

ГЕЛИКОННЫЙ РАЗРЯД, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ПЛОСКОЙ АНТЕННОЙ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.М. Слободян, В.Ф. Вирко, Г.С. Кириченко, К.П. Шамрай
Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Показано, что наложение магнитного поля на индукционный разряд, возбуждаемый плоской ВЧ-антенной, приводит к значительному росту плотности плазмы и распространению зоны ее активной генерации на весь объем разрядной камеры. Установлено наличие срывов разряда при достижении порога с ростом магнитного поля. В интервале полей ниже порога наблюдается несколько режимов разряда, смена которых сопровождается скачками плотности. Установлено существенное влияние конфигурации магнитного поля на эффективность источника. Расчеты электромагнитных полей и поглощения ВЧ-мощности в плазме источника показывают, что с ростом магнитного поля увеличиваются глубина и эффективность поглощения, а скачки плотности возможны из-за перестройки модовой структуры возбуждаемых геликонных волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение в качестве инструмента для различных плазменных технологий получили источники плотной низкотемпературной плазмы на основе высокочастотного индукционного разряда типа ТСП (Transformer Coupled Plasma) [1,2]. В таких разрядах генерация плазмы в мегагерцевом диапазоне частот осуществляется при пониженном давлении рабочего газа ($p > 2 \dots 3$ мТорр) с помощью плоской антенны, накладываемой снаружи на диэлектрическое окно, ограничивающее с торца рабочий объем разрядной камеры из проводящего материала.

К достоинствам таких источников относятся простота конструкции и эксплуатации, возможность получения плазмы высокой плотности ($n \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) с большим сечением ($\varnothing \lesssim 30$ см) и высокой степенью однородности, что обеспечивает достаточно высокую скорость и качество обработки изделий с большой поверхностью. Недостатком данных систем является то, что область вклада ВЧ-мощности ограничивается скин-слоем порядка сантиметра вблизи антенны. Это делает проблематичной возможность дальнейшего повышения плотности плазмы и накладывает весьма стеснительные ограничения на конструкцию рабочих устройств. Затруднено также возбуждение разряда и поддержание устойчивой работы источника при пониженных давлениях газа.

Эти трудности могут быть преодолены путем помещения разрядной камеры во внешнее магнитное поле умеренной напряженности [3,4]. При этом существенно изменяется физическая природа индукционного разряда вследствие возбуждения в плазме волн и развития разряда геликонного типа. Такая модифицированная разрядная система может соединить преимущества ТСП и традиционного геликонного разряда и стать удобным инструментом для различных приложений.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуются явления, возникающие при наложении внешнего продольного магнитного поля на индукционный источник плазмы, возбуждаемый плоской одновитковой антенной.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Источник представляет собой цилиндрическую вакуумную камеру из нержавеющей стали диаметром 20 см, верхний торец которой перекрыт окном из кварцевого стекла толщиной 22 мм (см. рис.1). На расстоянии 30 см от окна камера ограничена технологическим столиком из нержавеющей стали, электрически изолированным от заземленной камеры. Через зазоры между столиком и боковой стенкой камеры осуществляется откачка и производится напуск рабочего газа (в данных экспериментах использовался аргон). С наружной стороны окна установлена возбуждающая антенна, которая представляет собой один плоский виток диаметром 17,5 см, согнутый из медной трубки сечением 5 мм^2 и охлаждаемый проточной водой. Магнитное поле создается верхней и нижней секциями соленоида, которые обеспечивают в максимуме распределения (средняя плоскость камеры) поле до 300 Гс. Питание секций осуществляется от двух независимых источников, что позволяет варьировать величину и профиль магнитного поля. Ввиду неоднородности магнитного поля в дальнейшем соответствующие результаты представлены как зависимости от тока в обмотках той или иной секции.

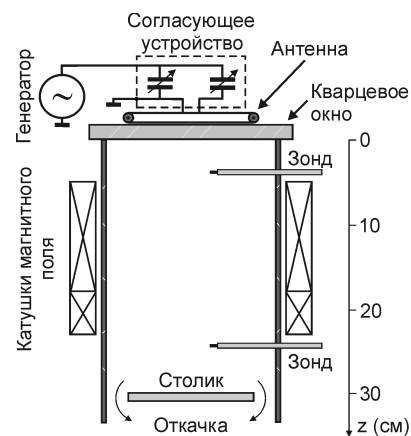


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Источник питается от промышленного генератора с частотой 13,56 МГц и регулируемой мощностью до 2,5 кВт. Антенна подключена к генератору через стандартное согласующее устройство (см. рис.1). Корпуса разрядной камеры, согласующего устройства и один из выводов антенны находятся под потенциала-лом земли, а торцевой электрод – под плавающим потенциалом.

Измерения электронной температуры, концентрации электронов n и плавающего потенциала проводились двумя идентичными радиально подвижными электрическими зондами (рис.1). Они располагались на 45 мм ниже кварцевого окна и на 60 мм выше торцевого электрода. Обычно использовались плоские односторонние зонды с площадью собирающей поверхности порядка 6 мм^2 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения характеристик разряда без магнитного поля в диапазоне давлений 1...10 мТорр и ВЧ-мощности 0,3...1,5 кВт показали, что концентрация плазмы растет до значений порядка 10^{11} см^{-3} практически линейно с увеличением давления аргона и уровня ВЧ-мощности, что вообще характерно для индукционных разрядов. Температура электронов изменяется лишь с давлением, примерно в обратно пропорциональной зависимости, и на оси системы составляет 2...3,5 эВ. Такие значения и характер изменения температуры имеют место и в разряде в магнитное поле.

Наложение магнитного поля облегчает поджиг разряда и заметно интенсифицирует его: увеличивается ионный ток на зонд и возрастает видимая яркость плазмы. Плазма той же плотности генерируется при меньших уровнях ВЧ-мощности и почти на порядок уменьшается нижний предел давления, требуемого для уверенного поддержания разряда (от 3 до 0,7 мТорр). Ионный ток насыщения на удаленный от антенны нижний зонд в ряде случаев превышает ток на верхний зонд, находящийся в непосредственной близости от антенны, что говорит об активной генерации плазмы во всем объеме разрядной камеры. Темп возрастания плотности плазмы с увеличением подводимой ВЧ-мощности и давления газа оказывается выше, чем в отсутствие магнитного поля.

Измерения зависимости величины ионного тока насыщения на верхний зонд от тока в обмотке верхнего соленоида (рис.2) свидетельствуют о сильной зависимости поведения разряда и параметров плазмы от величины магнитного поля. В случае, когда разряд инициирован при нулевом магнитном поле, даже небольшое увеличение магнитного поля приводит к резкому росту ионного тока. При дальнейшем росте тока соленоида разряд продолжает интенсивно гореть, однако, в нем происходят скачки плотности плазмы. При достижении некоторого критического значения магнитного поля происходит срыв разряда. Это критическое значение, как и плотность плазмы накануне срыва, растет с увеличением ВЧ-мощности и давления аргона. Соответствующие зависимости показаны на рис.3.

В диапазоне магнитных полей до срыва наиболее резкий скачок с уменьшением плотности в 2–3 раза

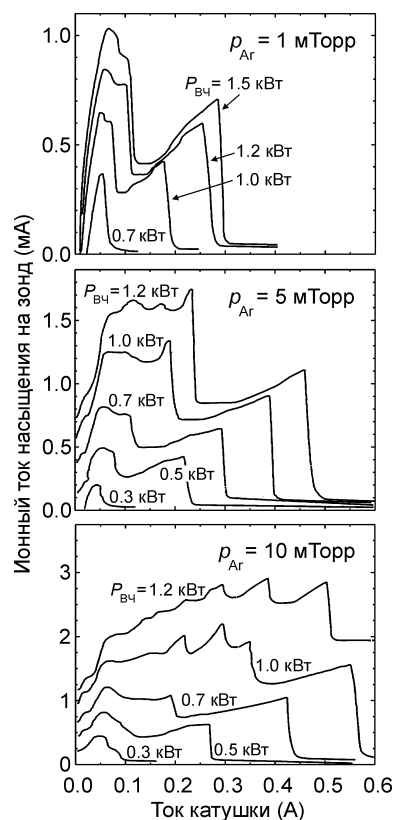


Рис. 2. Зависимости ионного тока насыщения на верхний зонд от тока в обмотке верхнего соленоида при разных вкладах ВЧ-мощности и давлениях аргона

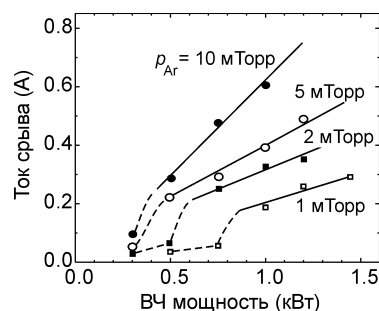


Рис. 3. Зависимости критического тока в верхнем соленоиде, при котором происходит срыв разряда, от уровня ВЧ-мощности при разных давлениях аргона

происходит при магнитном поле примерно вдвое меньше критического (см. рис.2). Он делит зону существования разряда на области слабых и сильных магнитных полей. При слабых полях происходят скачки плотности более мелкого масштаба, которые четче выражены и наблюдаются в большем количестве при более высоких уровнях ВЧ-мощности и давлениях. Как и при срыве разряда, плотность плазмы достигает локального максимума при значении магнитного поля, предшествующем скачку. Целесообразно говорить о существовании целого ряда критических значений магнитного поля и плотностей.

При изменении магнитного поля существенно меняются как интенсивность, так и пространственная структура свечения разряда, что можно наблюдать через кварцевое окно визуально, либо с помо-

щью фотосопротивления. Измеренная зависимость интегрального по сечению светового потока из плазмы от тока в соленоиде воспроизводит соответствующую зависимость ионного тока насыщения.

Данные измерений значений ионного тока насыщения на верхний зонд накануне скачков плотности в разряде и соответствующие критические значения тока в обмотке верхнего соленоида собраны на рис. 4, безотносительно к конкретным экспериментальным условиям. Совокупность данных $q=1$ соответствует полному срыву разряда, $q=2$ – резкому скачку плотности при примерно половинном поле, а остальные данные – более мелким скачком при меньших магнитных полях. Следует отметить, что наборы данных $q=1$ и 2 хорошо определены, поскольку срыв разряда и резкий скачок четко наблюдаются в любых условиях, а в наборах $q=3$ и 4 содержится значительная неопределенность из-за сложности идентификации мелких скачков. Для всех наборов данных очевидны линейные аппроксимации, которые были получены методом наименьших квадратов и представлены на рис.4. Угловые коэффициенты этих прямых соотносятся как

$$\alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 : \alpha_4 \approx 1 : 1,9 : 2,3 : 2,7. \quad (1)$$

Характеристики традиционного геликонного разряда существенно зависят от профиля магнитного поля вдоль оси системы. В частности, переход от однородного магнитного поля к неоднородному может приводить к увеличению в несколько раз плотности плазмы при той же вводимой мощности [5,6]. Хотя магнитная система нашей установки обеспечивала создание только неоднородного магнитного поля, его профиль можно было в определенных пределах варьировать подключением нижнего соленоида. Оказалось, что незначительное смещение максимума продольного поля в направлении от антенны и уменьшение приблизительно вдвое продольного градиента поля в нижней части камеры переводит разряд в качественно иное состояние. Этот переход сопровождается наблюдаемыми визуально общим увеличением светового потока из плазмы, заметным контрагированием разрядного столба и появлением яркосветящегося голубого ядра на оси системы.

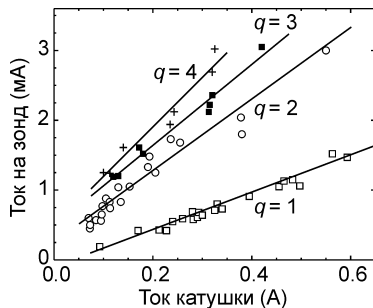


Рис. 4. Совокупность данных измерений ионного тока насыщения и тока соленоида накануне скачков плотности в различных режимах

Измерения радиальных распределений ионного тока насыщения на верхний и нижний зонды также свидетельствуют об общем росте плотности плазмы, в

1,5...2 раза, и о контрагировании разряда (см. рис. 5). Существенные изменения по сравнению с обычным режимом претерпевает радиальный профиль плавающего потенциала в нижней части разряда, где на оси возникает его глубокое провисание 10...15 В при пристеночном значении вблизи 0 В. В то же время для режима, предшествующего включению нижней обмотки, характерен почти однородный профиль на уровне порядка 5 В.

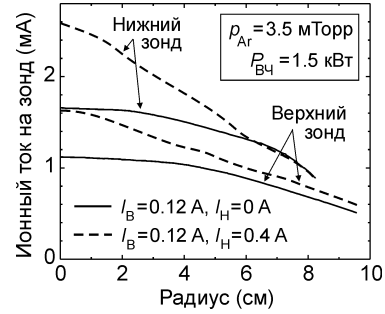


Рис. 5. Радиальные профили ионного тока насыщения, измеренные верхним и нижним зондами при включенном и отключенном нижнем соленоиде

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Возбуждение и поглощение электромагнитных полей в плазме источника рассчитывались путем решения уравнений Максвелла в близкой к экспериментальной геометрии. Плазма считалась однородной и описывалась тензором диэлектрической проницаемости в гидродинамическом приближении с учетом столкновений. Для решения уравнений применялся метод разделения переменных с представлением электрических и магнитных полей в виде:

$$E_\alpha = \sum F_{\alpha i}(z) J_m(k_{\perp i} r) e^{-i\omega t},$$

$$B_\alpha = \sum G_{\alpha i}(z) J_m(k_{\perp i} r) e^{-i\omega t},$$

где J_m ($m=0$ или 1) – функции Бесселя. Полученные решения для амплитуд полей F и G шивались на внутренней и наружной поверхностях кварцевого окна с учетом разрыва радиальной компоненты магнитного поля, возникающего за счет протекания тока антенны снаружи окна.

В таком подходе плазменные поля являются суперпозицией волн с дисперсией

$$k_z^\pm = (\omega/c)[\epsilon_1 \pm (1/2)(a^2 - 4b)^{1/2} - a/2]^{1/2},$$

где

$$a = (\epsilon_1 + \epsilon_3)N_\perp^2 / \epsilon_3, \quad b = [\epsilon_1 N_\perp^4 + \epsilon_2^2 (N_\perp^2 - \epsilon_3)] / \epsilon_3,$$

N_\perp – поперечный показатель преломления и ϵ_α – компоненты диэлектрического тензора. Решение k_z^\pm описывает объемную волну, которая в длинноволновом пределе (при $k_\perp < \delta = c/\omega_{pe}$) является геликоном, а в коротковолновом (при $k_\perp > \delta$) – квазиэлектростатической волной Трайвелписа–Гулда. Реше-

ние k_z^- соответствует нераспространяющейся поверхностной волне, возбуждающейся на границе плазмы с кварцевым окном. Для типичных экспериментальных условий дисперсионные кривые волн показаны на рис. 6. Что касается решений внутри и снаружи кварцевого окна, то они представляют собой суперпозицию нераспространяющихся ТЕ и ТМ волн.

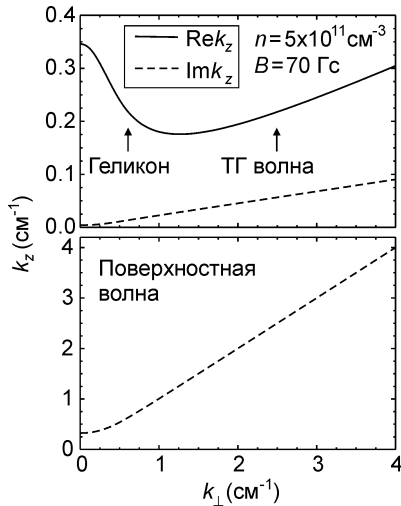


Рис. 6. Дисперсионные кривые для волн на частоте 13.56 МГц при давлении аргона 5 мТорр

Возбуждение и поглощение волн в плазме может быть описано на языке эффективного импеданса, вносимого плазменной нагрузкой в цепь антенны (см., напр., [7]). При этом полная ВЧ-мощность, поглощаемая в плазме, записывается в виде закона Джоуля–Ленца:

$$P_{\text{abs}} = (1/2) R_p I_A^2,$$

где R_p – сопротивление плазмы, а I_A – амплитуда тока антенны. Результаты вычисления R_p для различных магнитных полей показаны на рис. 7. Как видно, в отсутствие магнитного поля сопротивление плазмы довольно мало. Оно возрастает с ростом плотности и быстро ограничивается на уровне ниже 1 Ома. С наложением даже очень слабого магнитного поля, в пределах 10 Гс, сопротивление резко возрастает. При полях порядка 20 Гс на зависимости сопротивления от плотности появляются пики, которые при дальнейшем увеличении поля растут по амплитуде и разрежаются. Поскольку амплитуды этих пиков возрастают при уменьшении давления (частоты столкновений), своим происхождением они, очевидно, обязаны резонансным свойствам системы.

Действительно, расчеты показывают, что положения пиков соответствуют собственным модам двумерного плазменного резонатора, каковым фактически является рассматриваемая система. Эти моды описываются различными продольными ($p = 0, 1, 2, \dots$) и радиальными ($s = 1, 2, \dots$) собственными числами. Дисперсионные зависимости для первой и второй радиальных мод, вычисленные для разных p

в отсутствие диссипации и показанные на рис. 8, с хорошей точностью являются прямыми. Для первой радиальной моды тангенсы углов их наклона α_p находятся в следующем соотношении:

$$\beta_0 : \beta_1 : \beta_2 : \beta_3 : \beta_4 \approx 0,3 : 1 : 1,8 : 2,9 : 4,2. \quad (2)$$

Для второй радиальной моды зависимости, как видно из рис. 8, несколько круче.

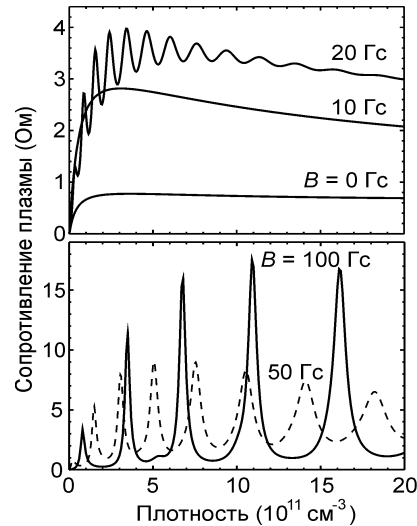


Рис. 7. Зависимость сопротивления плазменной нагрузки от плотности плазмы при различных магнитных полях

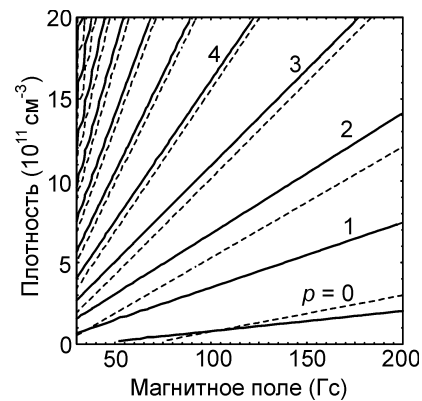


Рис. 8. Дисперсия первой (сплошные кривые) и второй (штриховые кривые) радиальных мод при различных продольных собственных числах

Анализ вклада различных мод показывает, что при плотностях, соответствующих пикам сопротивления, поглощение является практически одномодовым и обязано возбуждению нижней радиальной моды. В промежутках между пиками, где поглощение происходит на низком уровне, с малой эффективностью возбуждаются также и более высокие радиальные моды.

Продольные профили амплитуды z -компоненты ВЧ-магнитного поля на оси системы показаны на рис. 9 для значений плотности, соответствующих пикам сопротивления. Они также подтверждают одномодовый характер возбуждения и свидетельствуют об эффективном проникновении полей в объем

плазмы для всех мод выше нижней ($p = 0$). Пик поля вблизи кварцевого окна ($z = 0$) обязан возбуждению поверхностных волн, а объемные (геликонные) волны имеют длины

$$\lambda_p \approx 4L / (2p + 1),$$

где L – длина плазмы. На рис. 9 показан также профиль ВЧ-магнитного поля в отсутствие внешнего магнитного поля. В этом случае проникновение поля ограничивается скин-слоем, размер которого уменьшается с ростом плотности плазмы. При плотностях, соответствующих слабому поглощению (между пиками поглощения), поля слабо проникают в плазму.

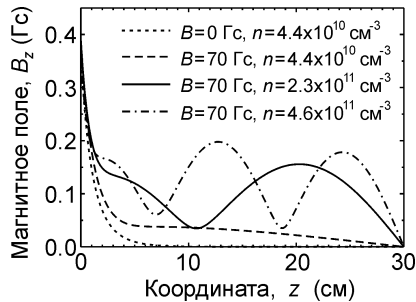


Рис. 9. Профили амплитуды магнитного поля на оси системы в максимумах поглощения

Профили поглощения ВЧ-мощности в плазме, соответствующие пикам сопротивления, показаны на рис. 10. Видно, что для более низкой, первой продольной моды существенная часть мощности поглощается вблизи оси системы благодаря работе поля E_z , в то время как для более высокой, третьей моды поглощение распределено более однородно.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты говорят о том, что наложение магнитного поля на индукционный разряд, возбуждаемый плоской ВЧ-антенной с торца камеры, переводит его в разновидность геликонного разряда. Существенными чертами такого разряда являются распространение зоны активной генерации плазмы на весь объем разрядной камеры и сильная зависимость режима разряда и параметров плазмы от величины и конфигурации магнитного поля. Хотя измерения волновых структур пока не были проведены, имеются несколько следующих косвенных экспериментальных доказательств геликонной природы разряда.

1. Множественные скачки плотности при увеличении магнитного поля свидетельствуют о наличии острых резонансов (высокой добротности) в системе, которые естественно приписать возбуждению различных мод слабозатухающих геликонных волн. Отметим, что модовый характер поглощения характерен и для традиционного геликонного разряда, однако, там он не имеет такой выраженной резонансной природы, по-видимому, из-за интенсивного затухания геликонных волн в результате линейной конверсии в квазиэлектростатические волны [8].

2. Линейный рост плотности плазмы в интервале магнитных полей между резким скачком и срывом разряда (рис. 2), равно как и линейные зависимости плотности плазмы перед скачками от критического магнитного поля (рис. 4) находятся в соответствии с дисперсией геликонных волн

$$n/B = \text{const.}$$

3. Наблюдаемое "универсальное" явление срыва разряда при достижении некоторого критического магнитного поля является характерным и для традиционного геликонного разряда [7].

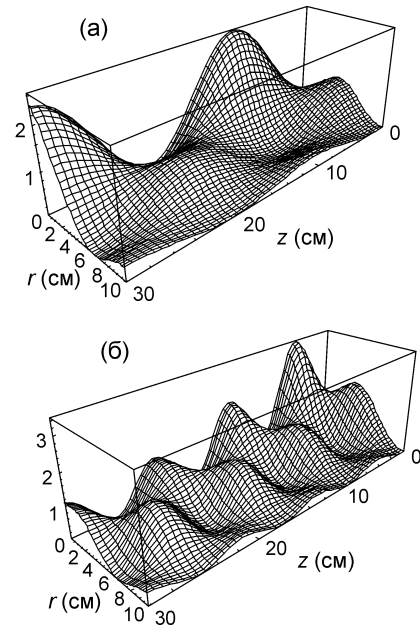


Рис. 10. Пространственное распределение поглощаемой мощности (в мВт/см³) в (а) первом ($n = 2,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и (б) третьем ($n = 7,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) пиках поглощения при $B = 70 \text{ Гс}$ и $p_{Ar} = 5 \text{ мТорр}$

4. Наконец, переход разряда при высоких уровнях ВЧ-мощности в режим с яркосветящимся керном ("голубая мода") наблюдается и в обычном геликонном разряде [11]. Это явление обычно связывают с генерацией вблизи оси разряда группы ускоренных электронов. То же самое может иметь место и в данном эксперименте, доказательством чему служит значительное понижение плавающего потенциала при возникновении керна.

Результаты теоретических расчетов на основе простой модели однородной холодной плазмы находятся в удовлетворительном качественном соответствии с экспериментальными данными. Они предсказывают существенное улучшение проникновения электромагнитных полей в плазму уже при слабых внешних магнитных полях порядка 10 Гс, что согласуется с наблюдаемым в этом диапазоне значительным увеличением эффективности генерации плазмы. Теория подтверждает также одномодовый характер возбуждения геликонных волн в плазме и наличие резких пиков поглощения (высокой добротности) при магнитных полях выше нескольких десятков гаусс. Наконец, скачки плотности можно интерпретировать на основе баланса энергии в плазме как переходы между режимами разряда с

возбуждением различных геликонных мод, по аналогии с обычным геликонным разрядом [11]. Отметим, что измеренные и вычисленные соотношения (1) и (2) имеют схожий смысл и находятся в хорошем соответствии для низших мод, а разногласие для более высоких мод может быть связано, как указывалось, с неоднозначностью опытных данных.

Для количественного сравнения экспериментальных и теоретических результатов планируется проведение дальнейших исследований. В частности, необходимы детальные измерения волновых структур и импеданса плазменной нагрузки, выяснение причин возникновения "голубой моды" и т.д. В теоретической модели прежде всего необходим учет неоднородности плазмы, которая может стимулировать генерацию электростатических колебаний за счет механизма объемной конверсии [11,12] и усиление диссипации геликонных волн.

Работа частично поддержана Государственным Фондом фундаментальных исследований по договору № Ф7/253-2001.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York: Wiley, 1994, 572 p.
2. V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich. Experimental setup and electrical characteristics of an inductively coupled plasma // *J. Appl Phys.* 1999, vol. 85, # 2, p. 703 - 712.
3. J.E. Stevens, M.J. Sowa, J.L. Cecchi. Helicon plasma source excited by a flat spiral coil // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1995, vol. 13, # 5, p. 2476 - 2482.
4. S. Shinohara, S. Takechi, Y. Kawai. Effect of axial magnetic field and Faraday shield on characteristics of RF produced plasma using spiral antenna // *Japan. J. Appl. Phys.* 1996, vol. 35, pt. 1, # 8, p. 4503 - 4508.
5. G. Chevalier, F.F. Chen. Experimental modeling of inductive discharges // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1993, vol. 11, # 4, p. 1165 - 1171.
6. О.В. Брагинский, А.Н. Васильева, А.С. Ковалев. Геликонная плазма в неоднородном магнитном поле // *Физика плазмы*. 2001, т. 27, № 8, с. 741 - 749.
7. K.P. Shamrai, V.F. Virko, H.-O. Blom, V.P. Pavlenko, V.B. Taranov, L.B. Jonsson, C. Hedlund, S. Berg. Discharge disruptions in helicon plasma source // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1997, vol. 15, # 6, p. 2476 - 2482.
8. V.F. Virko, G.S. Kirichenko, K.P. Shamrai. Geometrical resonances of helicon waves in an axially bounded plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2002, vol. 11, # 1, p. 10 - 26.
9. K.P. Shamrai, V.B. Taranov. Volume and surface rf power absorption in helicon plasma source // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1996, vol. 5, #3, p. 474 - 491.
10. P. Zhu, R.W. Boswell. ArII laser generated by Landau damping of whistler waves at lower hybrid frequency // *Phys. Rev. Lett.* 1989, vol. 63, # 26, p. 2805 - 2807.
11. K.P. Shamrai. Stable modes and abrupt density jumps in a helicon plasma source // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1998, vol. 7, # 4, p. 499 - 511.
12. A.A. Kurov, V.V. Olshansky, K.N. Stepanov. Conversion of helicon and quasi-electrostatic modes in nonuniform plasma // *Europhys. Conf. Abstracts*. 2001, vol. 26B, P-1.018.