net/download/EEDF/>.
27. Sigeneger F., Dyatko N.A., and Winkler R. // Plasma Chem. Plasma Process. 2003. V. 23, P. 103.
28. Hayashi database, www.lxcat.net, retrieved on November 28, 2022.
29. Нутан Н.А. // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. P. 855.
30. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
31. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
32. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
33. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 739.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЛАВИНЫ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОНЕ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© 2023 г. Е. И. Бочков*

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, Саров, Нижегородская область, Россия

*e-mail: e_i_bochkov@mail.ru

Поступила в редакцию 30.11.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 15.01.2023 г.

Методом Монте-Карло рассчитаны зависимости кинетических и транспортных коэффициентов электронов в неоне в диапазоне значений приведенной напряженности поля E/N от 15 до 1500 Тд. Рассчитанные зависимости сравниваются с результатами, полученными решением кинетического уравнения в приближении Лоренца. Показано, что данное приближение нарушается в сильных электрических полях, что приводит к заметным отличиям в значениях транспортных коэффициентов, рассчитанных с использованием обоих методов. С целью верификации расчетов выполнено сравнение с имеющимися в литературе данными измерений. Также показано, что диффузионно-дрейфовое приближение плохо описывает пространственно-временную эволюцию концентрации электронов в неоне в полях больших ≈ 500 Тд.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, лавина электронов, электрическое поле, неон, транспортные и кинетические коэффициенты

DOI: 10.31857/S0367292123600048, **EDN:** FKWEQV

1. ВВЕДЕНИЕ

В задачах по численному моделированию газового разряда необходимо рассчитывать кинетику электронов в самосогласованном электрическом поле. Наиболее полное решение возможно в терминах уравнения Больцмана, которое в общем случае представляет собой интегро-дифференциальное уравнение для функции распределения электронов (ФРЭ) в шестимерном фазовом пространстве $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Для решения уравнения Больцмана в общем случае требуются вычислительные ресурсы, намного превышающие возможности современных персональных компьютеров. По этой причине описание развития газовых разрядов ведется в терминах уравнений для моментов ФРЭ [1]. Так, эволюция концентрации электронов n_e в пространстве и во времени описывается уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e, \quad (1)$$

где Γ_e — поток электронов, R_e — источник или сток электронов. Обычно поток электронов аппроксимируется диффузионно-дрейфовым уравнением

$$\Gamma_e = -\mu_e E n_e - D_e \nabla n_e, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, n_e — концентрация электронов, μ_e и D_e — коэффициенты подвижности и диффузии электронов. В общем случае коэффициент диффузии электронов является тензором, и в отсутствии магнитного поля имеет два компонента: продольный D_L и поперечный D_T относительно вектора $\mathbf{E}$.

Источник или сток электронов R_e в уравнении (1) определяется реакциями, протекающими в плазме. В случае неона это реакции ударной ионизации атомов электронами и рекомбинации положительных ионов с электронами:

$$R_e = k_{ion} N n_e - k_{pe} n_p n_e, \quad (3)$$

здесь N — концентрация атомов, k_{ion} — коэффициент ионизации, k_{pe} — коэффициент рекомбинации, n_p — концентрация положительных атомарных или молекулярных ионов (в неоне молекулярные ионы могут образовываться в процессе $\text{Ne}^+ + \text{Ne} + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2^+ + \text{Ne}$). Здесь мы не будем конкретизировать тип процесса рекомбинации (диссоциативная рекомбинация, тройная рекомбинация, фоторекомбинация) поскольку далее этот процесс рассматриваться не будет. Отметим лишь, что константы различных процессов рекомбинации зависят от температуры электронов.

В отсутствии рекомбинации для решения системы уравнений (1)–(2) необходимо знание транспортных коэффициентов μ_e и D_e и скорости ионизации k_{ion} , которые являются интегралами ФРЭ. Чаще всего при моделировании газовых разрядов используется приближение локального поля, в рамках которого полагается, что коэффициенты μ_e , D_e и k_{ion} являются функциями локальной приведенной напряженности поля E/N :

$$\begin{aligned}\mu_e &= \mu_e(E/N), & D_e &= D_e(E/N), \\ k_{ion} &= k_{ion}(E/N).\end{aligned}\quad (4)$$

Данные зависимости могут быть рассчитаны теоретически методом Монте-Карло (МК), либо с помощью уравнения Больцмана, или измерены экспериментально. Однако применение в уравнениях (1)–(2) экспериментальных зависимостей сталкивается с трудностями. Так, в экспериментах невозможно прямо получить некоторые величины. Вместо частоты ионизации ($k_{ion}N$) измеряется первый коэффициент Таунсенда α_{ion} т.е. количество электронов рождаемых на единице длины, а вместо коэффициентов продольной D_L и поперечной диффузии D_T измеряются отношения D_L/μ_e и D_T/μ_e . Также значения дрейфовой скорости электронов, полученные в разных типах экспериментов: time-of-flight (TOF), steady-state Townsend (SST), pulsed Townsend (PT), могут существенно отличаться друг от друга [2]. Естественно возникает вопрос о том, какие экспериментальные данные можно использовать в уравнениях (1)–(2). Кроме того, в работе [3] показано, что для гелия имеющиеся экспериментальные данные в области больших значений E/N содержат значительную ошибку, обусловленную тем, что в экспериментах в сильных полях не достигается равновесия ансамбля электронов с полем. Поскольку неон часто используется в различных газоразрядных устройствах, а в области больших значений E/N , экспериментальные данные могут содержать заметную ошибку, то возникает необходимость верификации экспериментальных значений транспортных и кинетических коэффициентов электронов в неоне.

Поскольку в [3] было установлено, что в гелии диффузионно-дрейфовое приближение для концентрации электронов становится неприменимым в полях больших ≈ 150 – 200 Тд, то целесообразно определить область применимости данного приближения и для неона. Также с целью верификации нашей МК-модели рассчитаны значения дрейфовой скорости, первого коэффициента Таунсенда и отношений D_L/μ_e и D_T/μ_e для экспериментальных условий и выполнено сравнение с имеющимися в литературе данными измерений.

Расчеты транспортных и кинетических коэффициентов электронов в неоне выполнялись и ранее. Например, в работе [4] были выполнены

расчеты по программе BOLSIG+ с различными наборами сечений. Эта программа часто используется для расчетов транспортных и кинетических коэффициентов электронов в различных газах, в ней решается кинетическое уравнение Больцмана в рамках двучленного приближения для ФРЭ (приближение Лоренца) [5]. Как известно в сильных электрических полях двучленное приближение нарушается [6], поэтому целесообразно сравнить результаты наших расчетов с расчетами BOLSIG+.

Целью данной работы является расчет методом МК-значений дрейфовой скорости, частоты ионизации, коэффициентов продольной и поперечной диффузии лавины электронов в неоне, которые непосредственно можно использовать в уравнениях (1)–(2).

2. ПАРАМЕТРЫ ЛАВИНЫ ЭЛЕКТРОНОВ

Подробный алгоритм программы расчета транспорта электронов в электрическом поле на основе метода Монте-Карло (МК) изложен в [7]. Здесь мы приведем лишь данные для сечений взаимодействия электронов с атомами неона. Всего учитываются 11 процессов взаимодействия электронов с атомами, которые перечислены в таблице 1. Интегральное и дифференциальное сечения упругого рассеяния в области энергий электрона меньших 50 эВ взяты из [8]; для области 50 эВ–20 кэВ сечения рассчитаны по программе ELSEPA [9]. Полное сечение ионизации в области энергий электрона меньших 40 эВ взято из [10], в диапазоне 40–1000 эВ из [11], в области 1–20 кэВ использованы данные [12]. Интегральные сечения возбуждения взяты из базы данных Biagi v7.1 [13]. Интегральные сечения различных процессов, использованные в нашей модели, приведены на рис. 1. Внизу на этом рисунке показано сравнение полного сечения рассеяния, полученного путем суммирования всех сечений, использованных в нашей модели, с рекомендуемыми значениями из книги [14].

Дифференциальное сечение ионизации было рассчитано по нерелятивистской BED-модели Кима и Рада [15]. В области энергий электрона меньших 50 эВ дважды дифференциальные сечения ионизации по углу вылета и энергии электрона взяты из [16]. В области больших энергий сечения рассчитаны по формулам первого Борновского приближения, так же как это было сделано для гелия [7], путем масштабирования сечений, рассчитанных для атома водорода (по формуле (13) из [17]), при этом использовались следующие параметры: число электронов на оболочке $2p$ $n = 6$, средняя кинетическая энергия электронов на оболочке $2p$ $U = 116.02$ эВ [15]. Кроме того, в нашей модели полагалось, что в процессе возбуждения электронных уровней атомов, электроны

Таблица 1. Элементарные процессы с участием электронов в неоне

Тип столкновения	Реакция	Пороговая энергия, эВ
Упругое рассеяние	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}$	0
Возбуждение электронных уровней	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(1s_5)$	16.618
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(1s_4)$	16.67
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(1s_3)$	16.715
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(1s_2)$	16.857
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(2p_{10})$	18.381
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(2p_1)$	18.965
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(2s)$	19.663
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(3d + 3s)$	20.033
	$e + \text{Ne} \rightarrow e + \text{Ne}^*(3p)$	20.2
Ионизация	$e + \text{Ne} \rightarrow e + e + \text{Ne}^+$	21.56

рассеиваются точно также как в процессе упругого рассеяния. Поскольку, полное сечение возбуждения гораздо меньше сечений упругого рас-

сеяния и ионизации (как можно видеть на рис. 1), то данное упрощение не будет влиять на результаты расчетов.

Расчеты параметров лавины электронов в неоне по методу МК были выполнены в той же постановке, что и для гелия [3]. В начальный момент времени $t = 0$ в точке $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$ в однородном электрическом поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -E\mathbf{e}_z$ задавался изотропный моноэнергетический источник, содержащий 1000 электронов с энергией $\epsilon_0 = 1$ эВ. Концентрация атомов неона полагалась равной числу Лошмидта N_L , и атомы считались неподвижными (температура газа равна нулю). Численное моделирование велось до момента времени t_{run} , когда число электронов достигало значения $\approx 3 \times 10^6$, данное число достаточно, чтобы за время моделирования достиглось равновесие ансамбля электронов с полем, т.е. функция распределения электронов по энергиям становилась стационарной. В табл. 2 приведены рассчитанные зависимости средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$, дрейфовой скорости v_d , коэффициентов диффузии $D_T N_L$ и $D_L N_L$ и ионизации k_{ion} от приведенной напряженности поля в диапазоне от 15 до 1500 Тд. Формулы для расчета данных величин приведены в [3].

На рис. 2 показана функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в широком диапазоне значений E/N . Для сравнения на данном рисунке также приведено распределение Максвелла со значением средней энергии электронов из МК-расчетов. Отметим интересную особенность, что если в случае гелия рассчитанное энергетическое распределение электронов в области $E/N \leq 150$ Тд очень близко к распределению Максвелла [3], то в случае неона в области $E/N \leq$

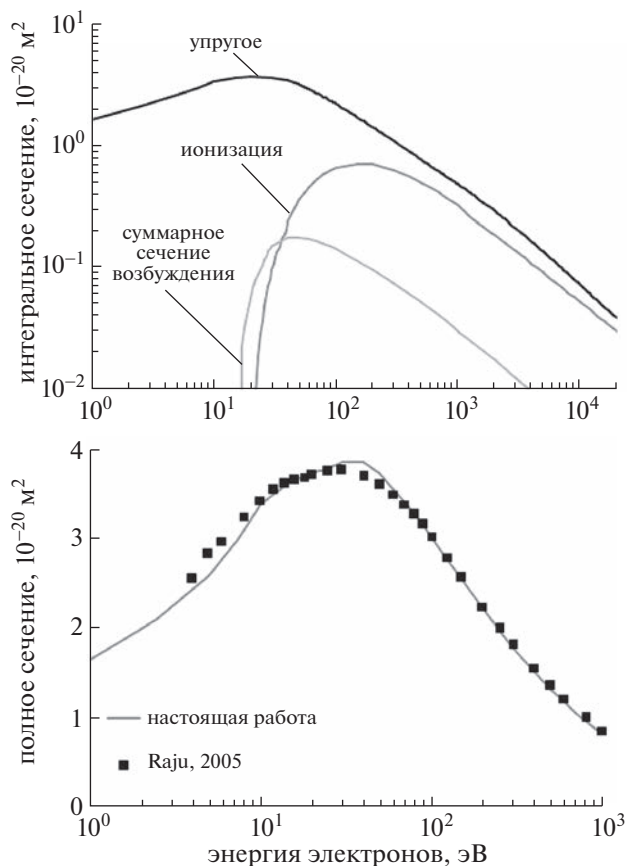


Рис. 1. Интегральные сечения упругого рассеяния, возбуждения и ионизации (сверху), полное сечение рассеяния (снизу).

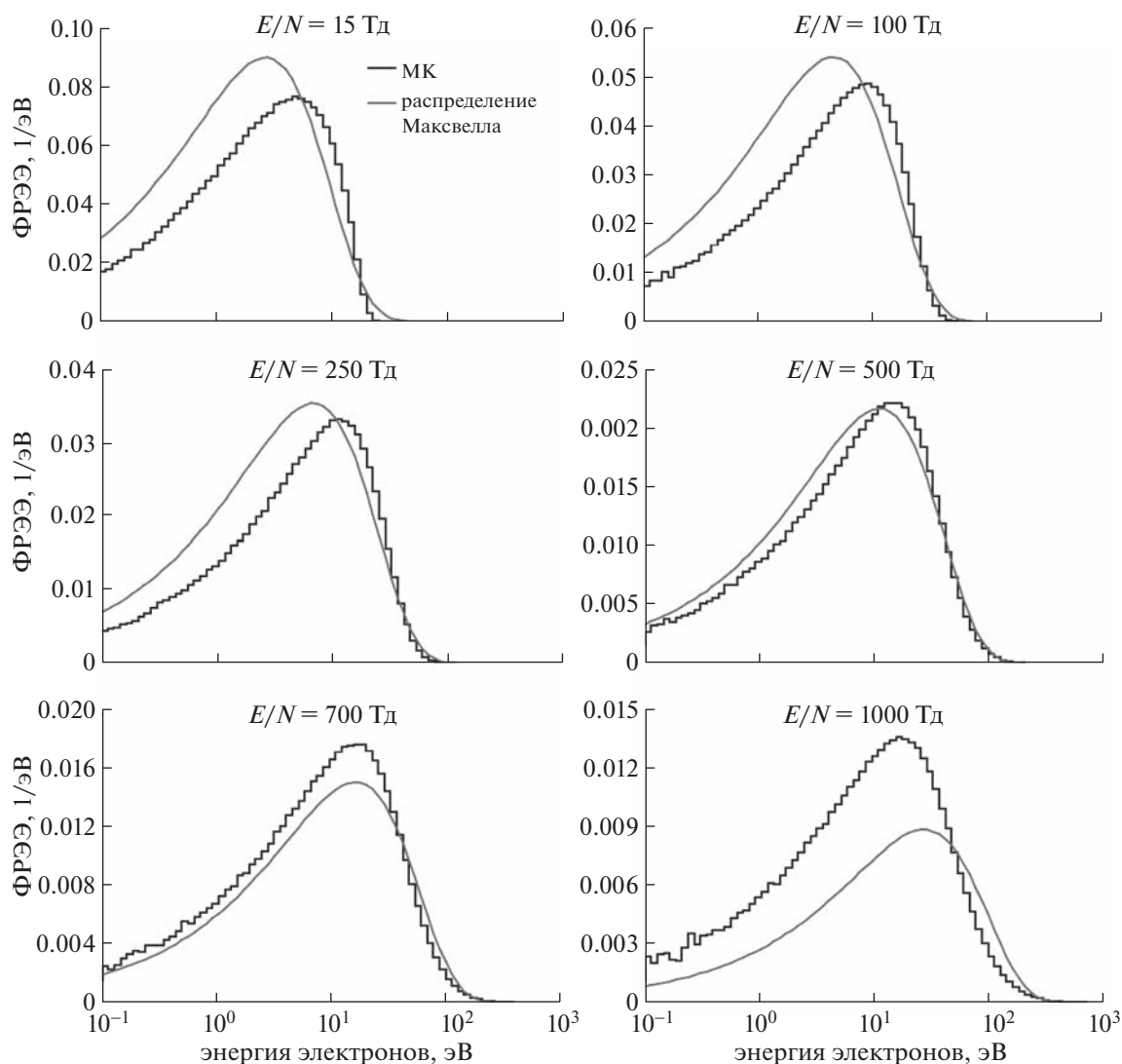


Рис. 2. Энергетическое распределение электронов.

≤ 250 Тд распределение Максвелла не достаточно точно описывает расчетные данные в этой области. При $E/N = 500$ Тд, наблюдается хорошее согласие, но в области больших значений E/N распределение Максвелла снова не согласуется с расчетными данными.

Как говорилось во Введении, в случае гелия диффузионно-дрейфовое приближение для расчета концентрации электронов становилось неприменимым в полях больших ≈ 150 – 200 Тд. Это было связано с появлением большого числа быстрых электронов, энергия которых заметно выше среднего значения. При этом эти быстрые электроны опережали основную массу электронов в лавине. В результате угловое распределение электронов становилось существенно анизотропным, и таким образом нарушалось приближение Лоренца, — двучленное разложение функции распределения электронов (ФРЭ) по углам. На рис. 3

для момента времени t_{run} приведено угловое распределение электронов, а также распределение линейной концентрации электронов вдоль оси симметрии лавины, которое для удобства представления поделено на число электронов в момент времени t_{run} . Пространственное распределение электронов сравнивается с распределением, полученным из решения диффузионно-дрейфовых уравнений (ДДУ) (1)–(2) [3], с коэффициентами, полученными в МК-расчетах.

Как можно видеть на рис. 3 в неоне диффузионно-дрейфовое приближение применимо вплоть до $E/N = 500$ Тд, хотя при этом значении угловое распределение электронов уже заметно анизотропно. В области больших полей уже наблюдаются заметные отличия между решением ДДУ- и МК-расчетами: здесь мы видим, что появляется большое число быстрых электронов, которые опережают основную массу электронов, и

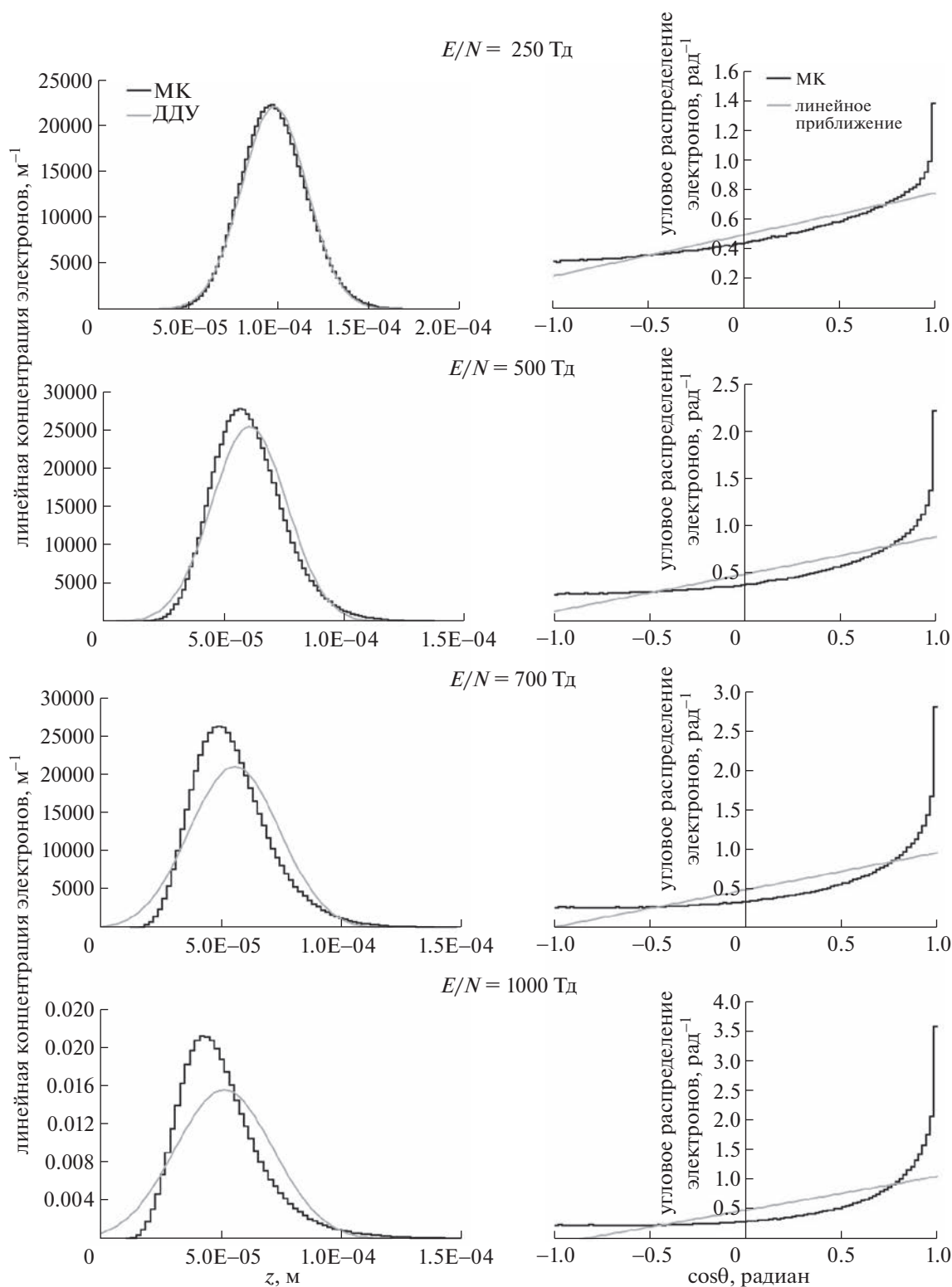


Рис. 3. Пространственное распределение электронов вдоль оси симметрии лавины (слева), угловое распределение (справа) в момент времени t_{run} .

пространственное распределение становится несимметричным и вытянутым вдоль направления действия электрической силы.

Выполним теперь сравнение полученных нами данных с результатами расчетов по программе BOLSIG+ [5]. Расчеты по этой программе были

Таблица 2. Рассчитанные параметры лавины электронов в неоне

E/N , Тд	$\bar{\epsilon}$, эВ	v_d , км/с	$D_L N_L$, 10^{25} 1/(м с)	$D_T N_L$, 10^{25} 1/(м с)	k_{ion} , м ³ /с
15	8.07	60.2	2.0	2.6	1.64×10^{-18}
20	8.49	78.1	2.0	2.6	4.89×10^{-18}
25	8.89	95.5	2.0	2.6	1.05×10^{-17}
30	9.26	113	2.0	2.6	1.85×10^{-17}
40	9.96	145	2.1	2.7	4.17×10^{-17}
50	10.6	176	2.0	2.6	7.39×10^{-17}
60	11.2	207	2.1	2.7	1.16×10^{-16}
70	11.8	236	2.1	2.7	1.65×10^{-16}
80	12.4	264	2.2	2.7	2.24×10^{-16}
90	12.9	292	2.2	2.7	2.89×10^{-16}
100	13.4	318	2.3	2.7	3.61×10^{-16}
125	14.7	386	2.3	2.7	5.78×10^{-16}
150	15.9	448	2.4	2.8	8.26×10^{-16}
200	18.2	573	2.7	2.8	1.42×10^{-15}
250	20.5	704	3.2	2.9	2.15×10^{-15}
300	22.9	833	3.7	3.1	2.95×10^{-15}
350	25.3	968	4.5	3.2	3.84×10^{-15}
400	27.8	1102	5.2	3.6	4.77×10^{-15}
500	33.5	1387	7.4	4.0	6.80×10^{-15}
600	40.2	1729	12.5	5.2	8.91×10^{-15}
700	48.2	2062	17.6	6.3	1.11×10^{-14}
800	57.9	2356	23.3	7.7	1.31×10^{-14}
900	69.0	2639	27.9	8.9	1.50×10^{-14}
1000	81.9	2910	31.4	9.7	1.68×10^{-14}
1100	95.9	3192	36.0	11.0	1.86×10^{-14}
1200	111.3	3404	39.1	11.5	2.02×10^{-14}
1300	128.1	3632	42.1	12.4	2.17×10^{-14}
1400	146.2	3896	46.3	13.3	2.31×10^{-14}
1500	165.7	4087	51.0	13.7	2.43×10^{-14}

выполнены с тем же набором сечений, который использовался в нашей МК-модели с той лишь поправкой, что в программе BOLSIG+ вместо полного сечения упругого рассеяния использовалось транспортное сечение. Также отметим, что расчеты по BOLSIG+ выполнены с использованием опции “gradient expansion with PT”, которая позволяет вычислять два типа дрейфовой скорости (подвижности) электронов “flux” и “bulk”. Разница между ними заключается в том, что тип дрейфовой скорости электронов “flux” это равновесная средняя скорость ансамбля электронов, а “bulk” это равновесная скорость центра масс ла-

вины электронов [18]. В отсутствии ионизации значения данных величин будут совпадать. Отметим, что в табл. 2 приведены значения скорости центра масс лавины электронов [3]. На рис. 4 в диапазоне $E/N = 15\text{--}1000$ Тд приведены зависимости средней энергии, подвижности и дрейфовой скорости электронов, а также коэффициента ионизации, рассчитанные методом МК и по программе BOLSIG+. Как можно видеть, в области $E/N < 150$ Тд значения подвижности “bulk” электронов, полученные по обоим методикам, близки между собой, относительная разница здесь не превышает 10%, но с ростом E/N разница увели-

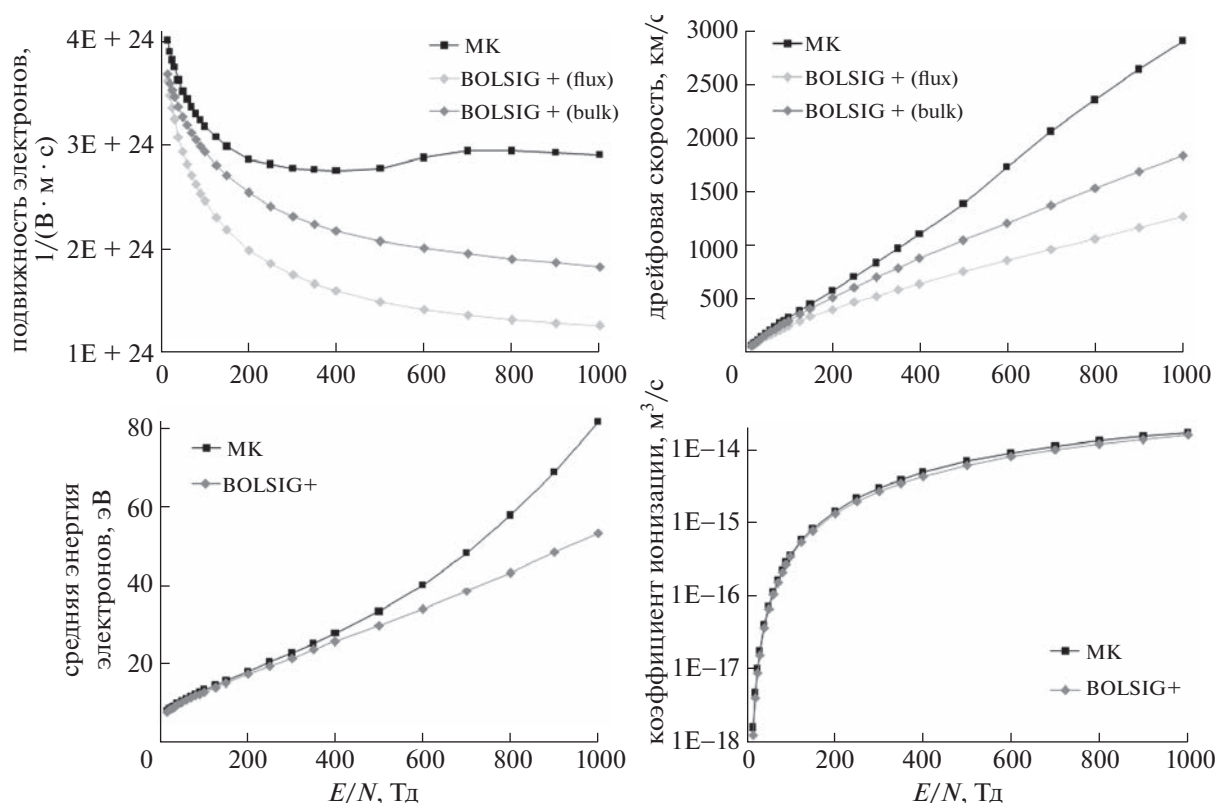


Рис. 4. Сравнение расчетов по МК-модели и по программе BOLSIG+.

чивается, достигая почти 60% при $E/N = 1000$ Тд. Значения средней энергии электронов, рассчитанные методом МК, заметно превышают значения, полученные с помощью BOLSIG+, начиная с $E/N \approx 500$ Тд, и эта разница также увеличивается с ростом E/N , достигая примерно 50% при $E/N = 1000$ Тд. Это связано с тем, что как говорилось выше, при больших значениях E/N нарушается приближение Лоренца. Отметим также, что относительная разница в значениях коэффициента ионизации, вычисленных по обоим методикам, не превышает 25%.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

К сожалению, в отличие от гелия, для неона экспериментальные данные по транспортным коэффициентам электронов в области средних и больших значений E/N крайне скудны. Имеются измерения [19] дрейфовой скорости электронов и отношения D_L/μ_e в диапазоне значений приведенной напряженности E/N от 1.4 до 339 Тд, выполненные методом TOF, а также измерение [20] отношения D_T/μ_e в области $1.41 < E/N < 5650$ также в рамках эксперимента TOF. Что касается измерений первого коэффициента Таунсенда α_{ion} в неоне, то здесь имеется достаточное количество

экспериментальных данных [21–24], в том числе и в области больших значений E/N .

Для сравнения с экспериментальными данными были рассчитаны величина первого коэффициента Таунсенда α_{ion} и дрейфовой скорости v_{SST} для условий эксперимента “steady-state Townsend” (SST), а также дрейфовой скорости v_{TOF} и отношения D_L/μ_e и D_T/μ_e для условий эксперимента “time-of-flight” (TOF). Расчеты проводились в той же постановке, что и для гелия [3], формулы для расчета величин α_{ion} , v_{SST} , v_{TOF} , D_L/μ_e и D_T/μ_e приведены в той же работе. Значения рассчитанных коэффициентов приведены в табл.3.

На рис. 5 рассчитанная зависимость коэффициента Таунсенда сравнивается с экспериментальными данными [21–24]. Рассчитанные значения α_{ion} очень хорошо согласуются с данными всех измерений в области относительно небольших значений E/N , в отличие от гелия, для которого в области малых полей экспериментальные значения α_{ion} заметно превосходили теоретические [3], что, скорее всего, связано с влиянием реакций Пеннинга, — если энергия возбуждения атома гелия превышает энергию ионизации атомарной или молекулярной примеси A , то могут протекать реакции $\text{He}^* + A \rightarrow \text{He} + A^+ + e^-$ с

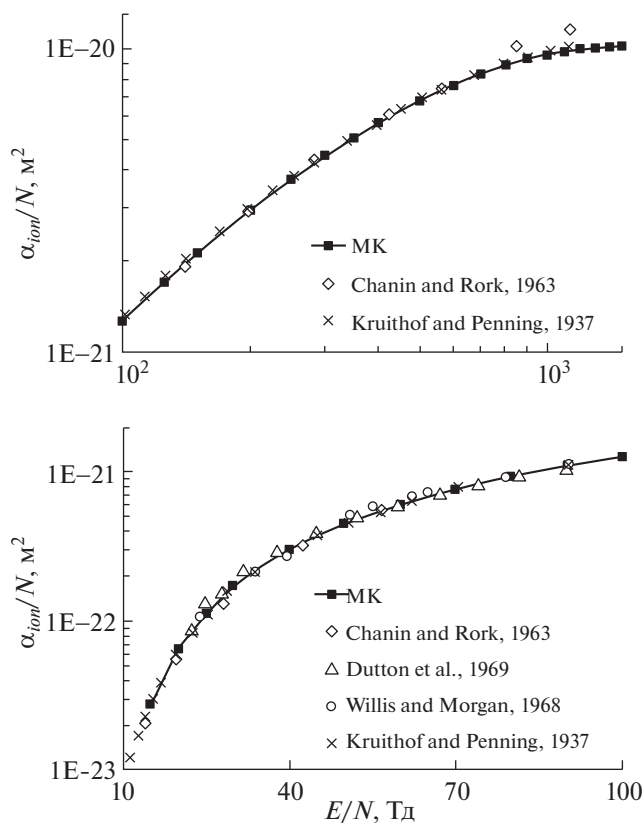


Рис. 5. Первый коэффициент Таунсенда α_{ion}/N в области больших полей (сверху) и в области малых полей (снизу).

ионизацией примеси. В области средних и больших E/N рассчитанные значения коэффициента Таунсенда хорошо согласуются с данными [22] во всем исследованном диапазоне значений E/N , и с данными [21] в области $E/N < 600$ Тд, но при больших E/N экспериментальные значения из [21] заметно превосходят рассчитанные значения. Подобный результат был получен и для гелия [3]. Это расхождение можно объяснить тем, что в эксперименте [21] в области полей $E/P > 100$ В/(см · торр) (288 Тд) не достигалось равновесие электронов с полем.

На рис. 6 сравниваются рассчитанные и измеренные зависимости дрейфовой скорости и коэффициентов D_L/μ_e и D_T/μ_e . Теоретические значения v_{TOF} очень хорошо согласуются с измеренными в работе [19] в диапазоне $15 \leq E/N < 200$ Тд, но в области больших полей экспериментальные значения заметно превышают теоретические, и относительная разница составляет примерно 10%, что превышает заявленную в [19] точность измерений 5%. Подобное поведение наблюдается и для отношения D_L/μ_e . В области $E/N \geq 200$ Тд экспериментальные значения превышают теоретические, и относительная разница также больше

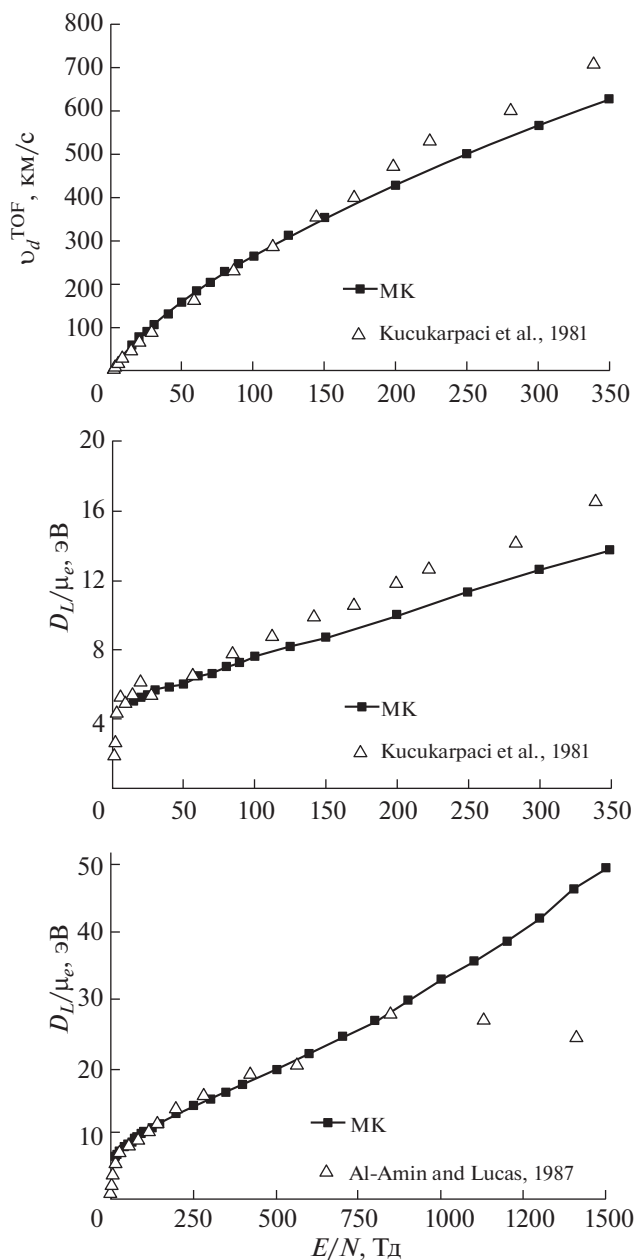


Рис. 6. Дрейфовая скорость и отношения D_L/μ_e и D_T/μ_e .

заявленной точности измерений 15%. Отметим, что для гелия наблюдалось хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных во всем исследованном в эксперименте [19] диапазоне значений E/N . Поскольку для неона (кроме единственной работы [19]) отсутствуют экспериментальные данные для величин v_{TOF} и D_L/μ_e , то мы не можем ответить на вопрос о причинах наблюдаемого расхождения расчетных и экспериментальных значений в области $E/N \geq 200$ Тд; вопрос о том, связано ли это с погрешностью экспе-

Таблица 3. Параметры лавины электронов для экспериментов SST и TOF

E/N , Тд	v_{TOF} , км/с	v_{SST} , км/с	D_T/μ_e , эВ	D_L/μ_e , эВ	α_{ion}/N , м ²
15	59.1	57.6	6.53	5.03	2.73×10^{-23}
20	75.6	72.9	6.88	5.19	6.42×10^{-23}
25	91.1	87	7.41	5.40	1.13×10^{-22}
30	106	100	7.35	5.66	1.70×10^{-22}
40	133	124	7.96	5.91	3.01×10^{-22}
50	158	146	8.36	6.03	4.47×10^{-22}
60	182	166	8.81	6.49	6.06×10^{-22}
70	205	185	9.21	6.65	7.64×10^{-22}
80	226	202	9.51	7.03	9.34×10^{-22}
90	246	219	9.88	7.32	1.10×10^{-21}
100	264	235	10.3	7.61	1.27×10^{-21}
125	311	271	10.8	8.15	1.70×10^{-21}
150	352	305	11.6	8.72	2.12×10^{-21}
200	429	362	12.8	10.0	2.94×10^{-21}
250	500	420	14.1	11.3	3.71×10^{-21}
300	565	472	15.0	12.6	4.42×10^{-21}
350	628	523	16.1	13.7	5.09×10^{-21}
400	686	571	17.2	15.0	5.69×10^{-21}
500	794	665	19.5	17.5	6.73×10^{-21}
600	897	758	21.7	20.1	7.57×10^{-21}
700	1000	853	24.3	22.4	8.27×10^{-21}
800	1085	943	26.7	24.9	8.83×10^{-21}
900	1180	1040	29.8	27.1	9.26×10^{-21}
1000	1260	1130	32.8	29.1	9.57×10^{-21}
1100	1340	1230	35.6	32.0	9.80×10^{-21}
1200	1440	1340	38.7	34.4	1.00×10^{-20}
1300	1520	1450	42.1	37.6	1.01×10^{-20}
1400	1600	1560	46.4	41.2	1.02×10^{-20}
1500	1680	1690	49.6	42.6	1.02×10^{-20}

римента, которая выше заявленной в [19], или обусловлено недостатками представленной здесь теоретической модели, остается открытым.

На рис. 6 также видно, что расчетные значения D_T/μ_e хорошо согласуются с данными [20] в области $E/N < 850$ Тд, но в более сильных полях теоретические значения заметно превосходят экспериментальные и качественное поведение кривых отличается. Это связано с тем, что в эксперименте не достигалось равновесия электронов с полем в области больших значений E/N , о чем авторы

[20] упоминают в своей статье. Отметим, что экспериментальные данные [20] приведены в книге [14] в качестве рекомендованных значений D_T/μ_e в диапазоне $1.41 < E/N < 5650$ без каких-либо замечаний о том, что в области сильных полей эти экспериментальные данные могут быть недостоверны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом Монте-Карло вычислены зависимости от приведенной напряженности поля E/N в диапазоне от 15 до 1500 Тд средней энергии электронов, дрейфовой скорости электронов, частоты ионизации, а также коэффициентов продольной и поперечной диффузии, которые рекомендуются для использования в расчетах эволюции концентрации электронов путем решения диффузионно-дрейфового уравнения. Выполнено сравнение коэффициентов, рассчитанных методом Монте-Карло (МК), и из решения кинетического уравнения Больцмана по программе BOLSIG+. Показано, что основное отличие в поведении зависимостей, рассчитанных по обеим методикам, связано с неприменимостью в области больших значений E/N используемого в BOLSIG+ двухчленного приближения для угловой части ФРЭ. Отмечена также ограниченность применимости диффузионно-дрейфового приближения к расчету пространственно временной эволюции электронов в сильных электрических полях, где при очень высоких значениях E/N необходимо учитывать появление большого числа быстрых электронов.

С целью верификации модели МК вычислены значения дрейфовой скорости v_{TOF} , отношений D_T/μ_e и D_L/μ_e , а также коэффициента ионизации Таунсенда α_{ion}/N , которые сравнивались с данными измерений. Рассчитанные значения коэффициента Таунсенда согласуются с экспериментальными данными во всем исследованном диапазоне значений E/N . Рассчитанные значения дрейфовой скорости и отношения D_L/μ_e в области $E/N < 200$ Тд хорошо согласуются с данными измерений [19], но в области больших значений E/N относительная разница между расчетными и измеренными значениями немного превышает заявленную в [19] экспериментальную погрешность. Расчетные значения величины D_T/μ_e в области $E/N < 850$ Тд хорошо согласуются с экспериментальными данными [20], но заметно превышают их в более сильных полях, скорее всего, в связи с нарушением равновесия ансамбля электронов с полем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.

2. Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1997. V. 10. P. 1035.
3. Бочков Е.И., Бабич Л.П. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 3. С. 276.
4. Alves L.L., Bartschat K., Biagi S.F., Bordage M.C., Pitchford L.C., Ferreira C.M., Hagelaar G.J.M., Morgan W.L., Pancheshnyi S., Phelps A.V., Puech V., Zatsarinny O. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2013. V. 46. 334002 (22 pp).
5. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
6. Allis W.P. // Physical Review A. 1982. V. 26 (3). P. 1704.
7. Бочков Е.И., Бабич Л.П., Куцык И.М. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 10. С. 935.
8. Adibzadeh M., Theodosiou C.E. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2005. V. 91. P. 8.
9. Salvat F., Jablonski A., Powell C.J. // Computer Phys. Communications. 2005. V. 165. P. 157.
10. Wetzel R.C., Baiocchi F.A., Hayes T.R., Freund R.S. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35(2). P. 559.
11. De Heer F.J., Jansen R.H., van der Kaay W. // J. Phys. B: Molec. Phys. 1979. V. 12(6). P. 979.
12. Schram B.L., de Heer F.J., van der Wiel M.J., Kistemaker J. // Physica. 1965. V. 31. P. 94.
13. www.lxcat.net/Biagi-v7.1
14. Raju G.G. Gaseous Electronics. Tables, Atoms, and Molecules. N.Y.: CRC Press, 2012.
15. Kim Y.-K., Rudd M.E. // Phys. Rev. A. 1994. V. 505. P. 3954.
16. Yates B.R., Keane K., Khakoo M.A. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2009. V. 42. 095206.
17. Tahira S., Oda N. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 35(2). P. 582.
18. Petrovic Z.L., Dujko S., Maric D., Malovic G., Nikitovic Z., Sasic O., Jovanovic J., Stojanovic V., Radmilovic-Radenovic M. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2009. V. 42. 194002.
19. Kucukarpaci H.N., Saelee H.T., Lucas J. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1981. V. 14. P. 9.
20. Al-Amin S.A.J., Lucas J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. P. 1590.
21. Chanin M.L., Rork G.D. // Phys. Rev. 1963. V. 132(6). P. 2547.
22. Kruithof A.A., Penning F.M. // Physica. 1937. V. 32. P. 430.
23. Willis B.A., Morgan C.G. // Brit. J. Appl. Phys. 1968. V. 1. P. 1219.
24. Dutton J., Hughes M.H., Tan B. // J. Phys. B. 1969. V. 2. P. 890.

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 533.92

УТОЧНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕУСТОЙЧИВЫХ ИОНОВ D_2^- И HD^-

© 2023 г. А. А. Терентьев*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Terentev_AA@nrcki.ru

Поступила в редакцию 14.10.2022 г.

После доработки 06.12.2022 г.

Принята к публикации 29.12.2022 г.

Повторной обработкой уточнены результаты измерения времени жизни отрицательных молекулярных ионов D_2^- и HD^- : время жизни иона D_2^- равно 3.9 ± 0.1 мкс, а иона HD^- — 4.6 ± 0.1 мкс. Уточнены значения энергии пучка, при которой проводились измерения. Показано, что результаты измерения делятся на две группы, внутри которых время жизни для ионов D_2^- и HD^- совпадает с хорошей точностью.

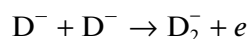
Ключевые слова: водород, дейтерий, ион, отрицательный, молекулярный, время жизни, период полураспада

DOI: 10.31857/S0367292122601308, EDN: FKLDND

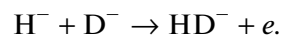
В работе [1] были представлены результаты измерения времени жизни отрицательных молекулярных ионов D_2^- и HD^- в основном состоянии. Как выяснилось позже, при проведении экспериментов и при обработке результатов был допущен ряд неточностей. Это не перечеркивает основного результата работы — время жизни указанных ионов в основном состоянии намного больше, чем время жизни автоотрывного состояния. В этой статье рассмотрены упомянутые неточности и подправлены результаты [1]. При этом новых измерений не проводилось, использовались только результаты [1].

На рис. 1 приведена схема установки ДИВО. Ионы, выходящие из источника магнетронного типа ИИ, ускоряются до энергии $U_{\text{уск}}$ и попадают в магнит-монокроматор ММ с магнитным полем $B_{\text{мм}}$, который выделяет компоненту нужной массы. Затем пучок проходит через систему формирования пучка СФП (две квадрупольных линзы и два корректирующих конденсатора — вертикальный и горизонтальный), где он дофокусируется и попадает в измерительную часть установки. Здесь пучок проходит 180° электростатический анализатор ЭА с напряжением $U_{\text{ЭА}}$, из которого он направляется в петлю П и через фильтр Ф в ВЭУ.

Молекулярные ионы образовывались в источнике в результате реакций



и



Пучок ионов проходил петлю П либо по прямой, либо по круговой траектории, разница в длинах траекторий составляла 270 мм. При этом интенсивность пучка, попадающего в ВЭУ, менялась с N_1 до N_2 , а разница времени прохождения ионов по тракту Δt зависела от энергии пучка. Время жизни τ определялось выражением

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln(N_1/N_2)}$$

Эксперименты проводились сериями, сначала для D_2^- при разных энергиях извлекаемых из источника ионов, а затем для HD^- . В каждой серии вычислялось время жизни τ , которое затем усреднялось для каждой энергии и типа иона для разных серий. Надо иметь в виду, что чем больше время жизни иона, тем больше времени требуется на набор статистики при неизменном режиме работы установки. Исходя из имевшихся ресурсов, верхний предел измерения τ составлял 100–200 мкс.

Сначала хотелось бы рассказать об одной особенности проводимых в [1] измерений.

В измерениях для D_2^- было получено значительное количество серий, в которых время жизни оказывалось чрезмерно большим, а погрешность измерений составляла сотни процентов. Часто бывало, что в начале серии получалось вполне корректное значение τ , а начиная с неко-

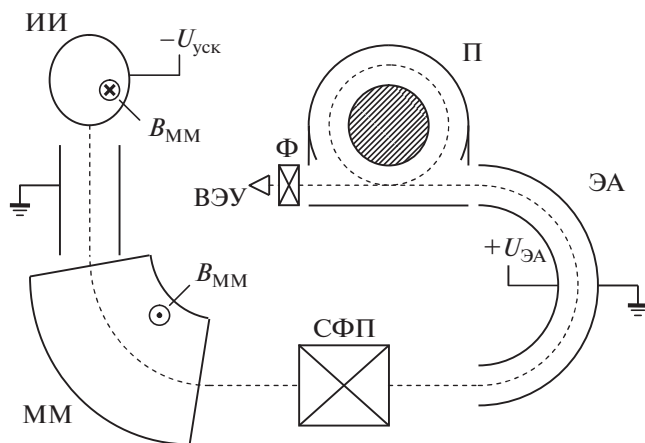


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ИИ — ионный источник, ММ — магнит-монохроматор, СФП — система фокусировки пучка, ЭА — электростатический анализатор с пространственной фокусировкой, П — петля (360-градусный анализатор с пространственной фокусировкой), Ф — цилиндрический фокусирующий фильтр, ВЭУ — вторичный электронный умножитель.

торого момента счеты N_1 и N_2 становились примерно равными. Такие серии считались бракованными и в окончательные результаты не вошли.

В каждой серии было по 90 измерений, кроме тех серий, которые были прерваны по техническим причинам, например, из-за перегорания нити накала источника. На самом деле, количество измерений не имеет никакого значения. Значение имеет общее время измерения — 3–4 часа, а основное значение имеет общее количество зарегистрированных частиц (счетов) в серии, которое составляло 40–150 тыс. счетов в серии (по каждому из измерений N_1 и N_2).

Для HD^- наблюдалось другое. Часто при настройке установки на HD^- счетов не было вовсе. Также счеты могли внезапно пропасть посреди серии.

Во всех таких случаях можно было перенастроить установку и обнаружить пучок D^- , по которому всегда проводилась первичная настройка измерительного тракта. Параметры этого пучка не изменялись в пределах точности настройки.

Наблюдаемые значения можно объяснить тем, что в какой-то момент молекулярные ионы перестают образовываться в источнике. При этом D_2^- сопровождаются некой долгоживущей, возможно, стабильной компонентой. Какие условия влияют на образование ионов, выяснить не удалось. Режим работы источника оставался тем же в пределах разброса настроек, изменением параметров его работы восстановить образование

ионов не удалось ни разу. Выяснить природу долгоживущей компоненты также не удалось.

Вообще, процессы, идущие в источнике, оказались не так очевидны, как считалось. Их влияние на ход измерений еще придется исследовать.

Теперь можно перейти к коррекции результатов обработки [1]. Во-первых, в измерениях для D_2^- при энергии 950 эВ есть серии с очень большой погрешностью. Удаление любой из них приводит к уменьшению общей погрешности. Во время проведения этих серий параметры работы установки были очень неустойчивы по техническим причинам, что дало большой статистический разброс в результатах измерений. Эти серии было решено исключить из окончательных результатов.

Во-вторых, хочется рассмотреть точность определения энергии пучка E_0 . Здесь надо отметить, что E_0 в [1] не является сильно значимым фактором. Она определяет лишь время движения частиц по тракту установки. Вот в работе [2], где использовался метод расщепленного пучка, E_0 определяла энергию взаимодействия исходных ионов. Здесь же эта энергия определялась внутренними параметрами ионного источника.

В используемой схеме измерения E_0 можно определить тремя способами:

- по значению ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$;
- по значению магнитного поля в магните-монохроматоре $B_{\text{ММ}}$;
- по значению напряжения на электростатическом анализаторе $U_{\text{ЭА}}$.

При обработке результатов в [1] в качестве E_0 принималось значение $U_{\text{уск}}$. Но, поскольку ионы выходят изнутри источника, они начинают ускоряться еще в электрическом поле разряда и получают некоторую часть разрядного напряжения. Таким образом, энергия ионов на входе в магнит-монохроматор будет больше $U_{\text{уск}}$. Определить эту прибавку энергии затруднительно, поскольку неизвестны ни область, из которой выходят ионы, ни распределение электрического поля внутри источника. Напряжение разряда в экспериментах [1] составляло 50–100 В и не регистрировалось.

Значение $B_{\text{ММ}}$ тоже нельзя считать надежным источником для определения E_0 . Дело в том, что ионы выходят из источника не по радиусу цилиндра-катода, а имеют некоторое распределение по направлениям, которое неизвестно. Кроме того, они отклоняются в рассеянном поле магнита источника $B_{\text{ИИ}}$. Поскольку направление движения ионов на входе в магнит-монохроматор неизвестно, точно определить E_0 по значению $B_{\text{ММ}}$ невозможно.

Таблица 1. Средние значения E_0 для использованных $U_{\text{уск}}$

Ион	D_2^-			HD^-
$U_{\text{уск}}, \text{В}$	800	950	1200	950
$E_0, \text{эВ}$	670	850	1020	850

Электростатический анализатор оказался наиболее удобным средством для определения E_0 . Пучок частиц на его входе хорошо сформирован и имеет угловой разброс меньше 1° . Геометрия коллиматорных щелей (на рис. 1 не показаны) обеспечивает попадание пучка на рабочую траекторию анализатора. Сам анализатор использовался во многих предыдущих экспериментах, многократно проверен, и хорошо известно, что для прохождения через него частиц с энергией 1 кэВ, необходимо иметь $U_{\text{ЭА}} = 1250 \text{ В}$. Измерения $U_{\text{ЭА}}$ велись с точностью $\pm 2.5 \text{ В}$ и регистрировались.

Было принято решение повторно обработать результаты [1], считая характеристикой энергии ионов значение $U_{\text{ЭА}}: E_0 = U_{\text{ЭА}}/1.25$.

Сначала определялось значение E_0 в каждой серии экспериментов. Усредненные значения приведены в табл. 1. Далее в тексте используются скорректированные значения E_0 .

Оказалось, что E_0 в экспериментах была меньше $U_{\text{уск}}$. Это невозможно объяснить неупругими потерями энергии, например, при рассеянии на остаточном газе — рассеянные ионы неизбежно покинули бы рабочую траекторию установки. Можно предложить два объяснения: либо молекулярные ионы выходят из области в источнике, имеющей потенциал меньше $U_{\text{уск}}$, либо они образуются вне источника, в пучке вышедших из него исходных ионов D^- . Проверка этих предположений требует отдельного исследования и выходит за рамки данной статьи.

При повторной обработке также обнаружилось, что иногда меньшему значению E_0 соответ-

ствовало большее значение $B_{\text{мм}}$. Причина этого, видимо, в том, что между сериями производилась подстройка установки. При этом менялось угловое распределение выходящих из источника ионов.

После определения энергии ионов было вычислено время их прохождения по петле Δt так же, как и в [1] при помощи программы SIMION 7.0 [3], а затем и время жизни τ для каждой серии. Результаты показаны на рис. 2, серии приведены в порядке их получения. В целом время жизни оказывается примерно на 10% больше, указанного в [1].

После этого было усреднено время жизни для каждого значения энергии D_2^- и для каждого типа иона.

Исправленные результаты для D_2^- следующие: $4.06 \pm 0.09 \text{ мкс}$ (для 670 эВ), $3.84 \pm 0.12 \text{ мкс}$ (для 850 эВ) и $3.81 \pm 0.06 \text{ мкс}$ (для 1020 эВ). Среднее значение времени жизни $\tau = 3.9 \pm 0.1 \text{ мкс}$.

Для иона HD^- время жизни составляет $\tau = 4.6 \pm 0.1 \text{ мкс}$.

И последнее, на что хотелось бы обратить внимание. На рис. 2г показаны значения времени жизни HD^- для всех серий. Хорошо видно, что они делятся на две группы: (А) с меньшим значением τ и (Б) с большим. Тот же эффект наблюдается для D_2^- при $E_0 = 1020 \text{ эВ}$ (рис. 2в). Для энергий 670 и 850 эВ эффект выражен слабее, но при желании его можно увидеть и здесь (рис. 2а, б). Можно вычислить средние значения τ и дисперсии для каждой группы. Результат приведен в табл. 2. Легко видеть, что разница в средних значениях τ групп А и Б для D_2^- и HD^- ($\sim 2 \text{ мкс}$) сильно превышает три стандартных отклонения ($\sim 0.3 \text{ мкс}$). Это позволяет утверждать, что группы относятся к разным измеряемым величинам, или к двум разным процессам, идущим в установке. Но главное, хорошо видно, что значения τ в каждой группе для D_2^- и HD^- совпадают с хорошей точностью.

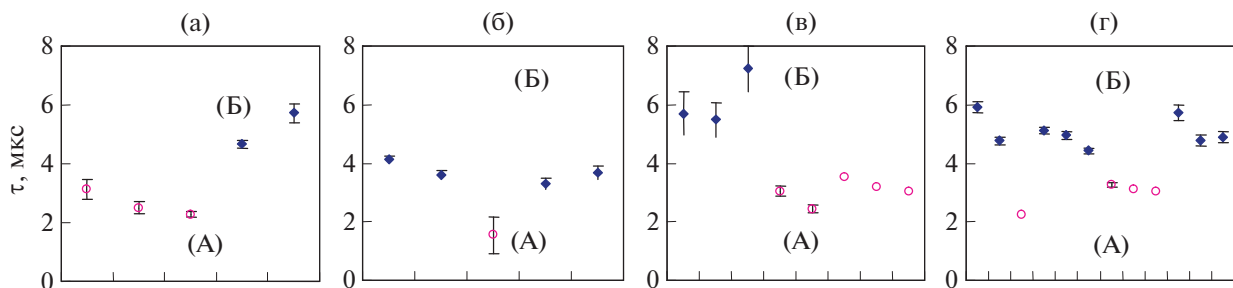
**Рис. 2.** Значения времени жизни τ для каждой серии измерений: D_2^- , 670 эВ (а), D_2^- , 850 эВ (б), D_2^- , 1020 эВ (в), HD^- , 850 эВ (г).

Таблица 2. Время жизни τ , мкс, для двух групп серий измерений

Группа	D_2^-				HD^-
	670 эВ	850 эВ	1020 эВ	Среднее	850 эВ
(А)	2.49 ± 0.09	1.54 ± 0.62	3.03 ± 0.08	2.81 ± 0.1	3.01 ± 0.04
(Б)	4.97 ± 0.13	3.37 ± 0.14	6.22 ± 0.4	5.03 ± 0.11	5.00 ± 0.05

Подобные результаты получены в работе [4]: для D_2^- , были обнаружены три фракции с разными временами жизни, правда, эти времена намного больше, чем полученные в нашей работе. Для H_2^- и HD^- авторы [4] упоминают только по одной фракции. У нас же, кроме двух групп, присутствует долгоживущая компонента, о которой упоминалось в начале статьи, и время жизни которой измерить не удалось. Так что компонент (фракций) у нас тоже три.

Соответствуют ли две группы измерений двум состояниям ионов — такое предположение напра-

шивается, но никаких подтверждений ему нет. Чем соответствуют эти группы, осталось неясным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев В.А., Козлов Д.А., Терентьев А.А., Тренин А.Е. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 874.
2. Беляев В.А., Дубровин М.М., Козлов Д.А., Терентьев А.А., Тренин А.Е., Шолин Г.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1024.
3. Computer code SIMION 3D Version 7.0 Sci. Instrum. Services, Ringoes, NJ 08551, USA.
4. Heber O., Golser R., Gnaser H., Berkovits D., Toker Y., Eritt M., Rappaport M.L., Zajtman D. // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. P. 0605019(R).