

04

## Структура магнитных флуктуаций плазмы в торсатроне Ураган-3М при редких частотах соударений

© В.К. Пашнев, Э.Л. Сороковой, А.А. Петрушеня, Ф.И. Ожерельев

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“, Институт физики плазмы,  
61108 Харьков, Украина  
e-mail: sorokovoy@ipp.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 5 марта 2018 г.

В окончательной редакции 2 октября 2018 г.

Принято к публикации 21 ноября 2018 г.

В торсатроне Ураган-3М (У-3М) были проведены исследования флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля плазмы в диапазоне частот 0.5–50 kHz. Водородная плазма создается и нагревается ВЧ-полями на частотах, близких к ионной циклотронной. Исследования были выполнены с помощью набора из 15 магнитных датчиков, установленных в одном из сечений тора. ВЧ-нагрев обеспечивал получение плазмы с редкими частотами столкновений и наличием бутстреп тока. Для исследований был выбран момент времени, когда наблюдается максимальная амплитуда магнитных флуктуаций и заметно выражена их связь с энергосодержанием плазмы. Наблюдается два типа колебаний. Первый тип — токовая структура вращается с определенной частотой в основном в направлении вращения электронов в магнитном поле, а амплитуда медленно меняется со временем (вращающаяся структура). Второй тип — пространственная структура не вращается, но ее амплитуда изменяется с определенной частотой (стоячая структура). Для структур с данным полоидальным волновым числом частота флуктуаций и вращений близки. Стоячие структуры колебаний с различными полоидальными волновыми числами в данном частотном диапазоне скоррелированы между собой. Максимальная амплитуда вращающихся структур наблюдается с  $m = 2$ , а для стоячих структур — с  $m = 3$  и достигает значений  $B \leq 0.3$  Г в области удержания. Частота колебаний не зависит от полоидального волнового числа  $m$  для исследованных случаев  $m = 0, 1, 2, 3$ .

DOI: 10.21883/JTF.2019.05.47464.104-18

### Введение

Исследования флуктуаций магнитного поля, выполненные на различных тороидальных ловушках плазмы, стимулировали теоретические исследования. В настоящее время предсказано большое количество неустойчивостей, которые могут вызывать флуктуации магнитного поля. Это альфвеновские, дрейфово-альфвеновские и дрейфово-звуковые [1]. Кроме того, возможно возбуждение геодезических акустических мод GAM [2], тороидально индуцированных альфвеновских TAE [3], различного типа бета-индуцированных альфвеновских BAE [4] и дрейфово-акустических VTG-мод [5], параметрических неустойчивостей, связанных с нагревом плазмы [6] и т.д. Также методы нагрева влияют на возбуждение дрейфовых волн [7], которые при конечных значениях  $\beta$  (отношение энергии плазмы к энергии удерживающего магнитного поля) могут сопровождаться флуктуациями магнитного поля. Наличие продольного тока в стеллараторной магнитной конфигурации может сопровождаться возбуждением токовых неустойчивостей (kink- и tearing-мод) [8].

Из перечисленных выше работ видно, что плазменные неустойчивости в тороидальных магнитных ловушках зависят от многих факторов и их поведение весьма разнообразно. Поэтому для понимания природы неустойчивостей необходимо получение максимально возможной экспериментальной информации о частотном диапазоне,

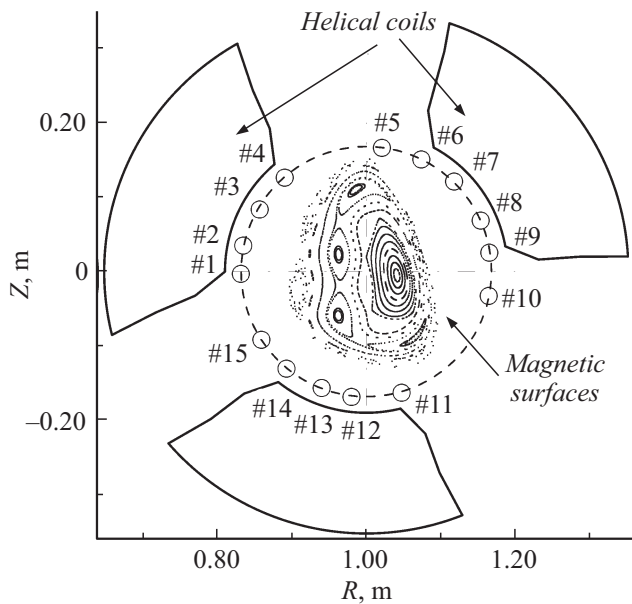
пространственной структуре, а также параметрах плазмы и методов ее нагрева.

Для исследования структуры плазменных неустойчивостей удобно использовать набор магнитных датчиков, которые располагаются вне объема удержания плазмы. Набор магнитных датчиков позволяет получить информацию о частотах и пространственной структуре флуктуаций магнитного поля, связанных с этими неустойчивостями. Важнейшим недостатком этой магнитной диагностики является принципиальное отсутствие возможности определить область локализации неустойчивости в плазменном объеме. Поэтому для выяснения области локализации неустойчивости необходимо использовать другие диагностики.

Целью настоящей работы является получение информации с помощью набора магнитных датчиков о неустойчивостях в плазме торсатрона У-3М, создаваемой с помощью ВЧ-нагрева в условиях редких столкновений между частицами плазмы. Для исследования выбран момент времени, когда амплитуда флуктуаций магнитного поля достигает максимальных значений, а скорость роста энергосодержания — минимальна.

### Экспериментальные условия

Исследования проводились в торсатроне У-3М [9] при величине магнитного поля на геометрической оси



**Рис. 1.** Расположение магнитных датчиков относительно винтовых проводников магнитного поля и магнитных поверхностей вакуумной конфигурации в данном сечении.

плазменной конфигурации  $B_0 \approx 0.72$  Т. Малый усредненный радиус плазмы  $a \approx 0.1$  м, а большой радиус тора  $R \approx 1$  м. Плазма создавалась и нагревалась в режиме ВЧ-нагрева [10] на частотах, близких к ионной циклотронной частоте  $\omega \approx 0.8\omega_{ci}$ , где  $\omega_{ci}$  — циклотронная частота ионов рабочего газа. В качестве рабочего газа использовался водород. Согласно теории, основным механизмом нагрева плазмы является черенковское затухание волн, возбуждаемых в плазме в условиях альфвеновского резонанса, на электронах [11]. Очевидно, что такой способ передачи энергии электронам плазмы способствует, особенно при редких частотах столкновений, искажению функции распределения и появлению дополнительных условий возбуждения неустойчивостей. Так как возбуждаемые в плазме ВЧ-волны имеют частоту, близкую к ионной циклотронной, возможен дополнительный нагрев ионов с соответствующими искажениями функции распределения.

Для нас основной интерес представляет режим с низкой средней плотностью плазмы  $n_e \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , с максимальной плотностью на магнитной оси  $n_e(0) \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  [12,13]. В этом режиме в момент исследования структуры флуктуаций магнитного поля средние по сечению плазменного шнура температура электронов  $T_e \approx 150$  эВ и ионов  $T_i \approx 100$  эВ [14], а ток в плазме составлял  $I \approx 1$  кА. Угол вращательного преобразования, создаваемый этим током на границе плазменного шнура, был в этот момент  $l(a) \approx 3 \cdot 10^{-2}$ , что существенно меньше стеллараторного угла вращательного преобразования  $l_{st} \approx 0.33$ . Этот режим интересен тем, что электроны и ионы плазмы по частотам столкновений

находятся в „банановом“ режиме, что подтверждается регистрацией так называемого бутстреп тока [15].

Информация о плазменных неустойчивостях была получена с помощью набора из 15 магнитных датчиков (катушек), регистрирующих полоидальную компоненту магнитного поля и установленных в одном из сечений плазменного шнура (рис. 1). Датчики имели диаметр 6 мм и длину 16 мм, чувствительность  $N_S = 180 \text{ см}^2 \text{ turns}$  ( $N$  — число витков в катушке,  $S$  — площадь сечения катушки) и были расположены внутри электростатического экрана. Каждая катушка с подводящим кабелем длиной около 20 м позволяла регистрировать изменение магнитного поля с частотой до 70 кГц. Сигналы с датчиков интегрировались с помощью 16-канального электронного интегратора. Постоянная интегрирования варьировала в диапазоне  $\tau = 5 \cdot 10^{-7} - 10^{-3}$  с.

Кроме магнитных датчиков для контроля параметров разряда использовались пояс Роговского и диамагнитная петля.

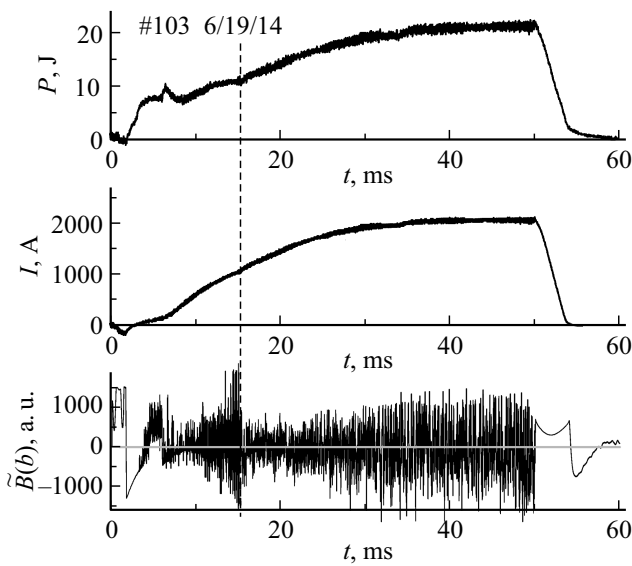
Для исследований структуры магнитных флуктуаций (МФ) выбирался момент максимальной амплитуды колебаний, который характеризуется замедлением роста энергосодержания плазмы и появлением особенностей на токе. Резкое уменьшение амплитуды МФ сопровождается возрастанием скорости роста параметров плазмы, который в работах [16,17] называется переходом в режим улучшенного удержания.

Энергия, запасенная в плазме к концу разряда, составляет около 16 Дж, а энергия, запасенная в магнитном поле плазменного тока, — 6 Дж, т.е. около 40% от энергии плазмы. Это указывает на возможность возникновения существенных неустойчивостей, связанных с наличием тока [8].

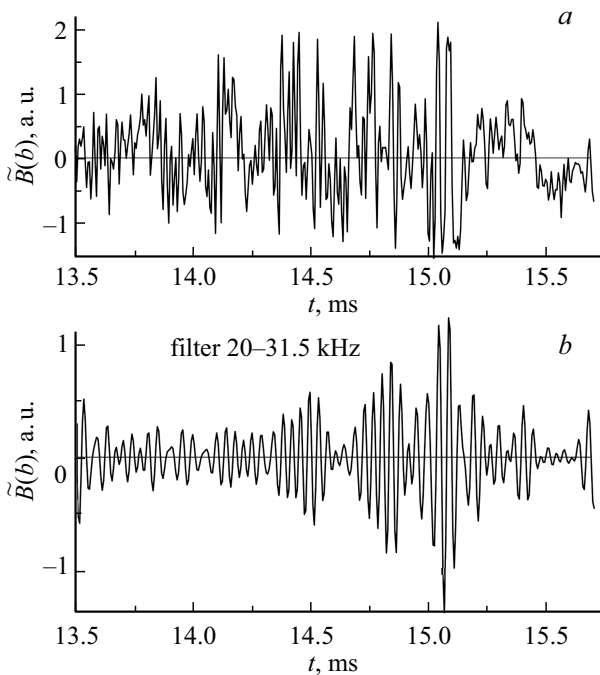
## Экспериментальные результаты

На рис. 2 приведено временное поведение энергосодержания плазменного шнура  $P$ , тороидального плазменного тока  $I$  и сигнала с одного из 15 магнитных датчиков, установленных вне области удержания на измерительной поверхности радиусом  $b = 16.8$  см. Из рис. 2 видно, что к 15 мс от начала разряда происходит заметное увеличение амплитуды колебаний магнитного поля, а затем ее резкое уменьшение в несколько раз. При росте флуктуаций магнитного поля скорость роста энергосодержания падает. Уменьшение амплитуды колебаний совпадает с резким увеличением скорости роста энергосодержания плазмы. Этот момент на рис. 2 отмечен штриховой линией.

Временное поведение сигнала одного из датчиков в интервале 13.5–15.5 мс приведено на рис. 3. Из рисунка видно, что флуктуации магнитного поля в данном временном интервале представляют собой набор флуктуаций различной частоты с меняющейся во времени амплитудой и фазами. А именно регистрируемые сигналы



**Рис. 2.** Временное поведение энергосодержания в плазменном шнуре  $P$ , тороидального плазменного тока  $I$  и сигнала, регистрируемого одной из катушек  $\tilde{B}(b)$ . Штриховой линией обозначен момент резкого уменьшения амплитуды колебаний магнитного поля ( $t = 15.3$  ms).



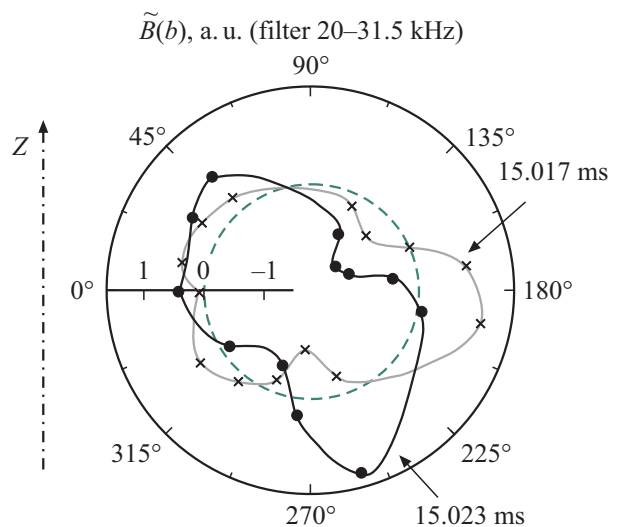
**Рис. 3.** Временное поведение флуктуаций магнитного поля, зарегистрированных одним из датчиков в определенном временном интервале:  $a$  — реальная реализация;  $b$  — эта же реализация после полосового фильтра в диапазоне 20–31.5 kHz.

имеют явно не стационарный характер, и использование стандартных методик для его обработки невозможно.

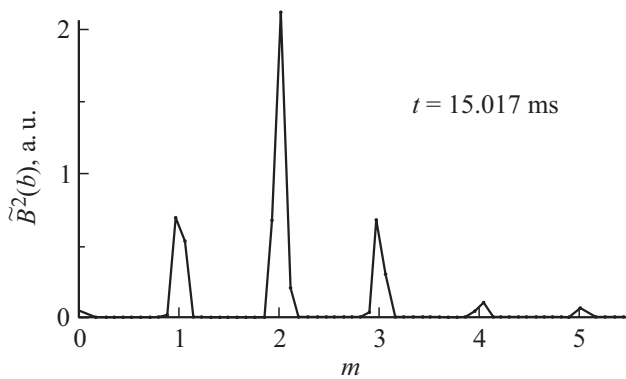
В связи с тем, что говорить в данном случае о локальной частоте некорректно, будем оперировать понятием полоса частот.

Для обработки полученного набора сигналов реализации были разбиты на 5 частотных диапазонов:  $\delta f_1 = 0.5\text{--}5$  kHz,  $\delta f_2 = 5\text{--}11$  kHz,  $\delta f_3 = 11\text{--}20$  kHz,  $\delta f_4 = 20\text{--}31.5$  kHz,  $\delta f_5 = 31.5\text{--}52$  kHz. Разделение на эти полосы частот проводилось по спектрам реализаций всех датчиков. Оцифрованные сигналы с помощью полосовых фильтров представлялись в виде реализации в определенном частотном диапазоне. На рис. 3 в качестве примера приведена реализация в частотном диапазоне  $\delta f_4 = 20\text{--}31.5$  kHz. Из рисунка видно, что данная реализация представляет собой набор колебаний с приблизительно одинаковым периодом. Амплитуда этих колебаний изменяется от минимальных до максимальных значений в течение двух–трех колебаний. А сам процесс изменения амплитуды колебаний состоит из последовательных циклов роста и уменьшения амплитуды за 5–7 колебаний, причем в каждом следующем цикле амплитуда колебаний становится больше. Как видно из рис. 3, таких циклов наблюдается 3, после чего с момента времени 15.3 ms циклы не повторяются. В других частотных полосах количество циклов может изменяться от 1 до 5. Исследовать структуру флуктуаций будем в последнем цикле перед падением уровня МФ.

Дальнейшая процедура обработки сигналов была следующей. В каждый момент времени в данном частотном диапазоне строилось азимутальное распределение величины сигнала по всем датчикам. Пример такого распределения для двух соседних моментов времени в полосе частот 20–31.5 kHz приведен на рис. 4. Из рисунка видно, что полюидальное распределение величины колебаний магнитного поля на измерительной поверхности в данный момент времени имеет сложный вид. Кроме того, во времени это распределение изменяется. Наблюдается вращение структуры.



**Рис. 4.** Распределение величины сигналов с магнитных датчиков по азимуту для двух времен  $t = 15.017$  и  $15.023$  ms для реализации в полосе частот 20–31.5 kHz. Штрихом на данном рисунке показан нулевой уровень, штрихпунктир — ось тора  $Z$ .



**Рис. 5.** Спектр разложения по полоидальным гармоникам  $m$  флуктуаций магнитного поля ( $t = 15.017$  ms,  $\delta f_4 = 20\text{--}31.5$  kHz).

В дальнейшем было проведено разложение пространственной структуры распределения величины сигнала на фурье-гармоники. Пример такого разложения приведен на рис. 5 для момента времени  $t = 15.017$  ms в полосе частот 20–31.5 kHz. Полученная картина представляется в виде набора гармоник с различными полоидальными волновыми числами  $m = 0, 1, 2, 3$  и т.д. Более высокие гармоники с волновыми числами  $m > 3$  в дальнейшем не учитывались, так как точность их определения с помощью неравномерно расположенных 15 датчиков невелика, а также невелика их амплитуда. Кроме амплитуды данной пространственной гармоники регистрировалась также ее фаза относительно предыдущего момента времени.

С физической точки зрения гармоника с  $m = 0$  представляет собой колебания магнитного поля продольного плазменного тока;  $m = 1$  — это колебания дипольного тока, аналогичного току Пфирша–Шлютера, повернутого в пространстве на любой произвольный угол. Структура с  $m = 2$  — это эллипс, а с  $m = 3$  — треугольник.

Следует обратить внимание на тот факт, что рассмотренное представление полностью справедливо лишь в цилиндрической геометрии. В реальном, хоть и пологом торе, а также при наличии смещения токовой поверхности относительно измерительной и некруглой формы токовой поверхности, необходимо учитывать взаимную связь соседних полоидальных гармоник.

В цилиндрической геометрии знание величины амплитуды определенной полоидальной гармоники магнитного поля на измерительной поверхности позволяет определить величину магнитного поля на токовой поверхности. Известно, что в этом случае спад величины магнитного поля данной гармоники описывается соответствующей функцией Макдональда [18]. В первом приближении спад амплитуды различных гармоник пропорционален величине  $(r_0/b)^{m+1}$ . Здесь  $r_0$  — средний радиус токовой поверхности, а  $b$  — радиус измерительной поверхности.

Уравнение магнитной поверхности можно записать в цилиндрической системе координат  $r, \vartheta$ :

$$r_0 = r + \Delta \cos \vartheta - \delta \cos 2\vartheta. \quad (1)$$

Здесь  $r$  — текущий радиус,  $\vartheta$  — полоидальный угол, а  $\Delta$  — смещение и  $\delta$  — эллиптичность магнитной поверхности, на которой протекают токи. Как видно из рис. 1, треугольность магнитных поверхностей мала, и ее можно не учитывать. Выражение для величины магнитного поля на измерительной поверхности с учетом тороидальности [18] можно представить в виде

$$B_m(b) \cos(m\vartheta + \psi) = \sum_{n=0}^3 B_n(r_0) \left(\frac{r}{b}\right)^{n+1} \times \left[1 + \frac{\Delta}{r} \cos \vartheta + \frac{\delta}{r} \cos 2\vartheta\right]^{n+1} \times \sqrt{1 - \frac{r}{R} \cos \vartheta} \cos(n\vartheta + \psi), \quad (2)$$

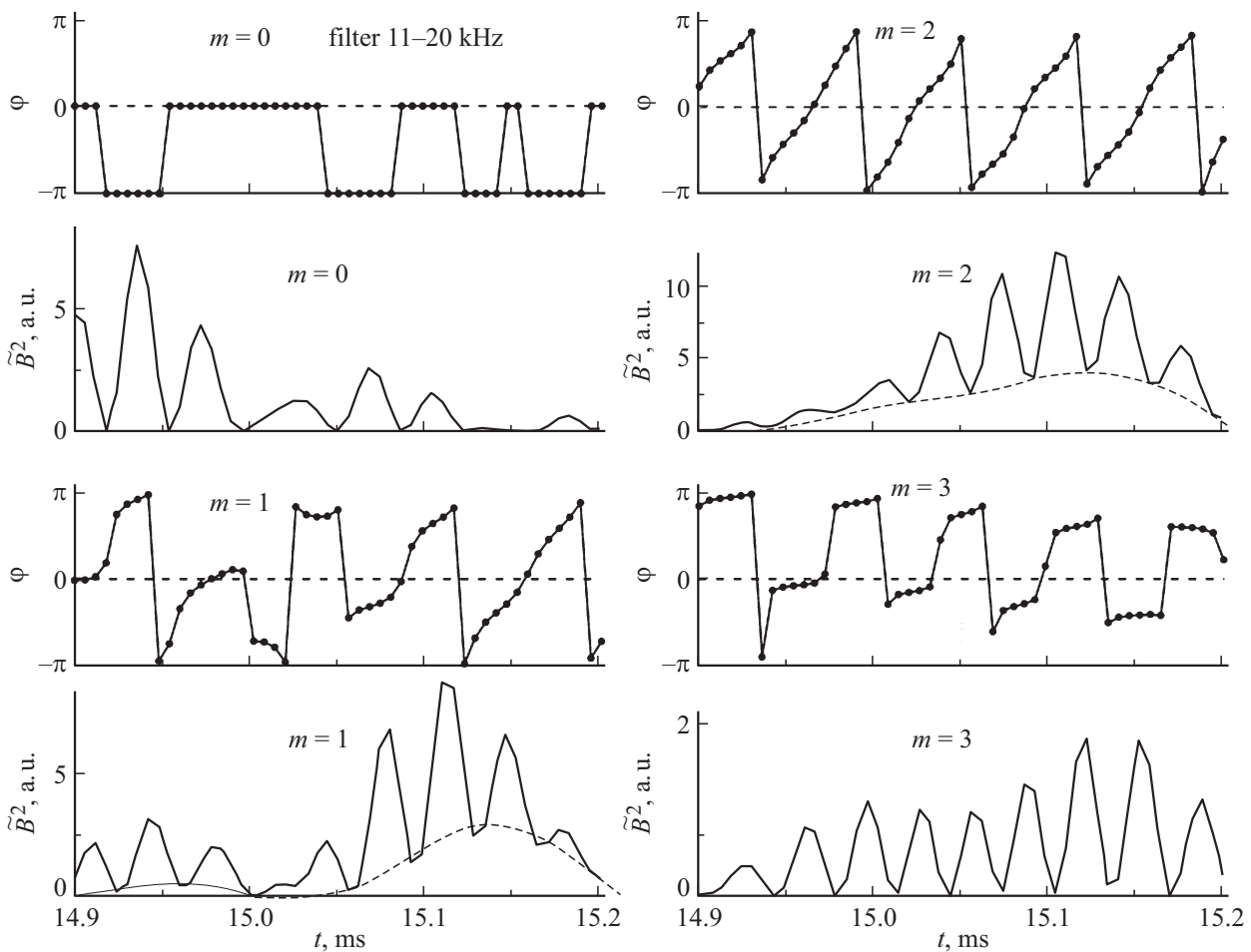
где  $\psi$  — произвольная фаза.

Если величины  $\frac{\Delta}{r}, \frac{\delta}{r}, \frac{r}{R} \ll 1$  и, предполагая, что амплитуда 3-й гармоники намного превышает амплитуду 4-й гармоники, что не противоречит данным эксперимента, то выражение (2) можно представить в виде системы из 4-х линейных уравнений для  $m = 0, 1, 2, 3$ .

Предполагаем, что источник колебаний находится внутри объема удержания на магнитной поверхности со средним радиусом  $r_0 = 8.4$  см. Для этой поверхности определяются величины  $\Delta$  и  $\delta$ , и на основании имеющихся экспериментальных данных был проведен расчет амплитуды флуктуаций для каждой гармонки на магнитной поверхности, по которой протекают токи. Проведенные расчеты показывают, что в наших условиях учет смещения и эллиптичности магнитной поверхности, а также тороидальности, сильно не влияют на величину амплитуды поля внутри объема удержания.

Результаты обработки зарегистрированных сигналов приведены на рис. 6. В качестве примера выбран частотный диапазон  $\delta f_3 = 11\text{--}20$  kHz. На рисунке для каждой пространственной гармоники представлены изменение во времени фазы  $\vartheta$  в диапазоне  $-\pi\text{--}\pi$  и ее амплитуда. На оси  $Y$  отложена величина  $B^2$ .

Как видно из приведенных на рис. 6 данных, изменение фазы структуры с  $m = 0$  представляют собой величины 0 и  $\pi$ , что соответствует противоположным фазам колебаний. По величине периода колебаний можно оценить полосу частот, в которой происходят колебания. Так, в период времени  $t = 14.9\text{--}15.0$  ms по периоду колебаний можно оценить частоту  $f \approx 14$  kHz; близкую частоту имеют колебания в период времени  $t = 15.05\text{--}15.13$  ms. Для структуры с  $m = 1$  картина более сложная. Если рассматривать с момента времени  $t = 14.9$  ms, то сначала наблюдается стоячая на месте структура, амплитуда которой меняется с частотой  $f \approx 14$  kHz. Однако при приближении величины



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды и фазы структур с полоидальными волновыми числами  $m = 0, 1, 2, 3$  для частотного диапазона  $\delta f_3 = 11\text{--}20\text{ kHz}$ . Штрихом показана амплитуда вращающейся структуры.

колебаний к нулю, судя по сдвигу фаз, структура начинает медленно поворачиваться в сторону вращения электронов в магнитном поле. Через период колебаний структура начинает вращаться в противоположном направлении, а потом и вовсе останавливается. В дальнейшем  $t = 15.05\text{--}15.2\text{ ms}$ , снова появляется структура, в которой наблюдаются колебания с периодом, соответствующим частоте  $f \approx 14\text{ kHz}$ . В это же время появляются вращающиеся колебания с медленно меняющейся амплитудой. Ее величина может быть определена по величине огибающей минимальных значений колебаний и обозначена штриховой линией. Видно, что наблюдаются 2 структуры плазменных токов с  $m = 1$ . Одна структура вращается с частотой  $f \approx 13.5\text{ kHz}$  в сторону электронного дрейфа, ее амплитуда медленно изменяется во времени (штриховая линия). И другая структура, которая стоит на месте (не вращается), ее амплитуда колеблется с частотой  $f \approx 14\text{ kHz}$ . Для колебаний магнитного поля с полоидальным волновым числом  $m = 2$  ситуация аналогичная. Амплитуда стоячей структуры колеблется с частотой  $f \approx 14\text{ kHz}$ , вращающаяся — вращается с переменной угловой скоростью, соответствующей

диапазону частот  $f \approx 14\text{--}18\text{ kHz}$ . Для структуры с  $m = 3$  в данном частотном диапазоне  $\delta f_3 = 11\text{--}20\text{ kHz}$  наблюдаются только колебания, которые стоят на месте (не вращаются). Частота колебаний около  $f \approx 14.5\text{ kHz}$ .

Анализ всех имеющихся экспериментальных данных показывает, что в данном эксперименте в частотном диапазоне  $f \approx 0.5\text{--}52\text{ kHz}$  наблюдаются 2 типа колебаний. Первый тип — структура с данным волновым числом стоит на месте (не вращается) или очень медленно вращается. С регистрируемой частотой изменяется только ее величина. Такого типа колебания наблюдаются всегда. Второй — структура вращается с определенной частотой, а ее амплитуда слабо изменяется. Частота вращения чаще всего не постоянна во времени. Обычно, частота колебаний стоячей структуры близка к частоте вращения структуры второго типа. Если учесть, что стоячая структура при приближении ее величины к нулю может быстро повернуться на определенный угол, можно предположить, что стоячая структура стимулирует вращение.

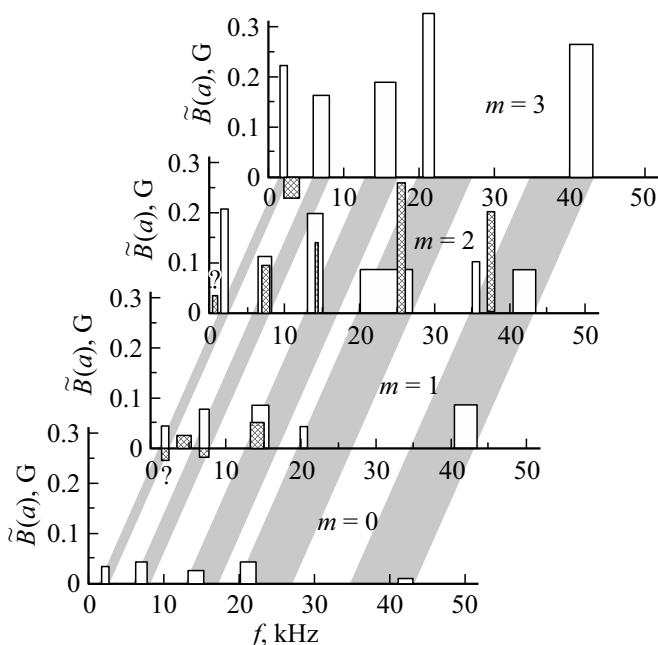
Максимальная амплитуда флуктуаций в исследуемом процессе для пространственных структур с

$m = 0, 1, 2, 3$  для всех регистрируемых частот приведена на рис. 7. Положительные и отрицательные значения амплитуды соответствуют разным направлениям вращения структуры (заштрихованные столбики). Положительное значение соответствует вращению в направлении вращения электронов в магнитном поле. Не заштрихованные столбики определяют максимальную амплитуду стоячей структуры. Ширина столбика показывает приблизительный частотный диапазон регистрируемых флуктуаций.

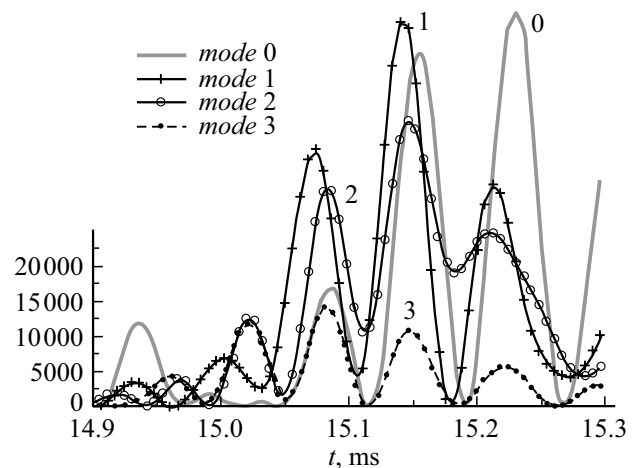
Анализ приведенных экспериментальных данных показывает, что флуктуации магнитного поля в данном эксперименте существуют в достаточно узких частотных диапазонах, общих для пространственных структур с различными полоидальными волновыми числами. Флуктуации магнитного поля зарегистрированы в таких частотных диапазонах: 1.5–2; 6–8; 13–16; 20–27; 35–43 kHz (рис. 7).

Для структур с  $m = 1$  и  $2$ , в диапазоне частот 1.5–2 kHz наблюдается вращение в различных направлениях, определить амплитуды которых не удалось. Максимальные величины флуктуаций магнитного поля стоячих структур наблюдаются для  $m = 2$  и  $3$ .

В диапазоне частот 6–8 kHz наблюдаются флуктуации как стоячих структур с  $m = 0, 1, 2, 3$ , так и вращающихся структур с  $m = 1, 2, 3$ . Следует отметить, что все флуктуации стоячих структур связаны между собой. А именно их частоты и фазы близки между



**Рис. 7.** Зависимость максимальной амплитуды флуктуаций от регистрируемой полосы частот для пространственных структур с различными полоидальными волновыми числами  $m$ . Светлые столбики определяют стоячие структуры, а заштрихованные — вращающиеся. Положительная величина заштрихованных столбиков соответствует направлению вращения электронов в магнитном поле, а отрицательная — ионов.



**Рис. 8.** Амплитуды флуктуаций для четырех пространственных структур с  $m = 0, 1, 2, 3$  в частотном диапазоне 5–11 kHz на измерительной поверхности.

собой и представляют собой общее возмущение для всех пространственных структур (рис. 8). Амплитуда колебаний внутри области удержания растет с номером полоидальной моды (рис. 7). Максимальную амплитуду имеют вращающиеся структуры с  $m = 2$ .

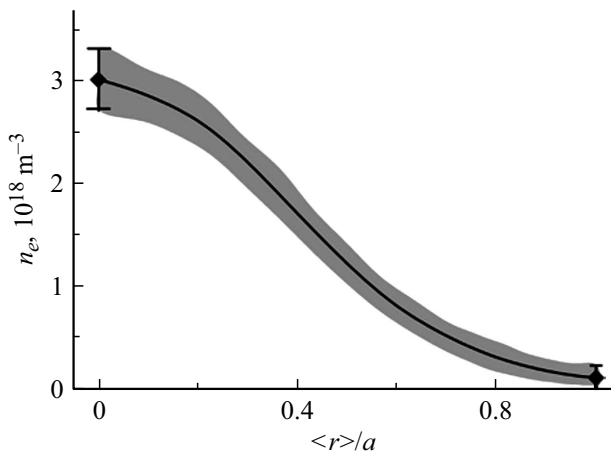
Для флуктуаций, наблюдаемых в диапазоне 13–16 kHz, вращение присутствует только для структур с  $m = 1$  и  $2$ . Стоячие структуры коррелируют между собой (кроме  $m = 0$ ) и имеют максимальную амплитуду для структур с  $m = 2$  и  $3$ . Амплитуды вращающихся структур в этом диапазоне частот меньше амплитуд стоячих структур.

В исследуемой полосе  $\delta f_4 = 20\text{--}31.5$  kHz флуктуации стоячих структур находятся в диапазоне 20–22 kHz, кроме структуры  $m = 2$ , полоса которой составляет 20–27 kHz. Амплитуда структуры с  $m = 3$  достигает максимального значения  $\tilde{B}(r_0) \approx 0.3$  G. Вращается только структура  $m = 2$  с частотой  $f_{spin} = 25\text{--}26$  kHz, причем амплитуда вращающейся структуры заметно превосходит амплитуду стоячей структуры.

В полосе  $\delta f_5 = 31.5\text{--}52$  kHz флуктуации стоячих структур находятся в диапазоне 40–43 kHz, кроме структуры с  $m = 2$ , где наблюдаются флуктуации в полосе 35–37 kHz и частотой вращения  $f_{spin} \approx 37$  kHz. Для  $m = 2$  амплитуда вращающейся структуры выше стоячей структуры. В этом диапазоне частот вращается только структура с  $m = 2$ . Максимальную амплитуду имеют колебания стоячей структуры с  $m = 3$ , которые внутри области удержания достигают величины  $\tilde{B}(r_0) \approx 0.25$  G.

## Обсуждение полученных результатов

Как видно из рис. 7, в исследуемый момент времени регистрируются МФ в диапазоне частот  $f = 1.5\text{--}43$  kHz. Причем эти флуктуации находятся в пяти узких частотных диапазонах, так, что  $\Delta f/f \leq 0.25$ .



**Рис. 9.** Распределение плотности плазмы в момент исследования структуры магнитных флуктуаций,  $\langle r \rangle$  — средний радиус магнитной поверхности.

В каждом из этих частотных диапазонов частота флуктуаций не зависит от полоидального волнового числа  $m$ . Наблюдаются 2 типа флуктуаций: стоячие структуры и вращающиеся в полоидальном направлении структуры с определенным  $m$ . Амплитуды колебаний стоячих структур растут с ростом  $m$ .

Следует отметить, что наблюдается хорошая корреляция между стоячими колебаниями с волновыми числами  $m = 1, 2$  и  $3$  во всех частотных диапазонах. В диапазоне частот  $f_r = 6-8$  kHz наблюдается корреляция даже с модой  $m = 0$  (рис. 8).

Вращающиеся структуры наблюдаются для всех волновых чисел  $m = 1, 2, 3$  (кроме  $m = 0$ ). Только для структуры с  $m = 3$  амплитуда слишком мала. Вращение направлено в основном в сторону электронного дрейфа, кроме случая низких частот для  $m = 3$ . Наибольшая амплитуда вращающейся структуры наблюдается для  $m = 2$ . В этом случае амплитуда вращающейся структуры может превосходить амплитуду стоячей структуры. Частота вращения обычно близка частоте колебаний стоячей структуры.

Рассмотрим частоты, характерные для плазмы в исследуемом диапазоне частот. В условиях редких частот столкновений запертые частицы описывают траекторию с характерной частотой:

$$f_j^* = \frac{v_{Tj} l}{2\pi R} \left( \frac{r}{R} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

где  $v_{Tj}$  — тепловая скорость частиц  $j$ -сорта,  $l$  — угол вращательного преобразования,  $r$  — текущий радиус. Для электронов, согласно (3),  $f_e^* \approx 5 \cdot 10^2$  Hz и для ионов  $f_i^* \approx 3.5 \cdot 10^3$  Hz. Эти частоты находятся ниже или вблизи нижней границы регистрируемых в эксперименте частот.

$r/a$	0.6	0.7	0.8	0.9
$f_{dr}$ , kHz	25	29	40	61

Выражение для частоты диамагнитного дрейфа можно представить в виде

$$f_{dr} = -\frac{m}{2\pi r} \frac{c}{en_e B} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (4)$$

Здесь  $p = n_e k(T_e + T_i)$  — давление плазмы. Если считать, что распределение температуры по радиусу однородно, то для оценок можно воспользоваться распределением плотности, измеренным в аналогичном режиме [12] (рис. 9). График построен по двум измеренным значениям локальной плотности с помощью ленгмюровского зонда на границе области удержания и по прохождению СВЧ-волн на разных частотах в центре плазмы с учетом того, что интеграл по профилю должен быть равен средней плотности плазмы, измеренной интерферометром. Это распределение достаточно хорошо аппроксимируется выражением  $n_e = n_e(0)[1 - (r/a)^{1.5}]^2$ . Тогда для  $n_e(0) \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , согласно выражению (4), для  $m = 1$  получим расчетные данные, представленные в таблице.

Видно, что для  $m = 1$  дрейфовые частоты находятся в измеряемом диапазоне частот. Однако для  $m = 2$  и  $3$  они существенно превосходят регистрируемые в эксперименте. Если учесть неоднородность распределения температуры, то значения еще больше возрастут.

Геодезическая акустическая мода (GAM) с учетом средней кривизны магнитного поля дает значение частоты [2]:

$$f_{\text{GAM}} = \frac{v_s}{2\pi R} \sqrt{2 + l^2(a)} \approx 46 \text{ kHz}, \quad (5)$$

где  $v_s$  — звуковая скорость. Как видно из выражения (5), частота  $f_{\text{GAM}}$  близка к верхней границе регистрируемых частот.

Частота ТАЕ-моды (Toroidal Induces Alfen Eigen Mode) [3] в наших условиях составляет

$$f_{\text{TAE}} = \frac{v_A l}{4\pi R} \approx 50 \text{ kHz}, \quad (6)$$

где  $v_A$  — альфвеновская скорость. То есть частота ТАЕ-моды тоже находится на верхней границе регистрируемых частот.

В плазме возможно также возбуждение так называемых ВАЕ-мод (beta induced alfen modes) [7], которые являются следствием связи идеальных МГД альфвеновских дрейфовых и акустических мод на частотах, меньшими  $f_{\text{TAE}}$ . Разновидностью ВАЕ-мод являются так называемые ВТГ (beta induced temperature gradient) моды, которые были получены при учете теплового

движения ионов [5]. Для этих мод характерны частоты

$$f_{\text{BTG}} \leq \frac{v_{Ti}l}{2\pi R} \approx 6 \text{ kHz} \text{ и } f_{\text{BTG}} \leq \frac{v_{Ti}N}{2\pi n l_0} \approx 57 \text{ kHz}, \quad (7)$$

которые являются тороидальными и трехмерными сателлитами. Здесь  $l_0$  — заходность стеллараторного магнитного поля и  $N$  — число периодов поля по длине установки. Условие  $f_{\text{BTG}} < f_{\text{TAE}}$  соблюдается только для случая  $f_{\text{BTG}} \leq \frac{v_{Ti}l}{2\pi R} \approx 6 \text{ kHz}$ . Такая неустойчивость возбуждается, если ионное  $\beta_i = \frac{8\pi n_e k T_i}{B^2} > \beta_{cr} \approx 4 \cdot 10^{-4}$  [5] для наших условий. Структура такой неустойчивости вращается в сторону ионного диамагнитного дрейфа. Условием развития данной неустойчивости является

$$f_{dr} = f_{\text{BTG}} = \frac{v_{Ti}l}{2\pi R}. \quad (8)$$

В наших условиях  $\frac{v_{Ti}l}{2\pi R} = 6 \text{ kHz}$ , что не совпадает с данными для  $f_{dr}$ , приведенными в таблице. Частоты (7) совпадают со спектром измерений только на границах диапазона регистрируемых частот. Направление вращения структуры в противоположную сторону с данными эксперимента.

Наличие продольного тока в нашем эксперименте может быть причиной возбуждения токовых неустойчивостей (kink, tearing modes) [8], которые развиваются на рациональных магнитных поверхностях. В наших условиях это могут быть поверхности  $l = 0.25$  ( $m/n = 4/1$ ;  $8/2$  и т.д.),  $l = 0.33$  ( $r = 10$  с  $m/n = 3/1$ ;  $6/2$  и т.д.) и промежуточные поверхности с  $m > 4$ . Здесь  $n$  — волновое число вдоль тора. В эксперименте возмущения с  $m = 3$  надежно регистрируются. Однако связать ее с развитием токовой неустойчивости очень трудно из-за того, что плотность тока на границе ( $r = 10$ ) равна нулю. Флуктуации с  $m \geq 4$  нами регистрируются, но для 15 не равномерно расположенных датчиков трудно быть уверенным в достоверности такой информации, тем более что амплитуда таких возмущений мала.

Анализ, выполненный выше, показывает, что полученная информация о флуктуациях в плазме тороида У-3М с трудом может быть объяснена существующей теорией. Это, прежде всего, наличие в полосе 1.5–50 kHz пяти узкополосных частотных диапазонов и наличие одновременно стоячих и вращающихся структур с близкими частотами. Ближе всего к результатам измерений подходят так называемые GAM- и TAE-моды, частоты которых не зависят от полоидального волнового числа. Однако мы не располагаем теоретической информацией о направлении вращения этих мод и одновременного наличия среди них стоячих и вращающихся структур с близкими частотами. Кроме того, частотный диапазон этих мод не совпадает с данными эксперимента.

В работе [19] было замечено, что так называемый переход в состояние улучшенного удержания привязан к определенной величине тока. Так как наблюдаемый в наших экспериментах ток является бутстреп током, то наблюдается привязка к величине  $\beta$ . И всплеск амплитуды колебаний магнитного поля в исследуемом частотном

диапазоне может наступать при превышении некоего предела по  $\beta$ . То есть наблюдаемые неустойчивости могут быть отнесены к так называемым — beta induced модам.

## Выводы

Проведенные исследования показали, что в режиме редких столкновений между частицами плазмы при наличии бутстрепа тока в условиях ВЧ-нагрева в тороиде У-3М, в области частот до 50 kHz, в плазменном объеме возникают достаточно узкополосные МФ в пяти частотных диапазонах. Это диапазоны: 1.5–2; 6–8; 13–16; 20–27; 35–43 kHz.

Пространственную структуру этих флуктуаций можно представить в виде полоидальных волновых чисел с  $m = 0, 1, 2, 3$ .

Частота наблюдений МФ не зависит от полоидального волнового числа.

Наблюдается два типа флуктуаций:

– стоячие на месте или очень медленно вращающиеся структуры, в которых магнитное поле меняется в определенной полосе частот;

– вращающиеся структуры, в которых амплитуда слабо изменяется, а максимальная частота вращения близка к частоте флуктуаций стоячей структуры с аналогичным полоидальным волновым числом.

Стоячие структуры МФ представляют собой сложную пространственную конфигурацию (флуктуации с различными волновыми числами коррелируют между собой) в данном частотном диапазоне. Эти структуры имеют максимальную амплитуду колебаний для волновых чисел с  $m = 3$  и достигают величины  $\dot{B} \approx 0.3 \text{ G}$  в области удержания.

Вращающиеся структуры могут иметь различные полоидальные числа, однако максимальные амплитуды имеют структуру с  $m = 2$ . Направление вращения совпадает с вращением электронов в магнитном поле, за исключением диапазона частот 1.5–2 kHz, где вращения могут быть в обоих направлениях.

Невозможно полностью объяснить поведение флуктуаций магнитного поля в объеме удержания в рамках рассмотренных теоретических моделей.

Авторы выражают благодарность коллегам за полезное обсуждение и экипажу установки У-3М за обеспечение проведения эксперимента. Особую благодарность выражаем В.С. Войцене за полезные обсуждения и замечания в ходе работы над этой статьей.

## Список литературы

- [1] Михайловский А.Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978. 296 с.
- [2] Winsor N., Johnson J.L., Dawson J.M. // Phys. Fluids. 1968. Vol. 11. N 11. P. 2448.



- [3] Cheng C.Z., Chen L., Chance M.S. // Ann. Phys. 1985. Vol. 161. P. 21.
- [4] Heidbrink W.W., Strait E.J., Chu M.S., Turnbull A.D. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 855.
- [5] Mikhailovskii A.B., Sharapov S.E. // Plasma Phys. Rep. 1999. Vol. 25. N 10. P. 803–816.
- [6] Stepanov K.N. // Plasma Phys. Contr. F. 1996. Vol. 38. N 12A. P. A13.
- [7] Heidbrink W.W. // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. N 5. P. 055501.
- [8] Sinclair R.M., Yoshikawa S., Harries W.L. et al. // Phys. Fluids. 1965. Vol. 8. P. 118.
- [9] Chechkin V.V., Fomin I.P., Grigor'eva L.I. et al. // Nucl. Fusion. 1996. Vol. 36. N 2. P. 133.
- [10] Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Pavlichenko R.O. et al. // Plasma Phys. Rep. 2014. Vol. 40. N 8. P. 601.
- [11] Longinov A.V., Stepanov K.N. High-Frequency Plasma Heating / Ed. by A.G. Litvak. NY.: American Institute of Physics, 1992. P. 93–238.
- [12] Pashnev V.K., Tarasov I.K., Sitnikov D.A. et al. // Probl. Atom. Sci. Tech. 2013. Vol. 1. P. 15.
- [13] Kasilov A.A., Grigor'eva L.I., Chechkin V.V. et al. // Probl. Atom. Sci. Tech. 2015. Vol. 1. P. 24.
- [14] Pashnev V.K., Sorokovoy E.L., Petrushenya A.A. et al. // Probl. Atom. Sci. Tech. 2010. Vol. 6. P. 24.
- [15] Pashnev V.K., Sorokovoy E.L. // Probl. Atom. Sci. Tech. 2008. Vol. 6. P. 31–33.
- [16] Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Sorokovoy Ye.L. et al. // Plasma Phys. Rep. 2009. Vol. 35. N 10. P. 852.
- [17] Pashnev V.K., Sorokovoy E.L., Berezhnyj V.L. et al. // Probl. Atom. Sci. Tech. 2010. Vol. 6. P. 17–20.
- [18] Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1963. С. 51, 70.
- [19] Dreval M.B., Yakovenko Yu.V., Sorokovoy E.L. et al. // Phys. Plasmas. 2016. Vol. 23. P. 022506.