

Устойчивость вращения проводящей среды в системе со скрещенными $\vec{E} \times \vec{B}$ -полями

Н. М. Горшунов, Е. П. Потанин

Исследована устойчивость замагниченной разреженной вращающейся в скрещенных $\vec{E} \times \vec{B}$ полях плазмы по отношению к осесимметричным возмущениям. Рассмотрена возможность экспериментального наблюдения открытой Велиховым осесимметричной магнитоэрозионной неустойчивости (МВН). Предполагается, что однородная плазма металлов с концентрацией $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$ образуется в источнике плазмы и распространяется вдоль линий магнитного поля в канале, образованном коаксиально расположенными металлическими стенками с радиусами R_1 и R_2 , между которыми поддерживается разность потенциалов U . Пройдя канал, плазма осаждается на торцевой диэлектрической стенке, что устраняет влияние последней на течение плазмы. Определены условия, при которых стационарное вращение плазмы переходит в область магнитоэрозионной неустойчивости. Приведено выражение для границы неустойчивости через контролируемые в ходе эксперимента величины магнитного поля B и разности потенциалов U . Проведена оценка максимально достижимого инкремента нарастания неустойчивости.

Ключевые слова: разделение изотопов, вращающаяся плазма, устойчивость плазмы, магнитоэрозионная неустойчивость.

In this work stability of the magnetized rarefied plasma rotating in the crossed $\vec{E} \times \vec{B}$ -fields in relation to axisymmetric disturbances is investigated. Possibility of experimental study of the axisymmetric magnetorotational instability discovered by Velikhov is considered. It is supposed that uniform plasma of metals with concentration of $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$ is formed in a plasma source and extends along magnetic field lines in the channel formed by coaxially located metal walls with radii R_1 and R_2 between which potential difference U is maintained. Deposition of the plasma at the end water-cooled dielectric wall eliminates influence of this wall on the plasma flow. Conditions under which stationary rotation of plasma passes to magnetorotation instability are defined. Instability limit is given in terms of values of magnetic field B and potential difference U , controlled during experiment. Maximum achievable increment of the instability increase is estimated.

Keywords: isotope separation, rotating plasma, stability of plasma, magnetorotational instability.

Введение

Интерес к вращающейся плазме связан с возможностью ее использования в различных областях науки и техники. Для получения изотопически чистых веществ, не имеющих газообразных соединений при комнатных температурах, нельзя использовать центробежные каскады из обычных механических центрифуг. В плазме в принципе можно разделять изотопы всех элементов периодической таблицы Менделеева [1]. В последнее время обсуждается возможность использования плазмы для получения делящихся материалов из отработавшего ядерного

топлива [2]. Устойчивость плазмы является необходимым условием для получения требуемой степени разделения, а следовательно и чистоты продукта.

Во вращающейся под действием скрещенных однородного осевого магнитного и радиального электрического полей плазме может возникать открытая Е.П.Велиховым магнитоэрозионная неустойчивость (МВН). После первых теоретических исследований МВН в идеально проводящей невязкой жидкости [3] и в идеально проводящей плазме [4], по этому вопросу появилось большое число публикаций, отраженных в обзорах [5–7]. Сообщалось о возможных астрономических приложениях МВН.

Так, например, на основе МВН объясняют аномальную вязкость аккреционных дисков, образующихся вокруг массивных звезд, ядер галактик и черных дыр [5, 8].

В предлагаемой работе рассмотрена возможность экспериментального исследования МВН по отношению к осесимметричным возмущениям в замагниченной плазме при ее вращении в однородном продольном магнитном поле. Когда можно пренебречь эффектами, связанными с вязкостью и конечностью проводимости, условие МВН определяется локальным критерием

$$(k_z V_A)^2 + \frac{Rd\Omega^2}{dR} < 0,$$

где k_z — продольное волновое число возмущений, распространяющихся вдоль магнитного поля, V_A — альфвеновская скорость, $\Omega(R)$ — профиль угловой скорости вращения среды.

При необходимости учета холловских токов этот критерий должен быть изменен добавлением соответствующего члена.

К настоящему времени расчетным путем достаточно подробно исследовано влияние эффектов вязкости, проводимости и холловских эффектов на МВН [5, 9, 10], а также возможности появления “неосесимметричных” МВН [10, 11].

Несмотря на интересные приложения и глубокую теоретическую разработку этой проблемы, получить и исследовать МВН в лабораторных условиях пока не удалось.

В большинстве экспериментальных установок, о которых сообщалось в печати в связи с исследованиями МВН, в качестве рабочей среды использовали жидкий металл, например [12, 13]. Вращение металлу передавалось от вращающихся стенок, либо при неподвижных стенках от электрического тока, протекающего в радиальном направлении при наличии осевого магнитного поля. В [6, 14] высказано предположение, что возможно более подходящей средой для экспериментального наблюдения МВН будет плазма. В [14] рассмотрена возможность демонстрации МВН в водородной плазме с концентрацией $n = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, вращающейся в коаксиальной полости в скрещенных электрическом и магнитном полях. При использовании такой достаточно плотной плазмы уменьшаются, но все-таки остаются проблемы, обусловленные влиянием торцевой стенки на устойчивость вращения, и маскировкой МВН эффектами, связанными с вязкостью и неоднородностью проводящей среды [13]. В [15] применительно к проектируемой для исследования МВН экспериментальной установке рассмотрена разреженная

($10^{17} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$), но не замагниченная по ионам плазма. Вращать плазму предполагается в скрещенных электрическом E и магнитном B полях, которые создаются только в пристеночных зонах тороидальной камеры с прямоугольным сечением, где магнитное поле меняется от 0,1 Тл у стенок до $(2 - 3) \cdot 10^{-4}$ Тл в рабочей зоне. От пристеночных зон вращение передается всей плазме.

В настоящей работе предлагается при экспериментальном исследовании МВН использовать поток замагниченной плазмы легколетучих металлов с концентрацией $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$, который распространяется вдоль силовых линий однородного магнитного поля. Подобные потоки плазмы применяли в экспериментах по разделению изотопов методом ионного циклотронного резонанса (ИЦР) [16].

Цель работы — оценка границ устойчивости вращения разреженной замагниченной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях и выбор параметров установки для экспериментального исследования МВН в лабораторных условиях.

Установка для экспериментального исследования МВН

Схема установки приведена на рис. 1. Предполагается, что поток однородной плазмы формируется на выходе из электроразрядного источника [16, 17] в зоне однородного магнитного поля.

Далее плазма распространяется вдоль магнитного поля внутри металлической трубы. Внутренний радиус трубы R_2 незначительно отличается от наружного радиуса плазменного шнура. Вдоль оси трубы расположен металлический стержень с радиусом $R_1 < R_2$. Между внешней и внутренней поверхностями плазменного шнура поддерживается разность потенциалов U . Плазма вращается в скрещенных E и B_0 полях. Магнитное поле B_0 однородно и направлено параллельно оси установки,

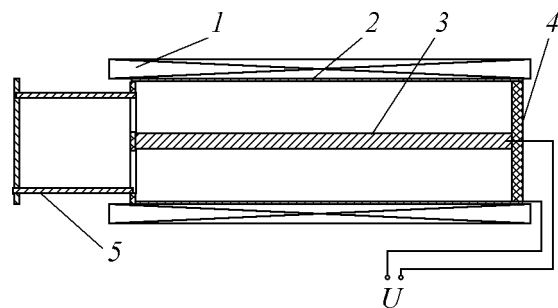


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — соленоид, 2 — наружный электрод, 3 — внутренний электрод, 4 — торцевая крышка из диэлектрика, 5 — источник плазмы.

а электрическое поле направлено по радиусу R к центру и меняется как

$$E = \frac{U}{R \ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

Пройдя вдоль оси установки, частицы плазмы осаждаются на охлаждаемой торцевой крышке из диэлектрика. Осаждение плазмы устраняет влияние торцевой крышки на устойчивость вращательного движения. Экспериментально вращение плазмы в скрещенных полях исследовали в [18, 19].

Стационарное вращение плазмы в скрещенных E и B полях

Для рассматриваемой нами плазмы ($n = 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и $B \sim 0,1$ Тл) длина свободного пробега ионов λ много больше их циклотронного радиуса r_{ci} , что предполагает использование дрейфовой модели. Однако обычно для движения плазмы поперек силовых линий магнитного поля даже при $\lambda \gg r_{ci}$, уравнения магнитной гидродинамики (МГД) оказываются формально справедливыми. В [4] указывалось, что часто и об устойчивости разреженной плазмы можно судить по результатам исследований, использующих МГД модели.

Далее для описания стационарного вращения разреженной и замагниченной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях использовали двухжидкостную МГД модель однородной и идеально проводящей плазмы. Из проекций на ось R уравнений движения ионов и электронов во вращающемся плазменном столбе, получаем при $L \gg R$ и $\beta \ll 1$:

$$\Omega_i^2 + \frac{\Omega_i B e}{M} - \frac{E e}{R M} = 0, \quad (1)$$

$$\Omega_e^2 - \frac{\Omega_e B e}{m} + \frac{E e}{R m} = 0, \quad (2)$$

где L — длина плазменного столба, β — отношение давления плазмы к магнитному давлению, M — масса иона, m — масса электрона, B — продольное магнитное поле в плазме, зависящее от радиальной

координаты R , $\Omega_i = \frac{V_i}{R}$, $\Omega_e = \frac{V_e}{R}$. Здесь V_i и V_e — средние окружные скорости ионов и электронов. В уравнениях (1), (2) силы, связанные с градиентом давления, считались малыми по сравнению с электромагнитными силами. В пренебрежении вязкими и омическими потерями для поддержания

стационарного вращения, вызванного взаимодействием начального тока поляризации с осевым магнитным полем, дополнительного вращательного момента к плазме прикладывать не требуется. Аналогичные уравнения использовались в [17]. В экспериментах по исследованию МВН однородность плотности вращающейся плазмы должна контролироваться, так как уменьшение плотности с ростом радиуса также может приводить к неустойчивости [4].

Дифференцируя по R уравнения (1), (2) и добавляя к ним уравнение Максвелла, связывающее изменения осевой компоненты магнитного поля с окружными токами $j_\phi = neR(\Omega_i - \Omega_e)$, получаем систему из трех связанных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_i}{dR} &= \frac{\frac{\Omega_i e}{M} \mu_0 neR(\Omega_i - \Omega_e) - \frac{2\omega_{Ei}^2}{R}}{2\Omega_i + \omega_{ci}}, \\ \frac{d\Omega_e}{dR} &= \frac{-\frac{\Omega_e e}{M} \mu_0 neR(\Omega_i - \Omega_e) + \frac{2\omega_{Ee}^2}{R}}{2\Omega_e - \omega_{ce}}, \\ -\frac{dB}{dR} &= \mu_0 neR(\Omega_i - \Omega_e), \end{aligned} \quad (3)$$

где μ_0 — магнитная постоянная,

$$\begin{aligned} \omega_{ci} &= \frac{Be}{M}, \quad \omega_{ce} = \frac{Be}{m}, \quad \omega_{Ei}^2 = \frac{Ue}{R^2 M \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}, \\ \omega_{Ee}^2 &= \frac{Ue}{R^2 m \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из решения алгебраических уравнений (1), (2) при $B = B_0$ на радиусе $R = R_2$ получаются граничные условия для системы (3):

$$\begin{aligned} \Omega_i^0 &= -\frac{\omega_{ci}^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ci}^0}{2}\right)^2 + \omega_{Ei}^2}, \\ \Omega_e^0 &= \frac{\omega_{ce}^0}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce}^0}{2}\right)^2 - \omega_{Ee}^2}, \\ B &= B_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Радиальные зависимости Ω_i , Ω_e и B находятся численным интегрированием системы уравнений (3) с граничными условиями (5) при значениях пара-

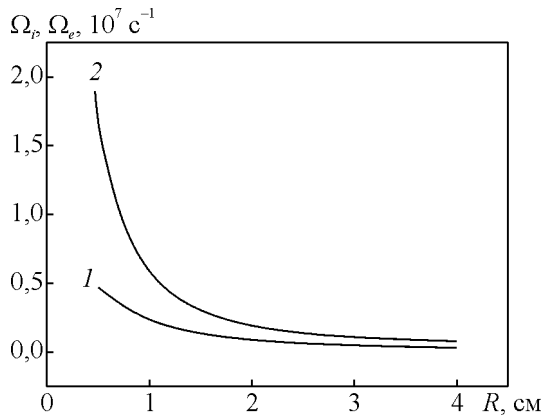


Рис. 2. Радиальные зависимости угловых скоростей: 1 — ионов, 2 — электронов, при плотности плазмы $10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

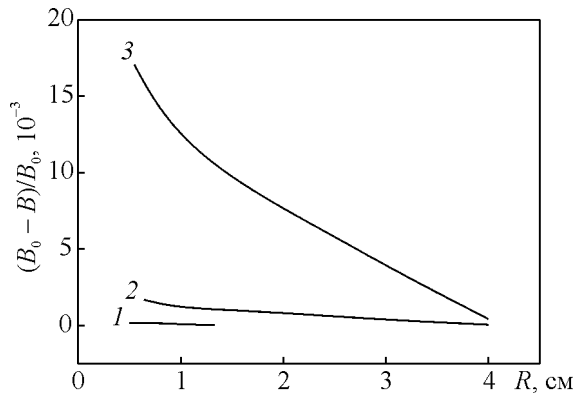


Рис. 3. Зависимость осевого магнитного поля от радиуса плазменного шнура при концентрациях плазмы, м^{-3} : 1 — 10^{17} , 2 — 10^{18} , 3 — 10^{19} .

иона лития, W_i — энергия иона. Результаты расчета приведены на рис. 2 и 3. Величины Ω_i и Ω_e (рис. 2) практически не зависят от изменения концентрации плазмы на интервале $10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Из рис. 3 видно, что магнитное поле внутри плазмы при концентрациях $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$ меняется меньше чем на 0,2% и только при $n = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ максимальное изменение B приближаются к 2%. Следовательно, при выбранных малых концентрациях плазмы изменением магнитного поля по радиусу при стационарном вращении плазмы можно пренебречь. Тогда уравнения для ионов и электронов становятся независимыми от третьего уравнения системы (3) и зависимости Ω_i и Ω_e от R могут быть получены, как решения квадратных уравнений (1) и (2) при $B = B_0$ на всем интервале $[R_1 - R_2]$:

$$\begin{aligned} \Omega_i &= -\frac{\omega_{ci}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ci}}{2}\right)^2 + \omega_{Ei}^2}, \\ \Omega_e &= \frac{\omega_{ce}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce}}{2}\right)^2 - \omega_{Ee}^2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Знак плюс после первого слагаемого в уравнении для ионов выбран из условия положительности Ω_i , что соответствует рассматриваемому случаю $\vec{\Omega}_i \uparrow \uparrow \vec{B}$. При $\omega_{Ee} < \frac{\omega_{ce}}{2}$ из (6) следует, что имеются две области с различными законами изменения угловой скорости ионов с радиусом:

$$\begin{aligned} \text{при } \frac{\omega_{ci}}{2} < \omega_{Ei} < \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \omega_{ci} \\ \Omega_i &\approx \omega_{Ei} - \frac{\omega_{ci}}{2}, \text{ то есть } \Omega_i \sim \frac{a}{R} - b, \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \text{при } \omega_{Ei} < \frac{\omega_{ci}}{2} \\ \Omega_i &\approx \frac{\omega_{Ei}^2}{\omega_{ci}}, \text{ то есть } \Omega_i \sim \frac{1}{R^2}. \end{aligned} \tag{8}$$

Условие $\omega_{Ei} = \frac{\omega_{ci}}{2}$ соответствует границе между этими областями.

Кроме МВН при вращении плазмы могут возникать и другие неустойчивости, характерные для разреженной плазмы. Так плазма может быть неустойчивой при наличии относительного движения ионов и электронов, когда разность $(V_e - V_i)$ становится больше некоторого критического значения, порядка фазовой скорости возмущающей волны. Для реаль-

Таблица

Параметры плазмы	
Длина плазменного шнура в однородном магнитном поле, L , м	1
Внутренний радиус плазменного шнура, R_1 , см	0,5
Внешний радиус плазменного шнура, R_2 , см	4
Масса иона, M , ат. ед.	7
Концентрация плазмы, n , м^{-3}	$10^{17} - 10^{18}$
Средняя энергия ионов, W_i , эВ	~ 1
Индукция внешнего магнитного поля, B_0 , Тл	$\sim 0,1$
Разность потенциалов между внешней и внутренней поверхностями плазмы, U , В	200

метров плазмы, приведенных в таблице. Расчеты выполнены применительно к литиевой плазме.

Величины n , W_i , B_0 близки к тем, что использовались в плазменных установках для разделения изотопов методом ИЦР [16]. Границы плазменного шнура выбирались из условия $R_2 - R_1 \gg r_c$, где

$$r_c = \frac{\sqrt{2W_i M}}{eB} \text{ — характерный циклотронный радиус}$$

ной раскачки этих колебаний требуется выполнение условия $ZT_e \gg T_i$, где T_e и T_i — температуры электронов и ионов, а Z — зарядность [4]. Следовательно, при выборе режима работы источника плазмы надо добиваться, чтобы T_e не сильно превосходило T_i .

МВН при вращении разреженной замагниченной плазмы в скрещенных E и B полях

Учет влияние токов Холла на развитие МВН проведен в [10, 15]. В этих работах, как обычно при исследовании неустойчивостей, считалось, что параметры плазмы получают малые возмущения, меняющиеся по закону $\exp(i(\omega t + k_z z))$, где z — продольная координата, ω — частота возмущений. Соответствующие им малые изменения параметров среды подставляли в МГД уравнения двухжидкостной модели вращающейся плазмы с учетом холловских членов. После соответствующих преобразований получали дисперсионное уравнение. Уравнение границы МВН может быть получено из локального дисперсионного уравнения [15] приравниванием к нулю C_0 — суммы членов этого уравнения, которые не зависят в явном виде от частоты возмущений ω . Опуская в выражении для C_0 члены, отвечающие за вязкость и конечную проводимость плазмы, получаем:

$$C_0 = \left[(k_z V_A)^2 + 2\Omega_i^2 C_H + \frac{Rd\Omega_i^2}{dR} \right] \times \left[(k_z V_A)^2 + 2\Omega_i^2 C_H + \frac{\left(\frac{Rd\Omega^2}{dR}\right) C_H}{2} \right], \quad (9)$$

где $C_H = k_z^2 \left(\frac{c}{\omega_{pi}} \right)^2 \left(\frac{\omega_{ci}}{\Omega_i} \right)$ — безразмерный холловский параметр, $\omega_{pi} = e \left(\frac{n}{\epsilon_0 M} \right)^{1/2}$ — плазменная частота ионов, $V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ — альфвеновская скорость.

Параметр C_H положителен, когда вектор Ω_i параллелен \mathbf{B} , что соответствует (6).

Второй множитель в выражении (9) всегда положителен при $C_H > 0$ и уравнение границы МВН определяется первым множителем:

$$(k_z V_A)^2 + 2\Omega_i^2 C_H + \frac{Rd\Omega_i^2}{dR} = 0. \quad (10)$$

Отметим, что соотношение (10) при $k_z V_A \rightarrow 0$ переходит в уравнение работы [10] для высокочастотной МВН в чисто холловском режиме.

Преобразуя (10) с учетом приведенных выше выражений для C_H и $\frac{Rd\Omega_i^2}{dR}$, получаем квадратное уравнение:

$$\Omega_i^2 - \frac{\Omega_i \omega_A^2}{\omega_{ci}} - \frac{\omega_A^2}{2} = 0,$$

где $\omega_A = k_z V_A$. Решение этого квадратного уравнения определяет значения угловых скоростей вращения плазмы на границе МВН:

$$\Omega_i = \frac{\omega_A^2}{2\omega_{ci}} + \frac{\omega_A}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_A}{\omega_{ci}} \right)^2 + 2}. \quad (11)$$

Решение со знаком минус перед вторым слагаемым отброшено, как не соответствующее принятому условию $\vec{\Omega}_i \uparrow \vec{B}$. При $\omega_A > \omega_{ci}$, что соответствует рассматриваемой области малых концентраций плазмы, из (11) следует, что

$$\Omega_i = \frac{\omega_A^2}{\omega_{ci}}. \quad (12)$$

С другой стороны согласно (7) при $\omega_{Ei} > \frac{\omega_{ci}}{2}$ ($\Omega_i \approx \omega_{Ei}$) и из (12) получаем

$$\omega_{Ei} = \frac{\omega_A^2}{\omega_{ci}}. \quad (13)$$

Переходя в (13) от частот к контролируемым в эксперименте параметрам плазмы по (4), можно получить зависимость электрического напряжения U от индукции магнитного поля B на границе МВН:

$$U^* = \frac{\left(\frac{B}{n} \right)^2 \pi^4 R^2 M \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right)}{\mu_0^2 L^4 e^3}. \quad (14)$$

При $U > U^*$ начнется развитие МВН. Как видно из (14) с ростом напряжения развитие неустойчивости начинается с минимального радиуса, то есть при $R = R_1$. Численные оценки показывают, что для значений параметров установки, приведенных в таблице, зона МВН приближенно задается условием

$$U > 10^{40} \left(\frac{B}{n} \right)^2.$$

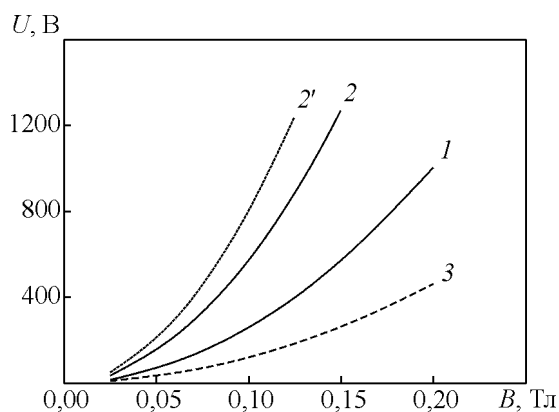


Рис. 4. Характеристики “осесимметричной” МВН в замагниченной литиевой плазме. Границы МВН (сплошные линии) при двух концентрациях плазмы, $n, \text{м}^{-3}$: 1 – $6 \cdot 10^{17}$, 2 – $4 \cdot 10^{17}$, 2a – линия максимального инкремента при $n = 4 \cdot 10^{17} \text{м}^{-3}$, 3 (пунктирная линия) – граница между областями вращения $\Omega_i \sim (a/R - b)$ и $\Omega_i \sim 1/R^2$.

Соответствующие зависимости для границ МВН приведены на рис. 4 сплошными линиями.

Линия 3 соответствует условию $\omega_{Ei} = \frac{\omega_{ci}}{2}$. Ниже

линии 3, то есть при $\omega_{Ei} < \frac{\omega_{ci}}{2}$ (там где $\Omega_i \sim \frac{1}{R^2}$) режимы “осесимметричной” МВН отсутствуют для параметров плазмы, представленных в таблице. Однако в этой области, где Ω_i пропорциональна $1/R^2$, как это было показано в [11], неосесимметричные возмущения (с $m \neq 0$) могут иметь более низкий порог по скорости по сравнению с “осесимметричной” МВН. Поэтому при экспериментальном поиске МВН эта область тоже должна быть исследована.

Зона устойчивого вращения литиевой плазмы расположена ниже кривой 1 при концентрации плазмы $n = 6 \cdot 10^{17} \text{м}^{-3}$ и ниже кривой 2 при $n = 4 \cdot 10^{17} \text{м}^{-3}$. С удалением от границ МВН в сторону роста U и уменьшения B , увеличиваются частота возмущающих колебаний ω и инкремент роста $\gamma = i\omega$. Согласно [15] максимальное значение отношения $\gamma/\Omega_i = 0,75$ достигается при уменьшении ω_A или увеличении Ω_i , приблизительно в два раза от их величин при $\omega = 0$, что соответствует уменьшению B в два раза или увеличению U в 1,4 раза от их величин на границе МВН. Кривая 2a на рис.4 соответствует значениям B и U , при которых величина инкремента достигает максимального значения при $n = 4 \cdot 10^{17} \text{м}^{-3}$. С учетом того, что на интервалах значений U и B , приведенных на рис.4, $\Omega_i = \omega_{Ei}$, величина γ_{max} растет с U вдоль кривой 2a

$$\gamma_{\text{max}} = 0,75 \sqrt{\frac{Ue}{R^2 M \ln \frac{R_2}{R_1}}}$$

Отсюда при $U = 1000 \text{В}$ на кривой 2a инкремент $\gamma_{\text{max}} \sim 10^7 \text{с}^{-1}$. При средней энергии ионов лития порядка 1 эВ их средняя скорость вдоль силовых линий магнитного поля $v_{\parallel} = 3 \cdot 10^3 \text{м/с}$ и время пролета $L/v_{\parallel} = 3 \cdot 10^{-4} \text{с}$. Тогда произведение $\gamma_{\text{max}} L/v_{\parallel} = 4 \cdot 10^3$. Следовательно, для представленных на рис. 4 параметрах плазмы МВН успеет развиться за время пролета вращающейся плазмой зоны однородного магнитного поля.

Заключение

Для однородной, разреженной и замагниченной плазмы, вращающейся в скрещенных электрическом и магнитном полях проведены оценки границ области осесимметричной МВН для случая, когда направление однородного магнитного поля и направление вращения параллельны. Получены соотношения между регулируемые в эксперименте параметрами на границе МВН для литиевой плазмы при учете холловских токов. Оценки показывают, что экспериментальные исследования магнитовращательной неустойчивости можно проводить в лабораторных условиях при вращении разреженной замагниченной плазмы в скрещенных полях на относительно простой экспериментальной установке.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований. Грант РФФИ 12-02-12020-офи-м.

Литература

1. Потанин Е.П., Карчевский А.И., Устинов А.Л., К вопросу об умножении первичного эффекта в плазменной центрифуге со скрещенными $\vec{E} \times \vec{B}$ полями. ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 3, с. 472 – 478.
2. Тимофеев А.В. О переработке отработанного ядерного топлива плазменным методом. Физика плазмы, 2007, т. 33, № 11, с. 921 – 927.
3. Велихов Е.П. Устойчивость течения идеально проводящей жидкости между вращающимися цилиндрами в магнитном поле. ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1398 – 1404.
4. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. Устойчивость плазмы. УФН, 1961, т. 73, вып. 4, с. 593 – 766.
5. Balbus S.A., Hawley J.F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. Rev. of Mod. Phys., 1998, v. 70, no. 1, p. 1 – 53.
6. Шалыбков Д.А., – Гидродинамическая и гидромагнитная устойчивость течения Куэтта. УФН, 2009, т. 179, № 9, с. 971 – 993.

7. Велихов Е.П., Ильгисонис В.И., Иванов А.А. и др. Магнитовращательная неустойчивость в космосе и в лабораторном эксперименте. Аннотации трудов 34 Межд.конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2007, с. 19.
8. Balbus S.A., Hawley J.F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. *Astrophys*, 1991, v. 376, p. 222 – 233.
9. Михайловский А.Б., Ломинадзе Дж.Г., Чуриков А.П. и др. Осесимметричная магниторотационная неустойчивость в идеальной и вязкой лабораторной плазме. *Физика плазмы*, 2008, т. 34, вып. 10, с. 908 – 917.
10. Михайловский А.Б., Ломинадзе Дж.Г., Чуриков А.П., Пустовитов В.Д. Прогресс в теории неустойчивостей вращающейся плазмы. *Физика плазмы*, 2009, т. 35, с. 307 – 350.
11. Khalzov I.V., Smolyakov A.I., Ilgisonis V.I. Energy of eigenmodes in magnetohydrodynamic flows of ideal fluids. *Physics of Plasmas*, 2008, v. 15, p. 054501(1 – 4).
12. Goodman J., Ji H. Magnetorotational instability of dissipative Couette flow. *Fluid Mech.*, 2002, v. 462, p. 363 – 382.
13. Федотовский В.С., Логинов Н.И., Михеев А.С. и др. Экспериментальная установка для исследования магнитовращательной неустойчивости. Пути ученого Е.П.Велихова. Под ред. В.П. Смирнова. М.: РНЦ “Курчатовский институт”, 2007, с. 167 – 175.
14. Noguchi K., Pariev.V. Magnetorotational instability in a couette flow of plasma. ar Xiv:astro-ph/0309340. 2011, v. 1, Sep. 2003, p. 1 – 6.
15. Ebrahimi F., Lefebvre B., Forest C., Bhattacharjee A. Global Hall-MGD simulations of magnetorotational instability in a plasma Couette flow experiment. *Physics of Plasmas*, 2011, v. 18, p. 062904 (1 – 5).
16. Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А. Разделение изотопов в плазме на основе ионного циклотронного резонанса. *УФН*, 2009, т. 179, с. 369 – 382.
17. Горшунов Н.М., Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А. и др. ЭЦР-источник кальциевой плазмы. *ПТЭ*, 2011, № 1, с. 105 – 111.
18. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: ГИФМЛ, 1963, 496 с.
19. Волосов В.И., Деменев В.В., Стешов А.Г., Чуркин И.Н. Структура электрических полей в ловушке с вращающейся плазмой. *Прикладная физика*, 2000, № 4, с. 22 – 27.

Статья поступила в редакцию 2.04.2013 г.

Горшунов Николай Михайлович — 1-НИИЦ Курчатовский институт, Центр фундаментальных исследований, 2-НИЯУ МИФИ (г. Москва), кандидат технических наук, старший научный сотрудник. Специалист в области разделения изотопов и физики плазмы. E-mail: gorshunov@imp.kiae.ru.

Потанин Евгений Петрович — 1- НИИЦ Курчатовский институт, Центр фундаментальных исследований, 2-НИЯУ МИФИ (г. Москва), доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник. Специалист в области гидродинамики, физики плазмы и разделения изотопов. E-mail: rotanin@imp.kiae.ru.