УДК 533.9

ОБЩИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ОЦЕНКИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНОЙ

В.И. Хвесюк (Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)

В первой части работы представлен анализ основных особенностей турбулентности высокотемпературной плазмы, удерживаемой магнитным полем, и классической турбулентности газов и жидкостей. Показаны существенные различия процессов развития и существования этих видов турбулентности. В частности, если эти процессы в газах и жидкостях универсальны, то в плазме наблюдается исключительное разнообразие процессов возбуждения турбулентности. Во второй части работы рассматриваются процессы возбуждения флуктуаций в плазме дрейфовой волной. Принципиальным является учёт воздействия на плазму неустойчивой волны конечной амплитуды. Предлагается критерий, позволяющий оценить величину флуктуаций. Предложен метод расчёта флуктуаций в неоднородной плазме. Полученные расчётные данные зависимости амплитуды флуктуаций от малого радиуса токамака качественно согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: турбулентность, дрейфовые волны, флуктуации плазмы.

GENERAL ANALYSIS OF PLASMA TURBULENCE AND SOME ESTIMATIONS OF FLUCTUATIONS BY DRIFT WAVE. V.I. KHVESYUK. In the first part of this work analysis of basic features of high temperature turbulent plasma confined by magnetic field and their comparison with features of classical turbulence of gases and fluids is presented. Essential distinctions of development and existence of both types of turbulence are shown. In particular classical turbulent processes are universal, but plasma turbulence excitation processes are extremely different. In the second part of this work plasma turbulence excitation by drift waves is considered. Crucial feature of this consideration is taking into account effect of finite amplitude of unstable drift wave on plasma. Estimation criterion for fluctuation values is offered. Calculation method for fluctuations in non-uniform plasma is developed. It is shown that calculated data for tokamak plasma are in qualitative agreement with experimental results.

Key words: turbulence, drift waves, plasma fluctuations.

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентность высокотемпературной удерживаемой магнитным полем плазмы — проблема, очень интенсивно изучаемая последние годы [1—12]. Для изучения соответствующих процессов используются всё более совершенные экспериментальные методы, что позволило открыть исключительно богатое и сложное многообразие явлений, относящихся к турбулентному состоянию плазмы. В связи с этим представляет интерес проанализировать в самых общих чертах картину плазменной турбулентности в целом, что и делается в данной работе. Кроме того, проводится сравнительный анализ классической турбулентности, развивающейся в газах и жидкостях, и плазменной турбулентности. Это позволяет, с одной стороны, показать существенные различия соответствующих явлений. С другой стороны, классическая теория является прекрасным примером для построения общего плана исследований турбулентности, независимо от того, в какой среде она развивается: в плазме, в сверхтекучем гелии или в каких-то других условиях.

Выполненный в работе анализ подчёркивает наличие различных типов возбуждения турбулентности плазмы в отличие от классики, для которой характерен универсализм соответствующих процессов.

На примере классической теории показана необходимость разделения всей проблемы турбулентности на ряд последовательно решаемых задач. Это, во-первых, задача возбуждения турбулентности, механизмы которой могут быть различны, в зависимости от типа внешнего воздействия. Во-вторых, задача изучения эволюции возникших элементарных возбуждений (флуктуаций). Отдельно необходимо исследование затухания флуктуаций. Кроме того, это задачи, специфические для плазмы, которые отличают процессы в ней от процессов в газах и жидкостях.

Далее представлена попытка анализа возбуждения флуктуаций дрейфовой волной. Так как флуктуации имеют конечные размеры, необходимо рассмотрение особенностей дрейфовых волн конечной амплитуды. Такой анализ показал необходимость учёта нестационарности дрейфовой волны. Воздействие волны на плазму приводит к возникновению неоднородности распределения плотности и температур вдоль направления её распространения. Вследствие этого изменяются условия существования волны,

из-за чего неизбежно должен наступить её распад. Предложено условие распада волны. Это позволяет оценить величины возникающих после распада флуктуаций.

Выполнены оценки распределения флуктуаций плотности в зависимости от малого радиуса токамака. Результаты оценок качественно согласуются с экспериментальными данными.

КЛАССИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Теория классической турбулентности строится на исходных принципах, справедливость которых вытекает из эксперимента.

Первый принцип — наблюдаемые турбулентные флуктуации вызываются вихрями. Возбуждение вихрей реализуется в результате взаимодействия потоков газа или жидкости со стенками каналов, в которых движутся эти потоки. Согласно [13, 14] турбулентное движение по определению является завихренным. Это означает, что имеет место универсальный способ возбуждения турбулентности.

Второй принцип — теория строится в приближении однородной и изотропной турбулентной среды. По определению, однородная турбулентность есть случайное движение, осреднённые характеристики которого одинаковы во всех точках жидкости [13, 14]. Эта модель является достаточно сильной идеализацией, тем не менее, в рамках классической турбулентности такое приближение считается допустимым. Дело в том, что пока не видно путей учёта неоднородности потоков в рамках современной теории, тем не менее, именно это приближение позволило изучить внутреннюю структуру турбулентных потоков, возникающую как следствие сложных нелинейных явлений, пользуясь относительно простыми математическими средствами.

Третий принцип основан на общей картине возникновения, существования и диссипации турбулентных вихрей. Эта картина установлена в результате экспериментальных исследований и теоретического анализа. Теоретический анализ динамики вихревого движения проводится на основе общего исследования уравнения Навье—Стокса. Используется преобразование Фурье этого уравнения из конфигурационного пространства в пространство волновых векторов k . Их абсолютная величина обратно пропорциональна размерам вихрей. Переходу от больших вихрей к малым соответствует увеличение абсолютных значений волновых векторов.

Турбулентное состояние начинается с образования вихрей в результате взаимодействия потоков газа или жидкости со стенками канала. При этом размер образующихся вихрей — порядка поперечного размера канала либо порядка размера шага сетки, установленной на входе в канал, или характерных размеров каких-то других элементов конструкции. Дальнейшая эволюция вихрей сводится к тому, что благодаря сложным нелинейным процессам внутри потока происходит преобразование их в вихри меньших размеров. При достаточно больших значениях критерия Рейнольдса, определяемого по скорости потока u , существует широкая область значений волновых векторов, в которой изменение размеров вихрей происходит в отсутствие каких-либо внешних воздействий, в том числе в отсутствие действия сил вязкости, на вихри. В этой области на вихри воздействуют только силы инерции. Поэтому поток энергии движения ε , передаваемый от крупных вихрей к более мелким, считается постоянным. Это — важнейшее свойство вихревой структуры потоков.

Другое свойство, определяемое величиной коэффициента вязкости среды, вытекает из того, что локальное значение критерия Рейнольдса, определяемое по скорости вращения вихря v_l ,

$$Re_l = \frac{v_l l}{\nu}$$

уменьшается при уменьшении его радиуса. В этой формуле v_l — скорость вращения вихря, l — его размер, ν — вязкость среды. Кроме величины l , согласно закону Колмогорова—Обухова уменьшается скорость вращения вихря:

$$v_l = (\varepsilon l)^{1/3},$$

что также ведёт к уменьшению Re_l .

Это, в конце концов, приводит к таким размерам вихрей, при которых $Re_l \sim 1$, т.е. становится существенным вязкое трение. В результате происходят диссипация энергии малых вихрей и их исчезновение.

Таким образом, характер эволюции и затухания вихрей определяется тремя величинами: потоком энергии ε , размером вихрей l и вязкостью среды ν .

Область перехода от начальных больших размеров вихрей к более мелким, вплоть до границ, на которых вихри исчезают, называется инерционной областью. Эта область занимает тем больший диапазон в пространстве волновых чисел, чем больше значение числа Рейнольдса для изучаемого потока.

Таким образом, третий принцип классической теории — существование инерционной области. В инерционной области согласно Колмогорову вихревые возмущения находятся в статистическом равновесии. Внутри среды происходят нелинейные процессы преобразования вихрей больших размеров в вихри меньших размеров. Диссипация вихрей происходит в области больших значений волновых чисел, где вязкость среды начинает играть существенную роль.

Важнейшей величиной, характеризующей инерционную область турбулентных потоков, является зависимость энергии флуктуаций от величины волнового вектора $E(k)$. Согласно закону Колмогорова эта функция имеет вид [13, 14]

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}.$$

Как наличие инерционной области, так и закон Колмогорова были подвергнуты многочисленным экспериментальным проверкам, которые в целом подтверждают теоретические предсказания. Однако одновременно они указывают на систематические отклонения от представленной формулы, именно наиболее точные измерения энергетического спектра показывают аналогичную зависимость

$$E(k) \sim k^{-\alpha},$$

но с показателем степени $\alpha = 1,7 \pm 0,02$. Отличие от $5/3$ невелико, но принципиально.

Это говорит о необходимости дальнейшего развития теории, что достаточно активно делается в течение семи десятилетий с момента публикации её результатов.

Четвёртый принцип — постулированная Колмогоровым универсальность статистического равновесия, т.е. применимость законов статистической турбулентности для любых типов турбулентных течений. Гипотеза универсальности статистического равновесия играет принципиальную роль. Она вместе с приближением однородной турбулентности позволила Колмогорову решить сложную нелинейную задачу простыми средствами.

Из содержания этого раздела важной для дальнейшего исследования является обнаруженная в рамках классической статистической теории турбулентности последовательность процессов: возбуждение локальных неоднородностей потока, затем их эволюция и исчезновение. Эта последовательность, очевидно, имеет место и в случае плазменной турбулентности. При этом детали процессов могут существенно отличаться. Это касается механизмов возбуждения локальных возмущений, их структуры (являются ли они вихрями, или нет) и др.

ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Рассматривается турбулентность высокотемпературной термоядерной плазмы, удерживаемой магнитным полем. В этой плазме турбулентными процессами определяются интенсивности транспорта энергии и частиц из центра в относительно холодные периферийные области. Отсюда следует исключительная важность исследования соответствующих процессов.

По аналогии с классикой теория плазменной турбулентности должна отвечать на вопросы, каков механизм возбуждения наблюдаемых флуктуаций, какова их структура, какова их эволюция и что является причиной их затухания. В настоящее время однозначных ответов на эти вопросы нет. Совершенно ясно одно: из полученных к настоящему времени экспериментальных данных следует, что картина турбулентных процессов в плазме существенно более сложная, чем в газах и жидкостях.

Покажем это, основываясь на результатах многочисленных исследований.

Прежде всего следует иметь в виду, что механизмы возбуждения турбулентных флуктуаций в плазме, как правило, существенно отличаются от того, что имеет место в газах и жидкостях. Например, тур-

булентность имеет место в плазме даже в условиях, когда скорость её перемещения и, соответственно, число Рейнольдса равны нулю.

Рассмотрим наиболее важные особенности турбулентности высокотемпературной удерживаемой магнитным полем плазмы:

- большое разнообразие физических воздействий на плазму, вызывающих турбулентные возмущения. Это — гидродинамические неустойчивости течений плазмы (например, Кельвина—Гельмгольца); воздействие на плазму неустойчивых волн, распространяющихся в ней (дрейфовые турбулентности); воздействие различных типов нагрева плазмы (пучки высокой энергии, электронно-циклотронный нагрев, ионно-циклотронный нагрев плазмы и др.); влияние особенностей топологии магнитного поля, удерживающего плазму; локальные возмущения удерживающего плазму магнитного поля;

- важнейшим следствием этого является большое разнообразие типов турбулентности, которые обычно одновременно существуют в плазме. Они отличаются друг от друга диапазонами частот и длин волн;

- турбулентность удерживаемой магнитным полем плазмы является двумерной (развивается вдоль поверхностей, нормальных к направлению магнитного поля);

- принципиальная неоднородность плазмы, что проявляется в наблюдаемой экспериментально сильной зависимости параметров плазмы и величин их флуктуаций от координат. Поэтому приближение однородной турбулентности неприменимо для плазмы. В отличие от газов и жидкостей для плазмы существуют возможности исследования турбулентных процессов с учётом неоднородностей температур и плотностей плазмы. Причина этого заключается в следующем. В классическом случае, как уже сказано, процесс турбулизации начинается с возникновения максимально больших вихрей, сравнимых с поперечными размерами потока. Поэтому они не могут давать информацию о локальном состоянии турбулентных потоков. В отличие от этого, например, при дрейфовой турбулентности плазмы характерные наблюдаемые размеры возбуждений — порядка длин волн, т.е. существенно меньше, чем размеры изучаемой системы. В свою очередь, характеристики волн, порождающих малые возбуждения, зависят от пространственных распределений гидродинамических величин внутри плазмы. Поэтому величины флуктуаций должны зависеть от координат в неоднородной плазме, что подтверждает эксперимент;

- сопутствующие турбулентности явления, ведущие к её частичному подавлению (zonal flows, GAM, транспортные барьеры);

- в настоящее время мы не можем утверждать, что элементарные возбуждения всех многочисленных типов плазменной турбулентности являются вихрями;

- нет полной ясности относительно физических механизмов, лежащих в основе наблюдаемых спектров плазменной турбулентности. Являются ли они результатом действия инерционных сил, как в случае классической турбулентности, или имеют место другие причины.

Из отмеченных наиболее важных свойств турбулентных состояний плазмы вытекают следующие принципы, из которых следует исходить при теоретических исследованиях плазменной турбулентности:

- первый принцип — необходимость изучения различных типов турбулентности, прежде всего механизмов возбуждения турбулентных флуктуаций, их динамических и гидродинамических свойств. В связи с этим практически наверняка нельзя говорить об универсальности турбулентных процессов в плазме;

- второй принцип — учёт неоднородности параметров плазмы, поскольку плазменная турбулентность не соответствует представленному определению однородной турбулентности;

- третий принцип — учёт двумерности плазменной турбулентности;

- четвёртый принцип — анализ эволюции возникающих локальных возмущений в плазме (в частности, возможности существования инерционной области) для каждого типа плазменной турбулентности;

- пятый принцип — учёт влияния zonal flows, GAM, транспортных барьеров на плазменную турбулентность.

Из представленного анализа следует необходимость, в первую очередь, исследовать процессы возбуждения флуктуаций плазмы в рамках определённого механизма, и только после этого изучать даль-

нейшую эволюцию, как отдельных возмущений, так и системы в целом. Далее в качестве примера рассматривается возбуждение флуктуаций в плазме дрейфовой волной.

ОЦЕНКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ

Далее показана возможность выполнения простых оценок распределения флуктуаций в неоднородной плазме под действием дрейфовых волн.

Рассмотрены процессы возбуждения турбулентности, вызываемой распространяющимися в плазме неустойчивыми низкочастотными ионными температурно-градиентными (ITG) дрейфовыми волнами, наиболее полно изученными экспериментально. Этот тип турбулентности широко распространён. Кроме того, широко распространено мнение, что наряду с запертыми электронными модами (ТЕМ) ITG-турбулентность вносит наибольший вклад в транспорт энергии и частиц плазмы.

В связи с этим впервые выполнен анализ свойств дрейфовых волн конечной амплитуды [15], так как наблюдаемые конечные флуктуации дрейфовой турбулентности могут возбуждаться только волнами конечной амплитуды. Анализ проведён аналогично исследованию звуковых волн конечной амплитуды в газах в рамках тех же предположений, которые приняты в [16, 17]. Именно, характеристики волн (частоты, длины волн, инкременты) принимаются постоянными при росте амплитуды.

Однако имеются существенные отличия между звуковыми и дрейфовыми волнами. Первое отличие заключается в том, что различны типы этих волн и условия их распространения. Звуковая волна является продольной и распространяется в однородном газе. При учёте конечной амплитуды возникает неоднородность плотности газа в одном направлении — вдоль распространения волны. Дрейфовая волна является поперечной и распространяется в неоднородной плазме почти перпендикулярно градиентам плотности и температуры плазмы. В результате с ростом амплитуды дрейфовой волны возникают двумерные поля плотности и температуры. Это существенно усложняет картину развития волны. Второе существенное различие двух типов волн связано с динамикой их развития. Звуковая волна рассматривается в приближении постоянной амплитуды, т.е. равенства нулю инкремента нарастания волны ($\gamma = 0$). Дрейфовая ITG-волна характеризуется тем, что инкремент её нарастания — порядка частоты: $\gamma \sim \omega$ [18—20]. Это означает необходимость учёта изменения её амплитуды при анализе нелинейных свойств.

Нашей задачей является качественная оценка величины флуктуаций плотности плазмы. Рассматривается распространение дрейфовой волны конечной амплитуды в плоском слое плазмы. Так как учитывается экспоненциальное увеличение амплитуды, необходимо задать её начальное значение. Предполагается, что оно равно

$$b = r\lambda_y,$$

где λ_y — длина компонента волны, направленного вдоль Oy , $r \ll 1$. Таким образом, предполагается, что развитие волны начинается с значений амплитуды, для которых примерно справедливо линейное приближение. Начальному значению b соответствует момент времени $t = 0$. Тогда координата x волны записывается в виде

$$x(y, t) = r\lambda_y \exp(\gamma t) \sin(k_y y - \omega t).$$

Здесь $k_y = 2\pi/\lambda_y$ — абсолютное значение волнового вектора.

Записывается распределение возмущения плотности плазмы δn вдоль оси Oy в системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны ω/k_y :

$$\delta n(y, t) = \delta n(t=0) \exp(\gamma t) \sin(k_y y) = \left(\frac{dn_0}{dx} \right) r \lambda_y \exp(\gamma t) \sin(k_y y), \quad (1)$$

$n_0(x)$ — заданное невозмущённое распределение плотности плазмы. Градиент возмущения плотности

$$\frac{d\delta n}{dy} = \delta n(t=0) \exp(\gamma t) k_y \cos(k_y y) = \left(\frac{dn_0}{dx} \right) r \lambda_y \exp(\gamma t) k_y \cos(k_y y). \quad (2)$$

Деля формулу (1) на n_0 , а (2) — на dn_0/dx , получаем безразмерные величины $\delta \hat{n}$ и $d\delta \hat{n}/d\hat{y}$. Отношение абсолютных значений этих величин

$$\frac{|\delta \hat{n}|}{\left| \frac{d\delta \hat{n}}{d\hat{y}} \right|} = \frac{1}{k_y L_n} \ll 1.$$

Это значит, что относительное отклонение плотности плазмы $\delta \hat{n}$ существенно меньше, чем относительная величина производной $d(\delta \hat{n})/d\hat{y}$. Последняя величина быстро нарастает со временем и, в конце концов, может достигнуть критического значения, после чего волна не может существовать. Поля плотностей и температур в плазме представляют собой заданное неоднородное распределение с постоянными градиентами вдоль оси Ох в сочетании с нестационарными переменными вдоль оси Оу полями, возникшими из-за действия волны. С ростом градиентов вдоль Оу должен происходить распад волны, что и предполагается далее. Это означает, что происходят распад когерентной структуры и возникновение на её месте множества единичных возмущений, не связанных друг с другом. Можно предположить, что волна распадается на интервалы, в которых величины отклонений плотности δn от начального значения n_0 либо только положительны, либо только отрицательны.

Предполагается, что критическим является условие выполнения равенства величин

$$\left\langle \left| \frac{d\delta n}{dy} \right| \right\rangle \approx \frac{dn_0}{dx}.$$

Здесь усреднение производится по промежутку вдоль Оу, равному длине волны λ_y .

Очевидно, что по мере нарастания амплитуды волна должна изменять как характер распространения, так и свои характеристики. Однако решение задач рассматриваемого типа отсутствует. Поэтому приходится пользоваться при оценках численных величин представлением одиночной гармонической моды.

Таким образом, множество локальных возмущений возникает в результате последовательного действия процессов по цепочке: возникновение дрейфовой волны—формирование возмущений—рост возмущений вместе с ростом амплитуды волны—распад волны—турбулентно подобное состояние.

Косвенно подобная картина подтверждается экспериментально. В работе [11] наблюдали появление и исчезновение так называемых квазигармоник в дрейфовом интервале частот, т.е. подтверждается предположение о конечности времени существования волны. В работе [12] изучалась двухмерная картина возникновения отдельных флуктуаций плотности плазмы (см. также <http://fusion.gat.com/diuid/BESMavies>). Интересны три факта. Во-первых, в пределах каждого возмущения плотности изменяется абсолютная величина плотности δn , а её знак остаётся постоянным. Размеры (длины) корреляции и форма каждого возмущения меняются, но, похоже, их число остаётся постоянным. Во-вторых, эти флуктуации имеют примерно одинаковые размеры и хорошо упорядочены, в частности, наблюдается попеременное появление участков с положительными и отрицательными значениями δn . В-третьих, обнаружено движение этих флуктуаций в полоидальном направлении, обусловленное, очевидно, вращением плазмы в скрещенных полях.

Для получения численных оценок принимается, что распад волны происходит в тот момент, когда средняя величина $\left\langle \left| d\delta n/dy \right| \right\rangle$ сравнивается с величиной заданного градиента dn_0/dx :

$$\left\langle \left| \frac{d\delta n}{dy} \right| \right\rangle = \frac{2}{\pi} \delta n(t=0) \exp(\gamma \tau) k_y = 4r \exp(\gamma \tau) \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \left(\frac{dn_0}{dx} \right). \quad (3)$$

Отсюда следует, что характерное время достижения поставленного условия

$$\tau = -\frac{1}{\gamma} \ln(4r).$$

Использование этого соотношения позволяет оценить величину амплитуды волны $\tilde{a}_\tau$ в момент времени τ :

$$\tilde{a}_\tau = \frac{\lambda_y}{4}.$$

Из (1) и последнего выражения для $\tilde{a}_\tau$ получается

$$\langle |\delta n| \rangle = \frac{\lambda_y}{2\pi} \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \frac{1}{k_y} \left(\frac{dn_0}{dx} \right),$$

или

$$\frac{\langle |\delta n| \rangle}{n_0} = \frac{1}{k_y} \frac{1}{n_0} \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \frac{1}{k_y L_n}. \quad (4)$$

Полученное выражение качественно согласуется с результатом обобщения экспериментальных данных [21]

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{1}{\langle k_\perp \rangle L_n}.$$

Здесь $\langle k_\perp \rangle$ — усреднённая величина вектора нормального к магнитному полю компонента волны.

Заметим, что согласно экспериментальным данным основная часть транспорта реализуется в относительно узком интервале величин $k_\perp$. Этот интервал соответствует области изменения безразмерной величины $k_\perp \rho_s$ от 0,1 до 0,5 [7, 8]. (Здесь ρ_s — величина ионного циклотронного радиуса, определённая по скорости звука.)

Покажем, что формула (4) может быть использована для оценки зависимости от радиуса величин флуктуаций плотности в неоднородной плазме. Для этого необходимо оценить изменения отдельно величин k_y и L_n от безразмерного радиуса $\bar{r} = r/a$, где a — малый радиус токамака. Величина $\bar{r}$ изменяется в пределах от -1 до $+1$. Задаёмся параболическими зависимостями температуры и плотности от $\bar{r}$ и гиперболической зависимостью от R тороидального магнитного поля. Это позволяет получить зависимости от безразмерного радиуса величин $L_n(\bar{r})$ и $\rho_s(\bar{r})$. Зависимость $k_y(\bar{r})$ получается, если во всём изучаемом диапазоне по $\bar{r}$ задаться постоянной, не зависящей от координаты величиной $k_y(\bar{r})\rho_s(\bar{r}) = \text{const}$. В результате соответствующих выкладок получено распределение относительных флуктуаций вдоль малого радиуса токамака

$$\left\langle \frac{\delta n}{n_0} \right\rangle = \text{const} \frac{|\bar{r}|(A + \bar{r})}{\sqrt{1 - \bar{r}^2}},$$

где $A = R/a$ — аспектное отношение токамака; R — большой радиус; a — малый радиус токамака; $\bar{r} = r/a$. Последняя формула справедлива в пределах

$$-1 + \delta \leq \bar{r} \leq 1 - \delta,$$

где δ — область на периферии плазменного шнура, где не возбуждаются указанные неустойчивые плазменные волны. (Напомним, что усреднение ведётся вдоль полоидального направления в пределах одной длины волны.)

Полученная формула представляет растущую к периферии величину относительных флуктуаций плотности. Это качественно согласуется с данными, получаемыми во многих экспериментах [7, 10, 12, 22, 23].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-08-00459-а.

REFERENCES

1. Conway G.D. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, vol. 50, p. 124026.
2. Doyle E.J. et al. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 18.
3. Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G.R. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2009, vol. 51, p. 11301.
4. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O., Grashin S.A., Eliseev L.G., Melnikov A.V., and the T-10 team. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1.
5. Evensen H.T., Fonck R.J., Paul S.F., Rewoldt G., Scott S.D., Tang W.M., Zarnstorff M.C. — Nucl. Fusion, 1998, vol. 38, p. 237.

6. **Rhodes T.L., Leboeuf J.N., Sydora R.D., Groebner R.J., Doyle E.J., McKee G.R., Paebles W.A., Retting C.L., Zeng L., Wang G.** — *Phys. Plasmas*, 2003, vol. 9, p. 2141.
7. **Sabot R., Clairet F., Conway G.D., Cupido L., Garbet X., Falchetto G., Gerbaud T., Hacquin S., Hennequin P., Heuraux S., Honore C., Leclert G., Menses L., Sirinelli A., Vermare L., Truc A.** — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2006, vol. 48, p. B421.
8. **Hennequin P., Sabot R., Honore C., Hoang G.T., Garbet X., True A., Fenzi C., Quemeneur A.** — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2004, vol. 46, p. B121.
9. **Mazzucato E.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1996, vol. 77, p. 3145.
10. **McKee G.R., Petty C.C., Walz R.E., Fenzi C., Fonck R.J., Kency J.E., Luce T.C., Burrell K.H., Baker D.R., Doyle E.J., Garbet X., Moyer R.A., Retting C.L., Rhodes T.L., Ross D.W., Staebler G.V., Sydora R., Wade M.R.** — *Nucl. Fusion*, 2001, vol. 41, p. 1235.
11. **Petrov A.E., Sargsyan K.A., Skvortsova N.N., Kharchev N.K.** — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 2001, vol. 27, № 1, p. 58 (in Russian).
12. **McKee G.R., Fonck R.J., Gupta D.K., Schlossberg D.J., Shafer M.W., Boivin R.L., Solomon W.** — *Plasma Fusion Res.*, 2007, vol. 2, S1025.
13. **Betchelor G.** *The theory of homogeneous turbulence.* — M.: Inostr. lit-ra (For.lit.), 1955 (in Russian).
14. **Frik P.G.** *Turbulence: approaches and models.* — M.: Institute of computer modeling, 2003 (in Russian).
15. **Khvesyuk V.I.** — In col.: *Abstracts of 38 Intern. (Zvenigorod) plasma physics and CTF conf.* — M.: JSC «STC PLASMAIOFAN», 2011, p. 54 (in Russian).
16. **Landau L.D., Lifshits E.M.** *Hydrodynamics.* — M.: Nauka (Science), 2003 (in Russian).
17. **Peyn G.** *Physics of oscillations and waves.* — M.: Mir (World), 1979 (in Russian).
18. **Rudakov L.I., Sagdeev R.Z.** — *RAS USSR*, 1961, vol. 138, p. 581 (in Russian).
19. **Dong J.Q., Horton W., Kim J.Y.** — *Phys. Fluids*, 1992, vol. B4, p. 1867.
20. **Dong J.Q., Horton W.** — *Phys. Fluids*, 1993, vol. B5, p. 1581.
21. **Surko C.M., Slosner R.E.** — *Science*, 1983, vol. 221, p. 817.
22. **Bravanec R.V., Ross D.W., Schoch P.M., Brower D.L., Heard J.W., Hickok R.L., Terry P.W., Wootton A.J., Yang X.** — *Nucl. Fusion*, 1991, vol. 31, p. 687.
23. **Paul S.F., Bretz N., Durst R.D., Fonck R.J., Kim Y.J., Mazzucato E., Nazikian R.** — *Phys. Fluids*, 1992, vol. B4, p. 2922.
24. **White A.E., Schmitz L., McKee G.R., Holland C., Peebles W.A., Carter T.A., Shafer M.W., Austin M.E., Burrell K.H., Candy J., DeBoo J.C., Doyle E.J., Makowsky M.A., Prater R., Rhodes T.L., Staebler J.M., Tynan G.R., Waltz R.E., Wang G.** — *Phys. Plasmas*, 2008, vol. 15, p. 056116.

AUTHORS

Khvesyuk V.I. N.E.Bauman MSTU, 2-ya Baumanskaya str. 5, 105005 Moscow, Russia.

Received 20 June 2011
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 4, pp. 72—79.