_____ МАГНИТНЫЕ _ ЛОВУШКИ __

УДК 533.95

ФЛУКТУАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЛАЗМЕННЫХ ТОКОВ В СТЕЛЛАРАТОРЕ УРАГАН-3М

© 2020 г. В. К. Пашнев^а, Э. Л. Сороковой^{а, *}, А. А. Петрушеня^а

^а Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Институт физики плазмы, Харьков, Украина *e-mail: sorokovoy@ipp.kharkov.ua Поступила в редакцию 20.02.2020 г. После доработки 17.04.2020 г.

Принята к публикации 22.04.2020 г.

На стеллараторе торсатронного типа Ураган-3М с помошью набора магнитных датчиков проведены исследования частотного спектра и пространственных структур флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля в диапазоне частот 0.3...52 кГц, вызываемых плазменными токами. Исследования проводились в режиме ВЧ-нагрева в удерживающих магнитных полях различной напряженности. Флуктуации магнитного поля изучались в слабо- и сильностолкновительной плазме. Проведенные исследования показали, что регистрируемые флуктуации магнитного поля имеют спектр, состоящий из достаточно узкополосного набора частот. Флуктуирующие магнитные поля вызываются плазменными токами, которые можно представить в виде набора полоидальных структур с волновыми числами m = 0; 1; 2; 3 (и, возможно, 4). Каждая пространственная структура плазменных токов (кроме m = 0) может быть представлена в виде суммы двух типов колебаний: вращающаяся и стоячая структуры. Врашающаяся структура движется в полоидальном направлении с частотой вращения, близкой к частоте стоячей структуры. Направление вращения не постоянно и изменяется в течение разряда. Стоячая структура не меняет положения (фазы) и колеблется с фиксированной частотой. Как показал проведенный анализ, наблюдаемые флуктуации магнитного поля являются следствием плазменных неустойчивостей, которые вызывают возмушения давления плазмы. Эти колебания имеют инкремент нарастания и декремент затухания порядка несущей частоты. Возмущение давления плазмы инициирует появление токов снятия поляризации, магнитное поле которых регистрируется в данном эксперименте. Оценки показывают, что уровень флуктуаций давления достигает величины 4 × 10⁻³ относительно среднего значения давления плазмы в разряде. Показано также, что ВЧ-нагрев в этих экспериментах не вызывает наблюдаемые неустойчивости. Временное поведение параметров разряда и энергии флуктуаций магнитного поля на границе области удержания позволяет сделать вывод, что на квазистационарных стадиях разряда наблюдаемые неустойчивости определяют основные потери из плазменного объема.

Ключевые слова: стелларатор, торсатрон, ВЧ-нагрев плазмы, пространственная структура плазменных токов, сильностолкновительная плазма

DOI: 10.31857/S0367292120110074

1. ВВЕДЕНИЕ

Наборы магнитных датчиков широко используются для исследования плазменных неустойчивостей в тороидальных магнитных ловушках [1, 2]. Это позволяет, кроме частотных характеристик, изучать пространственную структуру неустойчивостей. В токамаках значительная часть запасенной в плазме энергии сосредоточена в энергии магнитного поля продольного плазменного тока, и потому основные неустойчивости связаны с возмущением токовой структуры на рациональных магнитных поверхностях. При этом неустойчивости, имеющие другую природу, слабо выражены на их фоне. В стеллараторах, где энергия магнитного поля продольного плазменного тока существенно меньше энергии плазмы, токовые неустойчивости при магнитных измерениях играют менее заметную роль, не маскируя другие типы неустойчивостей. Поэтому в наших экспериментах на стеллараторе Ураган-3М появляется возможность детальных исследований различных типов плазменных неустойчивостей, в том числе и не связанных с протеканием продольного тока.

Настоящая статья посвящена изучению временного поведения и пространственной структуры флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля в различных режимах работы стелларатора Ураган-3М. Ураган-3М представляет собой трехзаходный торсатрон [3], плазма в котором создавалась и нагревалась с помощью ВЧ-волн [4].

Первые результаты систематических исследований флуктуаций магнитного поля в установке Ураган-3М приведены в работах [5, 6]. Коротко отметим основные результаты, полученные в них.

В работе [5] обсуждалось влияние флуктуаций магнитного поля на поведение плазменного разряда в режиме редких столкновений между частицами плазмы. Этот режим характеризуется существованием в плазме бутстрэп-тока, который заметно влияет на магнитную конфигурацию стелларатора.

Основная информация о поведении плазмы в этой работе была получена с помощью магнитных датчиков (диамагнитна петля и пояс Роговского). В работах [7–9] указывалось, что использование этих магнитных датчиков позволяет получить данные о поведении энергосодержания плазмы в стеллараторных магнитных конфигурациях, при этом необходимо учитывать влияние продольного плазменного тока при диамагнитных измерениях. Напомним, что, в отличие от токамака, парамагнитный эффект плазмы в стеллараторах зависит от распределения тока и его направления [7]. В работе [5] было показано, как в условиях Ураган-ЗМ можно учесть влияние продольного тока при диамагнитных измерениях.

Важным результатом работы [5] является приведенное в ней выражение для баланса мощности при быстром нагреве — таком, при котором характерное время изменения параметров плазмы существенно меньше скиновых времен для плазмы и металлического окружения. Это выражение связывает изменение энергосодержания плазменного шнура, тороидального и полоидального магнитных потоков, потерю энергии из плазменного объема и вводимую в плазму мощность на динамических стадиях разряда, которые в Урагане-3М занимают значительную часть длительности разряда.

Одним из выводов работы [5] является обнаружение связи уровня регистрируемых на измерительной поверхности флуктуаций магнитного поля с изменением энергосодержания плазмы. Было отмечено, что увеличение уровня флуктуаций уменьшает скорость роста параметров плазмы, и сделан вывод, что флуктуации магнитного поля плазменных токов связаны с основным источником потерь энергии из объема удержания.

Работа [6] посвящена исследованию частотного спектра магнитных флуктуаций в стеллараторе Ураган-3М и их полоидальной пространственной структуры в момент резкого увеличения амплитуды флуктуаций в режиме редких столкновений. Предложена методика обработки нестационарных сигналов. Было показано, что в исследуемой полосе частот 0.3...52 кГц наблюдается спектр флуктуаций, состоящий из достаточно узкополосного набора частот. Магнитное поле, флуктуирующее на данной частоте, можно представить в виде набора полоидальных структур с волновыми числами m = 0; 1; 2; 3 (и, возможно, 4). Для пространственных структур $m \ge 1$ наблюдается одновременное существование двух типов колебаний. Первый тип — магнитные поля и вызывающие их плазменные токи с данной пространственной структурой, вращаются в полоидальном направлении с определенной скоростью. Второй тип токи не вращаются, а изменяются во времени с определенной частотой.

Наличие полоидальных пространственных структур магнитных полей, регистрируемых на измерительной поверхности, позволяет определить амплитуду этих полей на границе плазмы и, в дальнейшем, выяснить роль каждой структуры в воздействии на плазму.

Проведенный в [6] анализ теоретических работ не позволил найти адекватную модель, описывающую поведение флуктуаций магнитного поля в объеме удержания.

Настоящая статья является развитием [5, 6]. Основная цель этой работы:

1) исследование поведения флуктуаций магнитного поля в течение всего разряда в режиме редких столкновений;

2) изучение характеристик флуктуаций в режиме частых столкновений при сильно различающихся магнитных полях;

3) обсуждение природы флуктуаций магнитного поля и их воздействия на удержание плазмы в условиях ВЧ-нагрева в стеллараторе Ураган-3М;

4) дополнительно была усовершенствована методика обработки нестационарных сигналов, предложенная в работе [6].

Следующий раздел статьи посвящен

 – описанию условий эксперимента, связи величины регистрируемых магнитных полей с плазменными токами;

 параметрам плазмы, исследованию флуктуаций магнитного поля в слабостолкновительной плазме, методике обработки экспериментально измеренных флуктуаций магнитного поля и результатам, полученным в этом режиме;

 изучению флуктуаций магнитного поля в сильностолкновительной плазме.

В третьем разделе обсуждаются полученные результаты:

 – влияние ВЧ-нагрева на поведение флуктуаций магнитного поля;

возможная природа магнитных возмущений;

 основные характеристики наблюдаемых неустойчивостей;

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020

 – влияние флуктуаций магнитного поля на потери из плазменного объема.

В заключительном разделе перечислены основные выводы, которые следуют из полученных результатов.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Условия эксперимента

Эксперименты проводились на стеллараторе торсатронного типа Ураган-3М [3] в режиме ВЧнагрева [4] на частоте близкой к 8 МГц, рабочий газ — водород. Структура флуктуаций магнитного поля изучалась как в режиме редких столкновений между частицами плазмы, так и при частых столкновениях (банановый и столкновительный режимы, соответственно, на кривой Галеева— Сагдеева ([10], стр. 236). Причем, в режиме частых столкновений изучались флуктуации в разрядах, организуемых в магнитных полях различной напряженности.

При магнитном поле $B \approx 0.72$ Тл исследовались флуктуации в слабостолкновительной и сильностолкновительной плазмах, а при магнитном поле B = 0.025 Тл изучалась только сильностолкновительная плазма.

Стелларатор Ураган-3М представляет собой трехзаходный торсатрон. Большой радиус тора винтовой обмотки R = 1 м, малый средний радиус плазмы a = 0.1...0.13 м. Угол вращательного преобразования на магнитной оси $\iota_{st}(0)/2\pi \approx 0.22$, а на границе плазменного объема $\iota_{st}(a)/2\pi \leq 0.4$.

В режиме с редкими столкновениями в плазменном объеме наблюдается бутстрэп-ток величиной до I = 2 кA [5, 11]. Бутстрэп-ток создает дополнительный угол вращательного преобразования на границе плазменного шнура $\iota_c/2\pi \le 0.056$ и приводит к уменьшению малого радиуса плазмы до $a \approx 0.1$ м из-за разрушения присепаратрисных магнитных поверхностей за островной структурой с $\iota/2\pi = 0.33$. В этом случае внутри объема удержания находится только одна рациональная магнитная поверхность с $\iota/2\pi = 0.25$.

При отсутствии продольного плазменного тока значительной величины (режим с частыми столкновениями) средний малый радиус плазмы составляет $a \le 0.13$ м, и внутри области удержания находятся резонансные магнитные поверхности с $\iota_{st}/2\pi \approx 0.25$ и $\iota_{st}/2\pi \approx 0.33$, а угол на границе достигает $\iota_{st}/2\pi \approx 0.4$.

Использовались 15 магнитных датчиков, неравномерно расположенных по азимуту в одном сечении. Схема расположения датчиков приведена на рис. 1. Сигналы с каждого датчика интегрировались с помощью электронного интегратора.



Рис. 1. Схема размещения магнитных датчиков в одном из сечений плазменного шнура.

Имелась возможность изменять время интегрирования в каждом канале от 5×10^{-8} с до 10^{-5} с, так что на измерительной поверхности радиусом b = 0.168 м можно было зарегистрировать изменение магнитного поля величиной до $\tilde{B} \ge 10^{-7}$ Тл. С помощью 12-битного аналого-цифрового преобразователя сигналы оцифровывались через каждые 6×10^{-6} с и записывались в память компьютера. Такая схема позволила наблюдать сигналы с частотой до 52 кГц, а абсолютные изменения фазы сигнала с достаточной точностью можно было регистрировать до частоты 30 кГц.

В данных экспериментах регистрировалась полоидальная компонента магнитного поля. Полоидальную компоненту поля в цилиндрической геометрии могут создавать продольные (вдоль цилиндра) и радиальные токи. Радиальные токи создают эту компоненту магнитного поля только в случае отсутствия однородности вдоль плазменного шнура. В плазме, удерживаемой в тороидальных магнитных ловушках, при наличии магнитных поверхностей, радиальные токи можно не учитывать из-за их малости. Это легко показать, используя закон Ома для токов, текущих поперек магнитного поля, см. [12], стр. 237; [13],

$$\mathbf{j}_{\perp} + \tau \frac{\partial \mathbf{j}_{\perp}}{\partial t} = \frac{\sigma_{\perp}}{1 + \omega_e^2 \tau^2} (\mathbf{E}' + \omega_e \tau \mathbf{h} \times \mathbf{E}),$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} (\nabla p_e - \mathbf{R}_T).$$
 (1)

Здесь \mathbf{j}_{\perp} – плотность тока, $\boldsymbol{\tau}$ – время между столкновениями электронов, $\boldsymbol{\sigma}_{\perp}$ – поперечная проводимость, $\boldsymbol{\omega}_{e}$ – циклотронная частота электронов, \mathbf{E} – электрическое поле, \mathbf{v} – скорость движения плазмы, \mathbf{h} – единичный вектор магнитного поля, p_e – давление электронов и \mathbf{R}_{T} – термосила.

Оценку величины радиальной компоненты плотности тока согласно (1) можно представить виде

$$j_r \approx \frac{cp_e \iota Nr}{2\pi BR^2 \omega \tau},\tag{2}$$

где $\omega = 2\pi f, f$ — частота колебаний, r — текущий радиус, N — волновое число для возмущений вдоль плазменного шнура. Плотность продольно-го тока

$$j_{II} \approx \frac{4\pi cp}{B_{1}r},\tag{3}$$

тогда

$$\frac{j_r}{j_{II}} = \frac{N}{8\pi^2 \omega \tau} \iota^2 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{p_e}{p}.$$
(4)

Здесь $p = p_e + p_i$ – полное давление плазмы, p_i – давление ионов.

Оценки показывают, что в наших условиях, даже для слабостолкновительной плазмы, $j_r/j_{II} \ll 1$.

Таким образом, в данных экспериментах регистрируются магнитные поля, создаваемые только продольными (вдоль тора) токами. Полоидальная структура этих токов, согласно уравнению Максвелла, совпадает со структурой полоидальной компоненты магнитного поля, создаваемой этими токами. В тороидальной геометрии с большим аспектным отношением $R/b \gg 1$, согласно работе [14] (стр. 70), на измерительной поверхности лолжны появиться дополнительные полоидальные гармоники ($m \pm 1$), по величине пропорциональные $b/2R \approx 0.08$. В наших экспериментах отношение пространственных гармоник существенно выше этого значения, и потому влияния тороидальности и формы магнитных поверхностей замечено не было.

Плотность продольного тока, имеющего полоидальную структуру с волновым числом *m*, можно представить в форме

$$j_m(r,\vartheta,\theta_m,t) = j_m(r,t)\sin(m\vartheta+\theta_m)\cdot\sin 2\pi f_m t.$$
 (5)

Здесь r, ϑ — радиальная и полоидальная координаты в квазицилиндрической системе координат, θ_m — фаза *m*-структуры, f_m — частота *m*-гармоники.

Согласно [14], стр. 51, величина амплитуды флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля, создаваемой током j_m на измерительной поверхности радиуса $b \gg a$, можно записать следующим образом:

$$B_m(b,\vartheta,t) =$$

$$= \frac{2\pi}{c} \int_0^a j_m(r) \left(\frac{r}{b}\right)^{m+1} dr \sin(m\vartheta + \theta_m) \sin 2\pi f_m t,$$
(6)

или

$$B_m(b,\vartheta,t) = \left|\tilde{B}_m\right|(a) \left(\frac{a}{b}\right)^{m+1} \sin(m\vartheta + \theta_m)) \sin 2\pi f_m t,$$
(7)

где $|\tilde{B}_m|(a)$ представляет собой амплитуду поля плазменных токов на границе плазменного шнура без учета их вращения и определяется распределением плазменных токов по радиусу.

В выражениях (6), (7), учтен только первый член разложения функции Макдональда и модифицированной функции Бесселя первого рода по r/b [15]. Из этих выражений видно, что величина магнитного поля тока пространственной гармоники *m* спадает наружу от источника тока пропорционально отношению радиусов токовой и измерительной поверхностей в степени m + 1.

Выражения (6) и (7) показывают, что изменения во времени магнитного поля на измерительной поверхности может происходить как за счет колебаний амплитуды тока с частотой f_m , так и при изменении фазы $\theta_m(t)$ *m*-структуры во времени. Флуктуации магнитного поля, которые создаются вращающейся структурой плазменных токов, подобны флуктуациям магнитного поля, создаваемым вращающимся ротором в электрическом генераторе. При изменении фазы $\theta_m(t)$ локальную частоту можно представить в виде

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \theta_m}{\partial t} \tag{8}$$

и среднюю частоту вращения за период Δt

$$\overline{f}_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta \theta_m}{\Delta t}.$$
(9)

2.2. Исследования флуктуаций магнитного поля в слабостолкновительной плазме

2.2.1. Параметры разряда и методика обработки данных. Временное поведение основных параметров разряда при редких частотах столкновений приведено на рис. 2, где

 $P = 3/2 \int p dV$ — энергосодержание плазменного столба, полученное с помощью диамагнитных измерений, на основе методики изложенной в работе [5], dV — изменение объема;

I и *dI/dt* – продольный плазменный ток, измеренный поясом Роговского, и его производная во времени;

n — линейно усредненная плотность плазмы, измеренная с помощью 2 мм интерферометра;

$$T = \frac{2/3 P}{Vn}$$
 – средняя температура плазмы, $V = 2\pi^2 Ra^2$ – объем плазменного шнура;

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020



Рис. 2. Временное поведение основных параметров плазмы в режиме редких частот столкновений между частицами.

 $\tilde{B}(b,t)$ — сигнал с одного из магнитных датчиков, профильтрованный в диапазоне 0.3—52 кГц;

 $E = \sum_{m,f} \tilde{B}_{m,f}^2(a) / 8\pi$ — полная энергия флуктуа-

ций магнитного поля на границе области удержания.

Полная энергия флуктуаций магнитного поля представляет собой сумму энергий для каждой полосы частот и всех исследуемых пространственных структур на границе плазменного шнура. На рис. 2 пунктирными линиями отмечены временные интервалы, где проводился анализ структуры флуктуаций магнитного поля.

На временном интервале 1 наблюдается практически полное прекращение роста энергосодержания плазмы P и замедление роста тока I, плотность плазмы n медленно падает, а температура Tрастет. В этот же период наблюдается максимальная интенсивность флуктуаций магнитного поля $\tilde{B}(b,t)$ и энергии этих флуктуаций E.

На интервале 2 наблюдается резкий рост энергосодержания *P* и тока *I*, при этом амплитуда флуктуаций и энергия колебаний минимальны.

Интервал 3 также соответствует динамической стадии разряда, а интервал 4 – квазистационарной.

На всех временных интервалах плазменного разряда флуктуации магнитного поля носят не-



Рис. 3. Временное поведение сигналов и их частотные спектры с двух соседних магнитных датчиков (№ 10, 11) в режиме редких частот столкновений (интервал 4). Высокочастотная часть спектра (20...60 кГц) показана в большем масштабе.

стационарный характер. В качестве примера на рис. 3 приведено поведение сигналов с двух соседних магнитных датчиков № 10 и № 11 для временного интервала 4.

Для обработки таких нестационарных сигналов была разработана специальная методика, подробно описанная в работе [6] и усовершенствованная в данной работе (более подробно рассматривается частотный спектр). Методика состоит из таких этапов:

выбор диапазонов полосовых фильтров;

 – фильтрация полосовыми фильтрами сигналов с датчиков так, чтобы сигнал представлял синусоиду с переменной амплитудой;

 построение распределения величины сигнала по азимуту в каждый момент времени для каждого частотного диапазона;

 – разложение в ряд Фурье по азимуту на гармоники с волновыми числами *m* полученных фигур;

— для каждой пространственной гармоники фиксировалась величина $|\tilde{B}_m|(b,t)$ и фаза $\theta_m(t)$ в каждый момент времени;

– с помощью выражения (7) вычислялась величина $|\tilde{B}_m|(a,t)$ на границе плазмы (a = 0.1 м);

— для определения полного изменения магнитного поля $\tilde{B}_m(a,t)$ на поверхности r = a проводился учет вращения токовой структуры и флуктуаций тока.

Выбор диапазона полосовых фильтров производился следующим образом. Для сигнала с каждого датчика в исследуемом временном диапазоне строился частотный автоспектр (см. рис. 3), при этом перед дискретным преобразованием Фурье использовалось весовое временное окно Уэлча. Спектры визуально сравнивались и выбирались частотные диапазоны общие для пиков в большинстве спектров. При дальнейшей обработке мы следили, чтобы наблюдаемая частота



Рис. 4. Временное поведение сигнала $\tilde{B}(b,t)$ с одного из датчиков на измерительной поверхности b = 0.168 м в полосе частот 0.8-1.7 кГц. Временное поведение величины $|\tilde{B}_m|(a,t)$, фазы $\theta_m(t)$ и восстановленного уровня флуктуаций магнитного поля на граничной поверхности a = 0.1 м для структур с полоидальными волновыми числами m = 0; 1; 2; 3. Пунктирными линиями отмечены моменты времени определения частот флуктуаций и амплитуды вращающихся структур.

была в середине каждого частотного диапазона. В качестве полосового фильтра использовался почти идеальный полосовой brickwall-фильтр – sinc_filter из программного пакета Matlab. Проведенные нами модельные тесты показали, что крутизна спада данного фильтра достигает 60 дб на октаву.

2.2.2. Результаты обработки. На рис. 4 в качестве примера приведены результаты обработки экспериментальных данных в полосе частот 0.8—1.7 кГц для квазистационарной стадии слабостолкновительного разряда (интервал 4 рис. 2).

С помощью 15 неравномерно расположенных по азимуту магнитных датчиков в условиях нашего эксперимента можно определить амплитуду и фазу полоидальной структуры с точностью: 10% для m = 0 и m = 1, до15% для m = 2, до 30% для m = 3 и $\leq 70\%$ для m = 4, поэтому, несмотря на важность определения параметров структур с m = 4, эти данные не приводятся.

Из рис. 4 видно, что в данной полосе частот, как и во всех других, наблюдаются колебания магнитного поля, близкие к синусоидальным с переменной амплитудой. Наблюдается чередование участков с высокой (3...10 периодов) и низкой амплитудами (3...5 периодов). Во времени длительность участков изменяется незначительно. На участках с меньшей амплитудой частота, как правило, меньше.

Для структуры с m = 0 частота в районе момента времени 1 составляет $f_1 \approx 1.5 \pm 0.2$ кГц, а для момента $2 - f_2 \approx 1 \pm 0.3$ кГц (индекс соответствует определенному моменту времени, см. рис. 4). Ввиду того, что структура с m = 0 не вращается, ее фаза меняется на π при переходе величины флуктуаций магнитного поля через "0" и соответствует изменению знака величины флуктуации.

Для структуры с m = 1 по изменению фазы $\theta_m(t)$ во времени видно, что в среднем наблюдается вращение в сторону ионного диамагнитного дрейфа со средними частотами $\overline{f_r} \approx -1.6$ и -1.1 кГц (знак "+" соответствует вращению в направлении электронного диамагнитного дрейфа). Наблюдаются остановки и вращение в другую сторону. Величина магнитного поля вращающейся структуры тока на графике $|\tilde{B_1}|(a,t)$ показана пунктирной линией. Из этого же графика видно, что одновременно с вращением структуры с m = 1 с достаточно медленно меняющейся величиной, присутствуют стоячие на месте колебания с частотами $f_1 \approx 1.5$ кГц, $f_2 \approx 1$ кГц и амплитудой существенно большей, чем для вращающейся структуры.

Полоидальная компонента магнитного поля, которая восстанавливается, по формуле (7), для границы плазмы a = 0.1 м колеблется с частотами $f_1 \approx 1.5$ кГц, $f_2 \approx 1$ кГц.

Токовая структура с m = 2, как видно из графика $\theta_2(t)$, вращается в разных направлениях с частотами $f_{r3} = f_{r5} \approx +1.4$ кГц и $f_{r4} \approx -1.5$ кГц и колеблется с такими же по величине частотами (график $|\tilde{B}_2|(a,t))$. Магнитное поле на границе плазменного шнура $\tilde{B}_2(a,t)$ на временном интервале с высокой амплитудой колеблется со средней частотой $f_3 \approx f_4 = 1.5 \pm 0.1$ кГц.

Структура с m = 3 в среднем вращается в направлении электронного диамагнитного дрейфа с частотой $f_{r_3} \approx f_{r_4} \approx f_{r_5} = +1.5$ кГц (график $\theta_3(t)$). Частота флуктуаций магнитного поля плазменного тока $|\tilde{B}_3|(a,t)$ составляет $f_3 \approx f_4 \approx f_5 = 1.35 \pm 0.2$ кГц. Амплитуда вращающейся структуры в ряде случаев почти в 2 раза выше амплитуды стоячих флуктуаций (график $|\tilde{B}_3|(a,t)$). Магнитное поле на границе плазмы $\tilde{B}_3(a,t)$ колеблется с частотой $f_3 \approx f_4 \approx f_5 = 1.45 \pm 0.05$ кГц.

В данной полосе частот 0.8–1.7 кГц для всех пространственных структур наблюдается общая частота, которая меняется в диапазоне 1.35–1.5 кГц.

Как видно из приведенных выше данных, наблюдается одновременное существование стоячей и вращающейся структур. В этом случае выражение для плазменного тока можно переписать в виде

$$j_m(r, \vartheta, \theta_m, t) = j_1(r, t) \sin m\vartheta \cdot \sin 2\pi f_m t + j_2(r, t) \sin m\vartheta \cdot \sin \theta_m(t),$$
(10)

где j_1 — амплитуда стоячей структуры тока, а j_2 — вращающейся.

В моменты времени, когда $\sin 2\pi f_m t = 0$ (минимумы для модуля), график $|\tilde{B}_m|(a,t)$ отражает ам-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020

плитуду вращающейся структуры (пунктирная линия).

Временное поведение величины флуктуаций разных пространственных токовых структур $(|\tilde{B}_m|(a,t))$ слабокоррелированное, а в поведении вращающихся структур наблюдаются заметное различие как во времени, так и по величине. Присутствует частичная корреляция по амплитуде для структур с m = 0 и 1, m = 2 и 3, а полной корреляции между структурами токов с разными волновыми числами не наблюдается. Средняя частота флуктуаций стоячей структуры, определенная по периоду колебаний, в течение 30 периодов изменяется почти на 20%.

Флуктуации магнитного поля, связанные с чисто стоячей или вращающейся структурами, не наблюдаются. Для наглядности на рис. 5 представлены два случая изменения фазы $\theta_m(t)$ и магнитного поля $|\tilde{B}_m|(a,t)$, когда можно предположить, что флуктуирует чисто стоячая структура. На рис. 5а приведено изменение фазы $\theta_2(t)$ для структуры с m = 2 и величины магнитного поля флуктуирующего тока $|\tilde{B}_2|(a,t)$ в течение 72 мкс. Видно, что основное изменение фазы происходит за 18 мкс. За первые 6 мкс фаза меняется на 0.5 рад, а за следующие 6 мкс – на 1.44 рад. Если это перевести в частоту $f_r = \partial \theta / 2\pi \partial t$, то получим $f_1 \approx -13$ кГц и $f_2 \approx -38$ кГц, соответственно. Для сравнения отметим, что средняя частота флуктуаций стоячей структуры — около 0.6 кГц. Величина магнитного поля плазменных токов, при которой наблюдается резкий поворот токовой структуры, имеет очень малое значение, которое в 200 раз меньше амплитуды колебаний. На рис. 56 показано поведение фазы и величины магнитного поля флуктуирующего тока для m = 3. В этом случае также поворот токовой структуры происходит при значениях флуктуирующего магнитного поля, почти в тысячу раз меньших амплитудного значения. Получается, что когда величина флуктуирующего магнитного поля падает почти до нуля, происходит поворот структуры, а поле, не меняя знака, начинает расти. То есть чисто стоячая структура не реализуется.

Для наблюдаемых флуктуаций магнитного поля характерно резкое изменение режима вращения. На рис. 6 показано временное поведение фазы $\theta_2(t)$ и величины магнитного поля $|\tilde{B}_2|(a,t)$ флуктуирующих токов для структуры с m = 2 в полосе частот 2.5–3.9 кГц во временном интервале 47.25–48.3 мс (рис. 2, интервал 4) от начала разряда в режиме редких столкновений. Из этого рисунка видно, что сначала вращение структуры с m = 2 наблюдается только при минимальных значениях величины магнитного поля флуктуирующих токов (пунктиры), а затем, с момента време-



Рис. 5. Временное поведение: а) — фазы $\theta_2(t)$ структуры токов с m = 2 и величины $|\tilde{B}_2|(a,t)$ на временном интервале 45.025—45.070 мс в полосе частот 0.15—0.8 кГц для режима с редкими столкновениями при B = 0.72 Тл; б) — фазы $\theta_3(t)$ структуры токов с m = 3 и величины $|\tilde{B}_3|(a,t)$ на временном интервале 43.5—43.6 мс в полосе частот 0.1—1.0 кГц для режима с частыми столкновениями при B = 0.72 Тл.

ни 47.9 мс, наблюдается непрерывное вращение токовой структуры со средней частотой $\overline{f_r} \approx 2.9 \text{ к}\Gamma$ ц. При этом максимальная частота $f_2 \approx 3.7 \text{ к}\Gamma$ ц соответствует минимальному значению величины тока и минимальная $f_1 \approx 1.5 \text{ к}\Gamma$ ц – максимальному значению. Амплитуда вращающейся структуры почти в 2 раза выше амплитуды стоячих флуктуаций.

Как пример, на рис. 7 и 8 приведены частотный и модовый спектры флуктуаций на квазистационарной стадии разряда (интервал 4 рис. 2). В качестве амплитуды на рис. 7 используется отношение энергии флуктуаций, суммированных по всем структурам для данной частоты, ко всей энергии флуктуаций *E*. Это отношение записывается в виде $\eta_f = 100 \sum_{m=0}^{3} B_m^2(a)/8\pi E$. На рис. 8 приведена величина $\eta_m = 100 \sum_f B_f^2(a)/8\pi E$, которая представляет собой сумму энергии флуктуаций по всем частотам для данного волнового числа *m*, отнесенную к общей энергии флуктуаций на данном интервале.

Из рис. 7 видно, что с ростом частоты энергия флуктуаций на квазистационарном временном интервале уменьшается, за исключением частоты 24 кГц. Максимальная энергия приходится на



Рис. 6. Временное поведение фазы $\theta_2(t)$ и величины $|\tilde{B}_2|(a,t)$ на интервале 47.25–48.3 мс для структуры токов с m = 2 в полосе частот 2.5–3.9 кГц в слабостолкновительном режиме. $f_1 = 3.7$ кГц, $f_2 = 1.5$ кГц – локальные частоты вращения, $\bar{f}_r = 2.9$ кГц – средняя частота вращения при частоте колебаний стоячей структуры f = 2.9 кГц. Пунктирными линиями обозначена амплитуда вращающейся структуры.

низкочастотный участок спектра и составляет на частоте $f \approx 3.5$ кГц около 15% от общей энергии флуктуаций.

Из рис. 8 видно, что на интервале 4 основная энергия флуктуаций находится в структурах с m = 2 и m = 3 (по ~30%), а для структуры с m = 1 доля энергии минимальная и составляет 12%.

Во всех временных интервалах разряда 1, 2, 3, 4 (см. рис. 2) особых изменений в поведении флуктуаций не наблюдается: сохраняется линейчатый характер спектра, существуют стоячие и вращающиеся структуры, нарастание и спад амплитуд флуктуаций происходит за время одного периода колебаний, направление вращения не постоянно, амплитуда вращающихся структур носит спонтанный характер. Различие состоит в том, что на динамических интервалах 2 и 3 (рис. 2) частотный спектр шире, а модовый - возможно, шире по сравнению с интервалами 1 и 4. Кроме того, на интервале 1 наблюдается преимущественное вращение токовых структур в направлении электронного диамагнитного дрейфа [6]. Более насыщенным, по сравнению с приведенным в работе [6], оказался частотный спектр, что связано с применением более усовершенствованной методики обработки экспериментальных данных.



Рис. 7. Частотный спектр флуктуаций энергии магнитного поля, суммированной по всем полоидальным структурам (рис. 2, участок 4) в режиме редких частот столкновений.

2.2.3. Влияние ВЧ-нагрева на поведение флуктуаций магнитного поля. На рис. 9 представлено поведение основных параметров разряда для режима редких столкновений перед выключением ВЧ-нагрева и после него. Пунктирами показаны периоды времени 200 мкс до выключения, в момент выключения и через 250 мкс после выключения. Период времени в 250 мкс определяется динамическим диапазоном электронной аппаратуры в условиях резкого падения полоидальной компоненты магнитного поля, связанной с продольным током. Видно, что до выключения ВЧ-нагрева энергосодержание Р и продольный ток в плазме І практически не меняются, плотность плазмы *п* очень медленно падает, а температура Т медленно растет. После выключения ВЧ-нагрева энергосодержание падает, ток падает быстрее, а плотность растет. Быстрее всего изменяется температура, почти на 20% за 250 мкс. На этом же рисунке приведен сигнал с одного из магнитных датчиков. В течение 250 мкс после выключения ВЧ-характер флуктуаций в полосе частот 2.5-52 кГц не меняется. Из этого можно сдевывод, что ВЧ-нагрев не лать вызывает наблюдаемые низкочастотные флуктуации магнитного поля.

2.3. Исследования флуктуаций в сильностолкновительной плазме

Было проведено изучение флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля в режиме частых частот столкновений. В одном из разрядов, при магнитном поле $B \approx 0.72$ Тл, реализованы следующие параметры плазмы: плотность плазмы $n \approx 6 \times 10^{18}$ м⁻³ и $T \le 10$ эВ. Эти параметры плазмы были получены с помощью ВЧ-антенны, отличающейся от применяемой в режиме редких столкновений. Рабочий газ – водород, однако давление ра-



Рис. 8. Спектр энергии флуктуаций магнитного поля для различных пространственных структур в полосе частот 0.3...52 кГц (рис. 2, участок 4) в режиме редких частот столкновений.

бочего газа более чем в 2 раза выше, чем в режиме с редкими столкновениями. Среднее время столкновений электронов в этом режиме нагрева составляет $\tau \approx 3 \times 10^{-8}$ с при $\tau \approx 8 \times \times 10^{-5}$ с в режиме редких столкновений. Характер флуктуаций магнитного поля не изменился. Исследования флуктуаций проводились на квазистационарной стадии разрядов, длительность исследуемой временной реализации сигнала достигала 5 мс. Частотный спектр флуктуаций магнитного поля для этого режима представлен на рис. 10а.



Рис. 9. Временное поведение основных параметров разряда и сигнала с одного из магнитных датчиков до и после выключения ВЧ-нагрева. Выключение ВЧ-нагрева – 50 мс.



Рис. 10. Частотный (а, в) и пространственный (б, г) спектры флуктуаций магнитного поля в сильностолкновительных режимах; (а, б) — магнитное поле $B \approx 0.72$ Тл; (в, г) — магнитное поле $B \approx 0.025$ Тл.

Измерения показали, что в этом режиме наблюдается линейчатый спектр. Характерной особенностью спектра является уширение контуров и появление выделенной частоты. До 30% энергии всего спектра сосредоточено на частоте $f \approx$ $\approx 31 \pm 0.5$ кГц. Кроме того, в этом режиме около 50% энергии всех колебаний в диапазоне 0.3– 52 кГц сосредоточено в структуре с m = 3 (рис. 106).

Изучена структура флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля при ВЧ-нагреве в режиме частых столкновений частиц плазмы, но при очень малом магнитном поле: $B \approx 0.025$ Тл. При таком магнитном поле проводится чистка вакуумной камеры. Характер флуктуаций не поменялся по сравнению с флуктуациями при других магнитных полях. Наблюдаются стоячие и вращающиеся структуры. Направление вращения токовых структур носит случайный характер. То есть существенные изменения частоты столкновений и величины удерживающего магнитного поля не изменили поведение флуктуаций.

При малом магнитном поле произошли изменения лишь в спектрах флуктуаций. Частотный спектр стал более редким. Появились характерные частоты $2 \pm 0.2 \, \kappa \Gamma \mu$ и $18.6 \pm 0.4 \, \kappa \Gamma \mu$, в которых сосредоточено почти 70% энергии всех флуктуаций в диапазоне $0.3-52 \, \kappa \Gamma \mu$ (см. рис. 10в).

Оказалось, что почти 70% энергии флуктуаций сосредоточено в структуре с m = 3 (рис. 10г). К сожалению, недостаточное количество магнитных датчиков не позволило исследовать токовые структуры с m = 4.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Влияние ВЧ-нагрева

Нагрев плазмы в наших экспериментах осуществлялся с помощью ВЧ-волн. Важной особенностью этого нагрева является возможность его быстрого отключения. Характерное время уменьшения амплитуды ВЧ-волны составляет 6 мкс. Таким образом, появляется возможность посмотреть на характер флуктуаций магнитного поля без ВЧ-нагрева при слабо меняющихся параметрах плазмы. На рис. 9 показаны основные характеристики плазмы за 200 мкс до момента выключения ВЧ-нагрева и спустя 250 мкс. Видно, что после выключения ВЧ-нагрева характер флуктуаций не меняется. За это время происходит более двух столкновений электронов, что полностью устраняет влияние ВЧ-нагрева на искажение функции распределения электронов, потенциалы электрического поля и т.д. Далее параметры плазмы начинают уже сильно меняться (плазма переходит в режим частых соударений из-за роста плотности и падения температуры), и все изменения в поведении флуктуаций в дальнейшем связаны с этим. Таким образом, можно сделать вывод, что регистрируемые магнитными датчиками сигналы как при ВЧ-нагреве, так и после определяются только параметрами плазмы, а ВЧ-нагрев не инициирует наблюдаемые низкочастотные флуктуации магнитного поля.

3.2. Возможная природа наблюдаемых магнитных возмущений

В результате нашего исследования было показано, что характер флуктуаций принципиально не изменяется при переходе от плазмы с низкой частотой к плазме с высокой частотой столкновений. Наблюдаются как стоячие, так и вращающиеся структуры колебаний. Частотный спектр в исследуемом диапазоне 0.3-52 кГц состоит из большого количества отдельных пиков. Каждый пик имеет уширенный контур линии, который вызывается как небольшим изменением частоты во времени, так и различием в частоте для разных пространственных структур. Амплитуда колебаний в каждом частотном интервале меняется во времени. Периоды с большой амплитудой чередуются с периодами малой амплитуды. Каждый из этих периодов имеет от 3 до 10 колебаний. В периодах с малой амплитудой частота обычно несколько меньшая. Отметим, что понятие "частота" здесь достаточно условное, она определяется по среднему периоду нескольких колебаний.

Основным отличием исследуемых флуктуаций в сильностолкновительной плазме является появление в спектре колебаний выделенной частоты, а энергия флуктуаций сосредоточена, в основном, в структуре тока с m = 3.

Отсутствие принципиального различия для слабо и сильностолкновительной плазмы указывает на возможность описания процесса возбуждения флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля с помощью магнитной гидродинамики.

Как указывалось выше, в эксперименте наблюдаются структуры плазменного тока с полоидальными волновыми числами m = 0; 1; 2; 3 (и, возможно, 4). Структуры с m > 3 существуют, но их исследование не проводилось. Ранее указывалось, что внутри области удержания плазмы в режиме редких столкновений наблюдается только одна рациональная магнитная поверхность с $1/2\pi = 0.25$. Из этого следует, что структуры с m = 1; 2 и, возможно, m = 3, связаны с токами, текущими не строго вдоль магнитной силовой линии, а под некоторым углом к ней, как для токов равновесия в торе. Для токов, текущих строго вдоль силовых линий, возможны лишь флуктуирующие структуры с *m* = 4; 8 и т.д., из-за наличия рациональной поверхности с $1/2\pi = 0.25$. Наблюдаемые флуктуации магнитного поля с m = 3 не связаны с токами, текущими строго вдоль магнитной силовой линии, так как поверхность с $1/2\pi = 0.33$ находится на границе области удержания, где параметры плазмы низкие и токи большой величины невозможны.

Рассмотрим возможность существования плазменных токов, текущих под углом к магнитным силовым линиям, с помощью уравнений магнитной гидродинамики. Предположим, что в области градиента давления возникло возмущение давления типа

$$\tilde{p} = \operatorname{Re}\sum_{m} \tilde{p}_{m} \exp i[m\vartheta + \theta_{m} - 2\pi f_{m}t].$$
(11)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020

Условия равновесия для достаточно низких частот описываются уравнениями, см. [12], стр. 232,

$$\nabla p = \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B},\tag{12}$$

$$\mathbf{j}_{II} = \boldsymbol{\alpha} \mathbf{B},\tag{13}$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{j}_{\perp} + \mathbf{j}_{II}) = 0, \qquad (14)$$

$$B^{2} = B_{0}^{2} \left(1 + \left(\frac{\iota}{2\pi R} \frac{r}{R} \right)^{2} - \frac{2r}{R} \cos \vartheta \right).$$
(15)

Суммарный ток ($\mathbf{j}_{\perp} + \mathbf{j}_{II}$) течет под некоторым углом к магнитному полю. Используя зависимости (11)–(15), легко получить выражение для плотности тока j_{II} , который в данном случае будет током снятия поляризации для отдельных пространственных мод. Именно магнитное поле этого тока мы и наблюдаем в эксперименте. Для m = 1

$$\tilde{j}_{1} = -10^{-4} \frac{2\pi}{B_{t}} \left[2 \frac{\partial \tilde{p}_{0}}{\partial r} \cos \vartheta - \left(\frac{2}{r} \tilde{p}_{2} + \frac{\partial \tilde{p}_{2}}{\partial r} \right) \right] \times \\ \times \operatorname{Re} \left[\exp i \left[(\vartheta + \theta_{1} - 2\pi f_{1} t) \right] \right],$$
(16)

для *m* ≥ 2

$$\tilde{j}_{m} = -\frac{2\pi 10^{-4}}{B\iota} \left(\frac{m-1}{mr} \tilde{p}_{m-1} - \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{p}_{m-1} + \frac{m+1}{mr} \tilde{p}_{m+1} + \frac{\partial}{m\partial r} \tilde{p}_{m+1} \right) \times$$

$$\times \operatorname{Re}[\exp i[(m\vartheta + \theta_{m} - 2\pi f_{m}t)]].$$
(17)

В сильностолкновительной плазме продольный ток \tilde{j}_0 является проекцией диамагнитного тока на геометрическую ось магнитной системы

$$\tilde{j}_0 = -\frac{10^{-4}}{2\pi} \frac{\mathrm{tr}}{BR} \frac{\partial \tilde{p}_0}{\partial r}.$$
(18)

В слабостолкновительной плазме гармоника тока с m = 0 является следствием изменения бутстрэп-тока при наличии флуктуаций давления и описывается уравнением [5]

$$\tilde{I}_0 = -\frac{1}{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} L \tilde{I}_0 + \zeta \int_0^a \frac{2\pi\sqrt{Rr}}{B\iota} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{p}_0 dr.$$
(19)

Здесь L и Ω – индуктивность и активное сопротивление плазменного шнура, соответственно, а ζ – коэффициент, отличающийся для каждой установки.

Как видно из выражений (16), (17), на поведение *m*-й структуры тока оказывают воздействия возмущения давления с полоидальными структурами m - 1 и m + 1. Для структуры с m = 0 ток определяется возмущением давления такой же полоидальной структуры.

На основании проведенных измерений в слабостолкновительном режиме, согласно выражению (19), относительный уровень флуктуаций \tilde{p}_0/\bar{p} , в основном, составляет величину 10^{-3} , а на интервале 1 (см. рис. 2) достигает значения 4 × × 10^{-3} . Здесь \bar{p} — среднее по объему удержания давление плазмы. Относительные возмущения давления с $m \neq 0$, согласно выражениям (16), (17), также имеют уровень 10^{-3} . Этот уровень относительных флуктуаций давления не противоречит экспериментально наблюдаемым флуктуациям плотности в установке Ураган-3, приведенным в работе [16].

3.3. Характеристики наблюдаемых неустойчивостей

Временное поведение флуктуаций магнитного поля в любой исследуемой полосе частот указывает, что инкремент нарастания и декремент затухания колебаний по величине порядка собственной частоты. Так как изменения амплитуды происходят очень быстро, за время одного-трех колебаний (см. рис. 4), это свидетельствует о возбуждении в плазме очень мощных неустойчивостей с сильным механизмом затухания. Механизм затухания, по-видимому, включается максимальным образом при достижении определенной амплитуды флуктуаций, и в неустойчивостях постоянно идет конкуренция между процессами возбуждения и затухания.

Флуктуации давления, которые вызывают изменения магнитного поля, могут быть инициированы неустойчивостями различных типов. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно идентифицировать эти неустойчивости, так как частотный и пространственный спектры флуктуаций слишком широкие, да и направление вращения хаотично меняется. Наблюдаемый частотный спектр может свидетельствовать о пикированном распределении давления плазмы, при котором величины $\partial n/n\partial r$ и $\partial T/T\partial r$ могут изменяться в широком диапазоне. Резкое уменьшение количества частот в спектре в столкновительном режиме (рис. 10) может говорить о плоском распределении давления.

Согласно выражениям (6), (16)–(19), имеется достаточно сложная связь между пространственной структурой флуктуаций давления плазмы и флуктуирующим магнитным полем. Так, например, флуктуации магнитного поля с m = 1 определяются флуктуациями давления с m = 0 и 2. В режиме редких столкновений флуктуации \tilde{p}_0 должны приводить к флуктуациям бутстрэп-тока \tilde{j}_0 и, согласно (16), должна наблюдаться заметная связь во временном поведении токов $\tilde{j}_0 \propto \tilde{B}_0(a,t)$ и $\tilde{j}_1 \propto |\tilde{B}_1|(a,t)$. И действительно, в эксперименте наблюдается относительно высокая степень временной корреляции поведения этих токов. А наблюдаемые различия связаны с влиянием возму-

щений давления \tilde{p}_2 . Именно эта связь с флуктуациями давления с m = 2 и определяет вращение структур магнитного поля с m = 1 (рис. 4).

Самыми большими по величине для режима редких столкновений, по экспериментальным данным, являются флуктуации магнитного поля с m = 2 и 3 (рис. 8). Кроме того, наблюдается относительно хорошая корреляция во временном поведении этих структур. Это достаточно легко может быть объяснено высоким уровнем флуктуаций давления \tilde{p}_3 и \tilde{p}_4 , которые в этом случае должны быть намного больше, чем \tilde{p}_1 и \tilde{p}_2 (выражение (17)), и временной корреляцией этих структур. В столкновительном режиме основными по величине являются структуры магнитного поля с m = 3. Согласно (17), это указывает на то, что основные возмущения давления в этом режиме должны иметь структуру с m = 4, которая может быть связана с резонансной магнитной поверхностью $\iota/2\pi = 0.25$.

В эксперименте наблюдается одновременное существование стоячих и вращающихся структур флуктуаций магнитного поля. Такая ситуация возможна, если вспомнить, что любое стоячее возмущение можно представить в виде суммы двух возмущений, бегущих навстречу друг другу с одинаковой фазовой скоростью и имеющих одинаковую амплитуду. Если амплитуда одного из возмущений по какой-то причине уменьшится на определенную величину, то амплитуда стоячего возмущения уменьшится на эту величину, и одновременно появится бегущее в противоположном направлении возмущение с амплитудой, равной величине уменьшения. Пока не понятны причины, приводящие к нарушению симметрии движения.

Движение в полоидальном направлении структур магнитного поля, как видно из эксперимента, носит хаотический характер в течение всего исследуемого интервала времени для любых параметров плазмы, кроме одного временного интервала. На интервале 1 в слабостолкновительном режиме (рис. 2) структуры магнитного поля начинают двигаться в полоидальном направлении в одну сторону. Вращение структур идет в сторону электронного диамагнитного дрейфа. При этом наблюдается заметное увеличение энергии флуктуаций магнитного поля и практически полная остановка роста энергосодержания плазмы. То есть возрастают потери, связанные с данной неустойчивостью.

3.4. Потери плазмы

Рассмотрим, какое влияние на поведение плазмы оказывают исследуемые флуктуации, на примере слабостолкновительного режима. На рис. 2 приведена энергия флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля *E*. Повышение уровня энергии флуктуаций на квазистационарных интервалах 1 и 4 сопровождается снижением энергосодержания плазмы. Для интервала 1 величина P = 11.2 Дж, для интервала 4 - P = 21.5 Дж, а произведение $PE = 51 \pm 2$ на обоих интервалах.

Это свидетельствует о том, что:

 уровень флуктуаций магнитного поля отражает величину потерь, вызываемых присутствующими в плазме неустойчивостями;

 – эти неустойчивости полностью обуславливают потери из плазменного объема на квазистационарных интервалах;

 уровень вводимой мощности одинаков для квазистационарных интервалов 1 и 4.

На динамической стадии (интервалы 2 и 3 рис. 2) уровень энергии флуктуаций существенно меньший, чем на квазистационарных, а скорость роста параметров плазмы тем выше, чем ниже энергия флуктуаций. Естественно предположить, что энергетическое время жизни τ_E связано с энергией флуктуаций магнитного поля соотношением

$$\tau_E = \frac{1}{\gamma E},\tag{20}$$

где γ — произвольный коэффициент, который можно определить из экспериментальных данных.

Для оценки влияния флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля на энергосодержание плазмы воспользуемся уравнением баланса мощности, приведенным в [5]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{3}{4} RB \frac{\partial \Phi}{\partial t} 10^7 + \frac{3}{4} 10^7 \frac{\iota a^2 B}{2\pi R} L \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E} = W. \quad (21)$$

Здесь Φ — тороидальный магнитный поток, а W — вводимая в плазму мощность.

Выражение (21) получено в предположении, что при быстром нагреве сохраняются тороидальный и полоидальный магнитные потоки. Сохранение тороидального магнитного потока обусловлено наличием катушек, создающих продольное магнитное поле В, и металлического окружения. Быстрый нагрев – такой, при котором характерное время роста параметров плазмы существенно меньше скиновых времен для плазмы и металлического окружения. В отношении полоидального магнитного потока LI ситуация сложнее. В торсатронах, где создающие магнитную конфигурацию винтовые токи текут в одном направлении, при быстром нагреве полоидальный магнитный поток сохраняется. В классических стеллараторах, где винтовые токи текут в разных направлениях, и в токамаках полоидальный поток не сохраняется.

К сожалению, в работе [5] при оформлении была допущена ошибка: перед третьим слагаемым в выражении (21) стоял знак минус. Кроме того, не были учтены тонкости с сохранением полоидального магнитного потока.

Формулу (21) можно переписать, используя выражение, получаемое из уравнения равновесия плазмы по малому радиусу, обычно применяемое при диамагнитных измерениях [5]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{3}{4}RB \ 10^7 \frac{\partial \Phi}{\partial t} + 3\pi R \ 10^{-7}I \frac{\partial I}{\partial t} + B\iota_{st}(a)la^2 \frac{\partial I}{\partial t},$$
(22)

где l — коэффициент, учитывающий распределение продольного тока; для условий эксперимента на стеллараторе Ураган-3М значение $l \approx 0.27$ [5]. Выражение (21) с учетом (22) приобретает вид

$$2\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{3}{2}\iota a^2 B \left(\ln\frac{8R}{a} - 2\right)\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E} = W, \qquad (23)$$

где $\iota = \iota_{st} + \iota_c$. Это выражение получено в предположении $\frac{l_i}{4}$; $\frac{l}{3} \frac{\iota_{st}}{\iota}$; $\frac{\iota_c}{\iota} \ll 1$, где l_i – внутренняя индуктивность.

Для токамаков и стеллараторов с большим аспектовым отношением уравнение баланса мощности при быстром нагреве сводится к

$$2\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{3}{2}\iota a^2 B\left(\ln\frac{8R}{a} - 2\right)\left[1 + \frac{2}{3}\frac{\iota_c}{\iota}\right]\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E} = W.$$
(24)

На стационарных интервалах разряда, где $\partial P/\partial t$ и $\partial I/\partial t \rightarrow 0$, соотношения (23), (24) приводят к выражению известного вида

$$\frac{P}{\tau_F} = W. \tag{25}$$

Подставляя выражение (20) в (23), попытаемся определить величины W и τ_E в разные моменты времени.

Из рис. 2 видно, что в течение разряда наблюдаются 2 квазистационарных состояния с $\partial P/\partial t \rightarrow 0$ (интервалы 1 и 4). На этих интервалах вводимая мощность одинакова, поэтому получим $\gamma = 42$ и W = 32.2 кВт. Уровень вводимой мощности с хорошей точностью совпадает с данными работы [5], где другими способами была оценена вводимая мощность на уровне 30 кВт. Однако на динамической стадии наблюдается расхождение с этим уровнем вводимой мощности, которое при данном значении γ оказывается менее 10 кВт.

Такое расхождение может быть обусловлено:

— существенной ошибкой при определении энергии флуктуаций из-за возможно более широкого частотного и пространственного спектров (f > 52 кГц и $m \ge 4$), которые мы не регистрируем, на динамических интервалах;

 на динамической стадии разряда плазменные потери, возможно, определяются не только неустойчивостью, связанной с флуктуациями полоидального магнитного поля.

4. ВЫВОДЫ

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Наблюдаемые в торсатроне Ураган-3М при ВЧ-нагреве флуктуации магнитного поля являются следствием плазменных неустойчивостей, инициирующих возмущения давления плазмы. Эти неустойчивости создают широкий спектр частот с пространственными структурами m = 0, 1, 2, 3 (и, возможно, 4) в низкочастотном диапазоне частот; колебания имеют инкремент нарастания и декремент затухания порядка наблюдаемой частоты.

2. ВЧ-нагрев в данных экспериментах не инициирует наблюдаемые неустойчивости.

3. Возмущения давления плазмы вызывают появление токов снятия поляризации, магнитное поле которых регистрировалось в данных экспериментах. Величина флуктуаций давления плазмы может достигать 4×10^{-3} от среднего давления плазмы в разряде.

4. Флуктуации магнитного поля имеют полоидальную пространственную структуру с волновыми числами m = 0, 1, 2, 3. Эти структуры имеют относительно независимую природу.

Каждая пространственная структура (кроме m = 0) может быть представлена в виде двух типов колебаний:

 пространственная структура плазменных токов с данным волновым числом *m* вращается с определенной частотой (вращающаяся структура);

 пространственная структура токов не вращается, а величина токов изменяется с определенной частотой (стоячая структура).

Практически не наблюдается чистой стоячей или вращающейся структур.

Нет выделенного направления вращения для всех структур плазменных токов во всех исследуемых разрядах, за исключением короткого временного интервала в 1.5 мс (интервал 1) в режиме редких частот столкновений. В этот момент времени направление вращения всех токовых структур совпадает с направлением электронного диамагнитного дрейфа.

5. Флуктуации магнитного поля оказывают определяющее влияние на потери плазмы в описываемых разрядах. Была оценена вводимая в плазму ВЧ-мощность, которая на квазистационарных стадиях разряда в слабостолкновительном режиме составляла около 30 кВт.

6. Максимальная энергия флуктуаций магнитного поля в режиме редких столкновений приходится на структуры с m = 2 и 3. При частых столкновениях основная энергия флуктуаций сосредоточена в структуре с m = 3 (до 30% от всей энергии флуктуаций).

Авторы выражают благодарность Р.О. Павличенко за любезно предоставленную информацию о плотности плазмы и В.С. Войцене за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Мирнов С.В.* Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 110.
- Artaserse G., Baruzzo M., Henriques R.B., Gerasimov S., Lam N., Tsalas M. // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 146. P. 2781.
- Lesnyakov G.G., Volkov E.D., Georgievskij A.V., Zalkind V.M., Kuznetsov Yu.K., Ozherel'ev F.I., Pavlichenko O.S., Pogozhev D.P. // Nucl. Fusion. 1992. V. 32 (12). P. 2157.
- Moiseenko V.E., Berezhnyj V.L., Bondarenko V.N., Burchenko P.Ya., Castejon F., Chechkin V.V., Chernyshenko V.Ya., Dreval M.B., Garkusha I.E., Glazunov G.P., Grigor'eva L.I., Hartmann D., Hidalgo C., Koch R., Konovalov V.G., Kotsubanov V.D., Kramskoi Ye.D., Kulaga A.E., Lozin A.V., Lyssoivan A.I., Mironov V.K., Mysiura I.N., Pavlichenko R.O., Pashnev V.K., Romanov V.S., Shapoval A.N., Skibenko A.I., Slavnyi A.S., Sorokovoy E.L., Stadnik Yu.S., Taran V.S., Tereshin V.I., Voitsenya V.S. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51(8). 083036.
- 5. Пашнев В.К., Сороковой Е.Л., Петрушеня А.А., Ожерельев Ф.И. // ЖТФ. 2019. Т. 89 (1). С. 62.
- 6. Пашнев В.К., Сороковой Е.Л., Петрушеня А.А., Ожерельев Ф.И. // ЖТФ. 2019. Т. 89(5). С. 656.
- Гутарев Ю.В., Кузнецов Ю.К., Пашнев В.К., Пономаренко Н.П. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 296.
- Pashnev V.K., Nemov V.V. // Nucl. Fusion. 1993. V. 33 (3). P. 435.
- 9. *Pashnev V.K.* // Problems of Atomic Science and Technology. 2008. № 6. P. 225.
- Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1973. С. 205.
- 11. *Pashnev V.K., Sorokovoy E.L.* // Problems of Atomic Science and Technology. 2008. № 6. P. 31.
- Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183.
- Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968. С. 30.
- Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3.
- Рыжик И.М., Градитейн И.С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1951. С. 585.
- Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Nazarov N.I., Pinos I.B., Plyusnin V.V., Shtan' A.F., Solodovchenko S.I., Stepanov K.N., Taran V.S., Vojtsenya V.S., Voloshko A.Yu. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30(11). P. 2223.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 11 2020