

МАГНИТНЫЕ
ЛОВУШКИ

УДК 553.9.0827

ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ЛОВУШЕК-ГАЛАТЕЙ
В РТУ МИРЭА

© 2019 г. А. М. Бишаев^{a,*}, М. Б. Гавриков^b, М. В. Козинцева^a, В. В. Савельев^{b,c}, П. Г. Смирнов^d

^a МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

^b Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

^c Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

^d МАИ, Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики, Москва, Россия

* e-mail: bishaev@mirea.ru

Поступила в редакцию 29.06.2018 г.

После доработки 02.08.2018 г.

Принята в печать 02.08.2018 г.

Представлены результаты исследований процессов создания и удержания плазмы в мультипольных ловушках-Галатеех, проведенных в РТУ МИРЭА. Рассмотрены магнитные системы таких ловушек. Показана возможность создания системы, в которой инжекцию плазменных сгустков и пучков нейтральных атомов можно производить по радиусу тора. Исследованы различные способы создания плазмы в таких ловушках. Показано, что создание плазмы с помощью электрического разряда не эффективно. Подробно исследован процесс наполнения плазмой ловушки с помощью инжекции плазменного сгустка. Определены параметры плазменного сгустка, при которых он захватывается магнитным полем ловушки. С помощью пояса Роговского измерена величина азимутального диамагнитного тока в ловушке, возникающего после инжекции в нее плазменного сгустка. Взаимодействие этого тока с магнитным полем ловушки приводит к возникновению сил Ампера, которые удерживают плазму в ловушке. По величине диамагнитного тока можно определить температуру плазмы в ловушке. Показана возможность создания лабораторной модели ловушки с двумя левитирующими катушками. Величина магнитного поля в такой ловушке 0.37 Тл, температура ионов выше 300 эВ.

DOI: 10.1134/S0367292119010013

1. ВВЕДЕНИЕ

Мультипольные магнитные ловушки относятся к классу альтернативных токамаку систем. В этих ловушках плазма удерживается в области нуля магнитного поля. Поэтому в них не должна возникать конвективная неустойчивость. Такие ловушки Алексей Иванович Морозов предложил называть Галатеей [1]. Конфигурацию магнитного поля в ловушке-Галатее А.И. Морозов называл магнитным баллоном, в котором плазма находится вне магнитного поля, а удерживается магнитными стенками (магнитной коркой). Эффективное удержание такие ловушки могут обеспечить при условии, что сверхпроводящие магнитные катушки (миксины) левитируют внутри плазменного объема. Исследование мультипольных ловушек проводилось до конца 1970-х гг. в США и Японии. Впервые эксперименты на мультипольных ловушках проводили Окава [2] и Керст (см. обзор [3]). Однако уже в начале 1970-х гг. результаты исследований на токамаках продемонстрировали наиболее высокие значения плотности плазмы, температуры и времени удержания плазмы.

В результате чего эксперименты с Галатеей почти всюду были прекращены. В конце 1990-х гг., благодаря инициативе профессора Алексея Ивановича Морозова и поддержке Росатома, работы были возобновлены в России в МИРЭА – Российском технологическом университете (РТУ МИРЭА). В это же время, в США (Массачусетский технологический институт, Кембридж) и в Японии (Токийский университет) были начаты работы по созданию мультипольной магнитной ловушки с одной левитирующей магнитной катушкой из сверхпроводника [4, 5]. В 2006 г. на установках LDX (США) и RT-1 (Япония) была получена устойчивая левитация одного магнитного кольца [6, 7]. Обмотка левитирующего кольца выполнена из высокотемпературного сверхпроводника. В настоящее время левитации составляет несколько суток. Величина магнитного поля в центре левитирующей катушки достигает 0.2 Тл. Плазма в указанных установках создавалась с помощью СВЧ-нагрева. Мощность источников 5–100 кВт. Достигнутые результаты: плотность плазмы не превышала 10^{18} м^{-3} , температура 20 эВ [8, 9]. Эти работы показали, что на-

греть плазму до температуры 300 эВ ($\sim 3 \times 10^6$ К) в такой ловушке не удается. При СВЧ-нагреве возникают электроны с энергией до 10–250 кэВ, которые не удерживаются в такой магнитной ловушке. Положительным результатом этих работ является то, что освоена техника создания магнитных систем с левитирующими магнитными катушками из сверхпроводника. В отличие от работ в США и Японии в РТУ МИРЭА исследовались ловушки с двумя катушками, помещенными в плазменный объем – миксинами (Квадруполь), тремя миксинами (Тримикс) и четырьмя миксинами (Октуполь). Во всех ловушках миксины были закреплены внутри плазменного объема с помощью тонких металлических державок. Диаметры миксин 0.4–0.8 м. Питание магнитных катушек осуществлялось одиночными импульсами тока. Величина характерного магнитного поля в ловушках могла достигать 0.1 Тл. В данной работе представлен обзор результатов исследований процессов создания и удержания плазмы в таких ловушках.

2. МОДЕЛИ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ЛОВУШЕК И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Конфигурация магнитного поля в мультипольных ловушках

На рис. 1 приведены результаты расчета конфигурации магнитного поля в ловушках-Галатях, которые исследовались в РТУ МИРЭА. Магнитная система состоит из нескольких магнитных катушек колец (миксин) 2, расположенных соосно по оси z параллельно друг другу. В Квадруполе таких катушек две (рис. 1а), в Октуполе – четыре (рис. 1в), в Тримиксе – три (рис. 1б, г). Направление тока в миксинах одинаковое. Для механической разгрузки миксин магнитная система ловушек содержит также катушки-расталкиватели 1 (см. рис. 1). Эти катушки размещаются вне плазменного объема. Обычно величина тока в миксинах и расталкивателях одинакова. Ток в расталкивателях направлен противоположно току в миксинах. Магнитная система таких ловушек создает тор вокруг оси z . Тороидальное магнитное поле в них равно нулю, а полоидальное магнитное поле представляет собой замкнутые магнитные поверхности, вложенные друг в друга. Магнитное поле в центре этого тора равно нулю и возрастает во всех направлениях. По оси r оно возрастает, а затем спадает до нуля. Такая магнитная система не содержит щелей и отверстий, по которым заряженные частицы могут уходить из объема ловушки. А.И. Морозов считал [1], что за счет диамагнетизма плазмы она будет выталкиваться в область с нулевым магнитным полем. Поэтому в таких ловушках должны отсутствовать низкочастотные МГД-неустойчивости. В традиционных магнитных ловушках для подавления та-

ких колебаний используется сильное магнитное поле, поэтому β в мультипольных ловушках-Галатях должно быть гораздо выше, чем в токамаках. Величина β определяется как отношение давления плазмы к магнитному давлению, вычисленному по величине барьерного магнитного поля.

2.2. Экспериментальная установка

На рис. 2 представлена блок-схема установки, состоящая из инжекционного комплекса и ловушки Тримикс. В инжекционный комплекс входят: пушка 1, дающая сгусток водородной плазмы; плазмовод 2, транспортирующий сгусток в ловушку, катушки отсечки 3, которые создают поперечный направлению движения сгустка в плазмоводе магнитный барьер. Ловушка изображена схематично в виде передней магнитной корки 5, области нулевого магнитного поля 6 и задней магнитной корки 7. На рисунке также показаны средства диагностики: калориметр на основе датчиков Пельтье 4, электрический зонд 9, цилиндрический калориметр 8. Пушка, плазмовод и ловушка располагались в вакуумной камере диаметром ~ 1 м и длиной ~ 3.6 м, которая перед срабатыванием пушки откачивалась до вакуума 7×10^{-6} Торр. Плазменная пушка, которая использовалась на установке, состояла из двух медных конических электродов длиной ~ 60 см и диаметром на выходе 113 и 25 мм соответственно. Электроды разделялись изолятором из оргстекла, размещенным в тени от излучения разряда. Пушка запитывалась от импульсного источника питания: емкость конденсатора 24 мкФ, напряжение на конденсаторах до 20 кВ. Быстродействующий импульсный клапан напускал в межэлектродный зазор ~ 7 см³ водорода. Минимальное время задержки между подачей напряжения на клапан и электроды пушки составляло ~ 260 мкс. Рабочее время задержки превышало его на 80–100 мкс. Напряжение на электродах пушки контролировалось с помощью высоковольтного резисторного делителя, а ток в цепи – поясом Роговского. Для синхронизации импульсных источников питания ловушки, плазмовода, клапана, пушки и запуска осциллографов использована система, состоящая из двух генераторов Г5-56 и двух генераторов типа ГИ-1. Порядок запуска был следующий: запускался источник питания катушек ловушки, через 7 мс запускался клапан, и через 300–500 мкс запускались пушка и осциллографы. Перед тем как войти в ловушку, сгусток должен преодолеть магнитный барьер, величина которого при токах в витках катушек ~ 2000 А составляет $B_{\max} \approx 0.1 \times 10^{-2}$ Тл. Использованный в данной работе плазмовод представлял собой систему из $N = 19$ тонких катушек диаметром 110 мм, закрепленных на 4-х штангах длиной 120 см. В свою очередь, концы штанг закреплены на двух торцевых пластинах с отверсти-

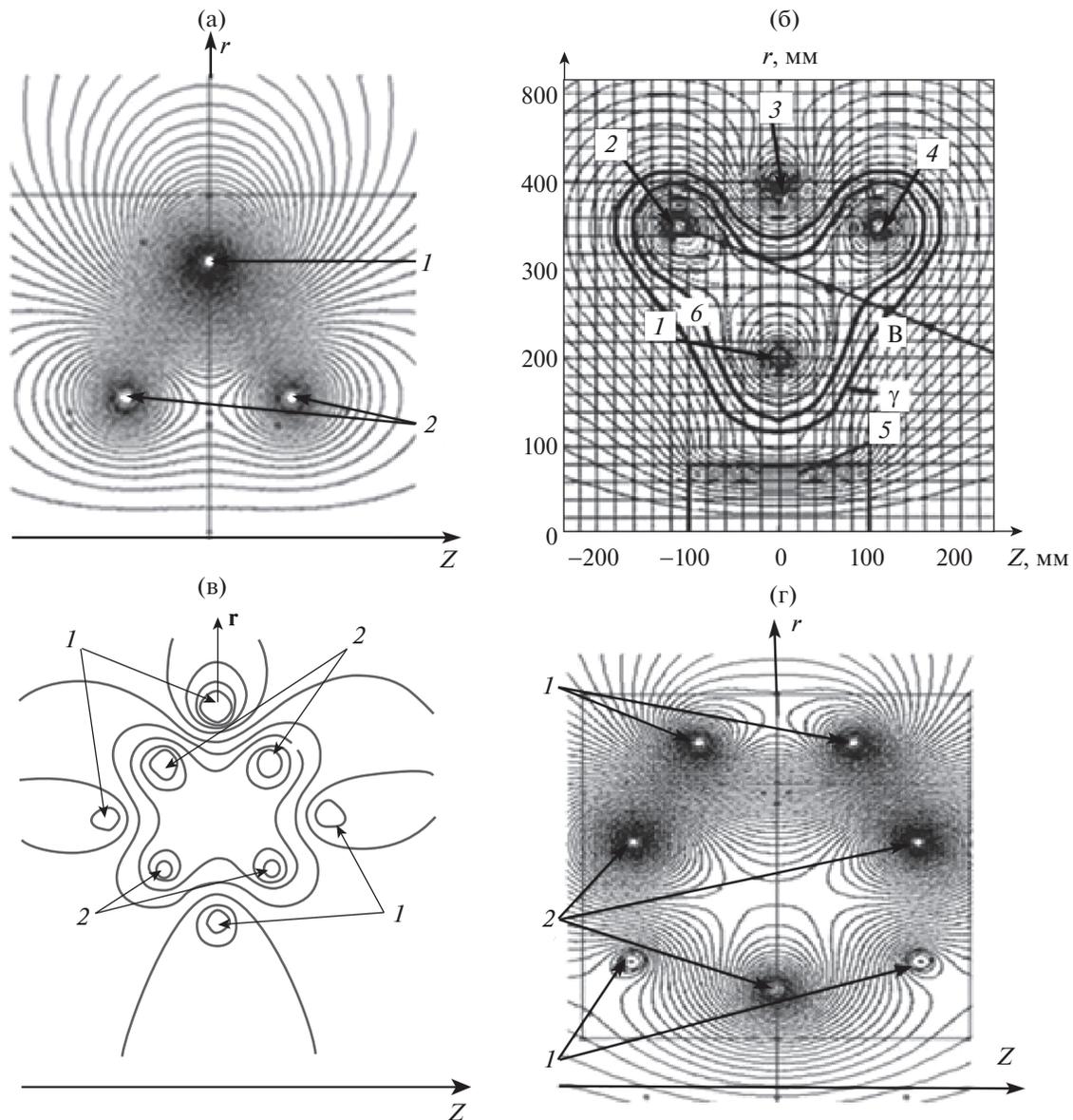


Рис. 1. Конфигурация магнитного поля в мультипольных ловушках-Галатеех. Квадруполь (а), Тримикс 3М (б), Октуполь (в), Тримикс 3М (СВЧ) (г). На рисунках а, в, г: 1 – расталкиватели, 2 – миксины. На рисунке б: 1, 2, 4 – миксины, 3 – расталкиватель, 5 – соленоид, 6 – граница Окавы, В – линия инъекции плазмы, γ – граница плазмы.

ями для прохода плазмы. На штангах были закреплены и прямоугольные катушки отсечки. Магнитное поле на оси плазмоведа определялось с помощью трех магнитных зондов, установленных на различных расстояниях от пушки. С помощью этих зондов измерялась скорость сгустка. Средняя величина плотности плазмы в ловушке определялась с помощью интерферометра с длиной волны 8 мм. Первая серия экспериментов [10, 11] по исследованию процесса удержания плазмы в ловушке Тримикс проводилась при следующих параметрах систем стенда: энергия плазменного сгустка на выходе из плазмоведа составляла величину 2 Дж, величина магнитного поля ловушки $B_b = 0.022$ Тл.

Для повышения параметров плазмы в ловушке требовалось увеличить энергию сгустка, входящего в ловушку, и величину магнитного барьера ловушки. Для этого была осуществлена модернизация установки. Модернизации были подвергнуты энергетический блок и магнитные катушки ловушки. Для увеличения энергии, вкладываемой в сгусток, был модернизирован источник питания плазменной пушки. Емкость накопительной батареи была увеличена в 2.5 раза. Это позволило при зарядном напряжении 17 кВ накапливать энергию 8.7 кДж. Длина кабелей, идущих к пушке, была сокращена до 2.2 м. Количество кабелей, соединяющих разрядник и пушку, увеличено до 75 штук. Токоподводы между емко-

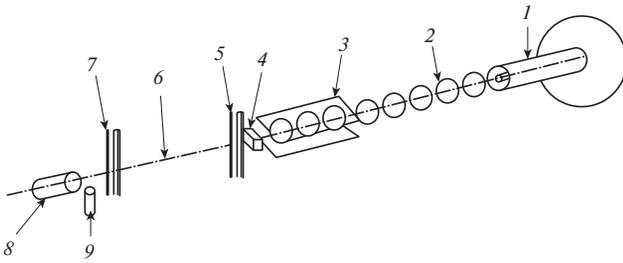


Рис. 2. Расположение ловушки, инжекционного комплекса и датчиков систем измерения в вакуумной камере: 1 – плазменная пушка, 2 – катушки плазматода, 3 – катушки отсечки, 4 – калориметр Пельтье, 5 – передняя магнитная корка ловушки, 6 – внутренняя область ловушки, 7 – задняя магнитная корка ловушки, 8 – цилиндрический калориметр, 9 – электрический зонд.

стями и разрядником были выполнены медными шинами. Сделанные изменения позволили уменьшить индуктивность источника питания пушки в 3.5 раза и сделать ее равной 31 нГн, что сравнимо с индуктивностью пушки. Модернизация магнитной системы Галатеи Тримикс была проведена для увеличения значения барьерного магнитного поля до $B_b \sim 0.1$ Тл. Необходимость такой модернизации была обусловлена двумя взаимосвязанными причинами. Первая причина – создание условий для удержания в ловушке плазмы с плотностью $\geq 10^{13}$ см $^{-3}$ и температурой ионов на уровне 100 эВ, вторая – необходимость эффективного захвата в ловушку сгустка, обеспечивающего получение указанных параметров. Ларморовский радиус ионов водорода при таких условиях составлял величину ~ 1 см, что в четыре раза меньше толщины магнитной корки ловушки. Для увеличения барьерного поля были перемотаны все катушки ловушки. В результате уменьшения индуктивности магнитной системы в четыре раза продолжительность импульса тока в катушках уменьшилась с 35 до 17 мс. Время в области максимального тока, когда он остается практически постоянным, составляет 2–3 мс, что вполне достаточно для проведения экспериментов с модернизированной системой магнитной ловушки. Это время больше как времени длительности сгустка (длительности сигнала с магнитного зонда), инжектируемого пушкой, так и времени удержания плазмы в ловушке.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ЛОВУШЕК В ГАЗОРАЗРЯДНОМ РЕЖИМЕ

Ловушка Квадруполь исследовалась в 1990-х гг. Конфигурация магнитного поля в ловушке показана на рис. 1а. Максимальное значение магнитного поля в барьере $B(r)$ было названо барьерным полем B_b . Эксперименты проводились в стационарном (при $B_b = 2 \times 10^{-3}$ Тл) и квазистационарном режимах. В последнем случае магнитное по-

ле включалось на время 5–10 с. Для создания плазмы использовался прямой разряд между накаливаемым катодом и вакуумной камерой [12]. Разрядное напряжение изменялось в интервале 150–400 В. Основные измерения проводились на аргоне. Давление в камере поддерживалось на уровне $(1-3) \times 10^{-4}$ Торр. В зависимости от расположения катода ловушка работала в двух режимах: пробочном, когда катод помещался в ноль поля и электроны удерживаются пробочным эффектом, и барьерном, когда катод смещен на 1–1.5 см от нуля поля, и удержание электронов определяется электрическим сопротивлением магнитного барьера [13]. Зондовые измерения показали, что при $B_b = 2 \times 10^{-3}$ Тл максимальная электронная температура $T_e \approx 15$ эВ, максимальное значение концентрации ионов $n \approx 8 \times 10^{16}$ м $^{-3}$. Оценки показывают, что проводимость плазмы в барьерном режиме близка к классической. Энергетическое время (отношение энергии в плазме к подводимой мощности) $\tau_E \approx 15$ мкс при $B_b = 2 \times 10^{-3}$ Тл, а при $B_b = 0.014$ Тл τ_E достигает 50 мкс.

Октуполь – это система из 4-х кольцевых проводников с током, текущим в одном направлении (см. рис. 1в). Чтобы исключить влияние тороидальности системы на магнитную конфигурацию, добавлены еще 4 проводника с токами, текущими в обратном направлении (расталкиватели). Плазма создавалась также, как и в Квадруполе. При барьерных магнитных полях $B_b < 0.01$ Тл магнитная система и разряд в данной системе запитывались от источников постоянного напряжения, а при больших магнитных полях – от конденсаторных батарей. Полупериод тока в магнитных катушках 30 мс, а разрядного тока ≈ 3 мс. Основные результаты, полученные на Октуполе в электроразрядном режиме, могут быть сформулированы следующим образом [14, 15].

– Разряд стал существенно более сильноточным, по сравнению с разрядом в Квадруполе, в стационарном режиме составлял величину 1–10 А. При этом величина разрядного тока определяется накалом катода, т.е. величиной тока эмиссии. Напряжение изменялось в пределах 150–400 В.

– Плазменная конфигурация симметрична по азимуту, а распределение параметров в радиальном направлении имеет резкую границу, соответствующую поверхности, на которой $U = \oint_{\Psi=\text{const}} dl/B$ минимально (эту поверхность называют Окавой). В приведенной формуле dl – элемент магнитной силовой линии, B – величина индукции магнитного поля на этом элементе. Зондовые измерения показали, что амплитуда колебаний потенциала плазмы внутри Окавы составляет десятые доли процента потенциала плаз-

мы по отношению к аноду, тогда как за Окавой она возрастает на порядки.

– Меняя магнитное поле, разрядный ток и подачу газа, удалось при использовании аргона получить плотность электронов, измеренную СВЧ-интерферометром, порядка 10^{13} см^{-3} при $T_i \approx T_e \approx 5 \text{ эВ}$. При более низких плотностях в электроразрядных режимах были получены температуры $T_i \approx T_e \approx 15\text{--}20 \text{ эВ}$.

– Оценка энергетического времени для Октуполя во время разряда дала очень малую величину – порядка нескольких микросекунд. А.И. Морозов выдвинул гипотезу [16], что это результат не плохого, а хорошего удержания плазмы, т.е. разряд может гореть только в том случае, если магнитный барьер “ломается” высоким уровнем СВЧ-колебаний, которые нарушают дрейф электронов вдоль магнитных силовых линий. И прямые измерения подтвердили это предположение. Были обнаружены сильные колебания в ленгмюровском диапазоне частот, которые исчезают, как только снимается напряжение разряда. После снятия напряжения было определено время распада плазмы в Октуполе. Оказалось, что для аргона $\tau_p \approx 0.25 \text{ мс}$. Это хорошие времена удержания, если учесть малое расстояние ($\approx 1.5 \text{ см}$) между Окавой и миксиной. Эти времена оказываются порядка классических.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИ НАПОЛНЕНИИ ЛОВУШКИ ТРИМИКС ПЛАЗМЕННЫМИ СГУСТКАМИ

4.1. Оптимизация магнитной конфигурации ловушки Тримикс

Большая часть исследований была выполнена на ловушке Тримикс 3М при наполнении ее плазменными сгустками. Магнитная система этой ловушки была предложена А.И. Морозовым в 2002 г. [17]. Конфигурация магнитного поля в этих ловушках показана на рис. 16. Система состояла из трех миксин 1, 2, 4 (цифры в квадратных рамках) одного расталкивателя 3 и соленоида 5. Линия инжекции плазменного сгустка, показанная на рисунке стрелкой, проходила между расталкивателем 3 и миксиной 4. Основная цель модернизации ловушки Тримикс 3М и переход на ловушку Тримикс 3М (СВЧ) – обеспечение инжекции плазменных сгустков по наиболее удобным и выгодным направлениям в плоскости симметрии ловушки $r, z = 0$. Расчеты конфигурации магнитного поля ловушки для различных вариантов взаимного расположения катушек производились с помощью программы FEMM. Критерии выбора нужной конфигурации были следующие:

– плотность тока в катушках не должна превосходить плотность тока в катушках работающей ловушки Тримикс-3М (130 МА/м^2);

– осевые силы между миксинами должны быть равны нулю (это требование обусловлено тем, что миксины располагаются внутри плазменного объема, и державки этих катушек должны быть тонкими);

– магнитное поле по линии инжекции должно за пределами катушек ловушки резко спадать до нуля (другими словами, поле должно быть сосредоточено в объеме, занимаемом катушками ловушки);

– расположение магнитных катушек ловушки должно быть удобным для ввода в ловушку плазменных сгустков, инжекции нейтральных атомов и СВЧ-мощности и таким, чтобы позволять исследовать параметры плазмы в ловушке с помощью оптических и других диагностических методов.

На рис. 1г показано расположение катушек в ловушке Тримикс 3М (СВЧ), а также конфигурация магнитного поля в ней, найденные в результате выполненных расчетов и исследований по оптимизации магнитного поля ловушки. На этом рисунке представлено сечение магнитных катушек ловушки плоскостью $z-r$. Тонкими линиями на рисунке дана конфигурация магнитных силовых линий в этом сечении. Таким образом, ловушка Тримикс 3М (СВЧ) состоит из 7 магнитных катушек: трех миксин (катушки 2) и четырех расталкивателей (катушки 1). По существу, было показано, что соленоид 5 (рис. 1б) можно заменить двумя расталкивателями 1 (рис. 1г). Самое большое преимущество – это замена одного расталкивателя 3 (рис. 1б), который располагался в плоскости симметрии ловушки $z = 0$, двумя расталкивателями 1 (рис. 1г), разнесенными на равное расстояние от указанной плоскости. Такое расположение этих расталкивателей позволяет достичь всех указанных ранее целей модернизации и может применяться в ловушках Квадруполь и Октуполь [18]. Сечение каждой из катушек – круг с диаметром 2 см. Диаметры катушек (по центру сечения) были выбраны следующими: диаметр двух катушек-расталкивателей 2, ближних к оси z , – 460 мм; диаметр катушек-расталкивателей 2, дальних от оси z , – 900 мм; диаметр катушки-миксины 2, ближней к ближней к оси z , – 400 мм и двух других катушек-миксин 2 – 700 мм. Расстояние по оси z между катушками-расталкивателями диаметром 460 мм равно 220 мм, между катушками-миксинами диаметром 700 мм также 220 мм, между катушками-расталкивателями диаметром 900 мм – 120 мм. При выбранных параметрах магнитной системы силы, действующие на миксины по оси z , обращаются в ноль. В то же время, силы притяжения между расталкивателем 1 не обращаются в ноль. Однако эти катушки находятся вне плазменного объема и силы могут восприниматься массивными державками расталкивателей. Следует отметить, что при выбранной конфигурации магнитных катушек, в плос-

кости $z = 0$ инжектировать по оси r можно по любому азимутальному направлению. В указанной плоскости можно осуществлять инжекцию плазменных сгустков одновременно по нескольким направлениям, в том числе, осуществлять инжекцию сгустков навстречу друг другу.

4.2. Исследование времени удержания частиц в ловушке

Эксперименты по исследованию процесса заполнения и удержания плазмы в мультипольной ловушке Тримикс 3 М были начаты в 2004 г. Данные исследования [10, 11] были проведены при величине барьерного магнитного поля ловушки 0.022 Тл. С помощью калориметров, СВЧ-интерферометрии, магнитных и электрических зондов были получены параметры плазменного сгустка на выходе из пушки, в плазмоводе и в ловушке. Средняя скорость сгустка в плазмоводе равна 5×10^4 м/с, длина сгустка ~ 1.5 м при его длительности ~ 30 мкс. Энергия сгустка, выходящего из плазмовода, равна 2 Дж, а число ионов в нем составляет $\sim 1 \times 10^{18}$. Средняя концентрация частиц в сгустке на выходе из плазмовода равна $\sim 2 \times 10^{20}$ м $^{-3}$. Преодолевая магнитный барьер, часть частиц сгустка проходила в ловушку, заметно теряя скорость в направлении инжекции. Поэтому из ловушки эти частицы не вылетают в связи с уменьшением динамического давления перед задним магнитным барьером. Таким образом, захват прошедшей в ловушку части сгустка оказывается эффективным. На рис. 3а схематично показан процесс заполнения ловушки плазмой и расположение электрических зондов при измерениях параметров плазмы в ловушке. Вошедшая в ловушку плазма растекается по азимуту симметрично в двух направлениях: по часовой стрелке и против нее. Оказалось, что скорость распространения плазмы по азимуту равна $\sim 1 \times 10^4$ м/с. Определенное по этой скорости время заполнения ловушки составляет величину ~ 100 мкс. Таким образом, через этот промежуток времени после выстрела пушки концентрация плазмы в ловушке достигает максимума. Затем начнется уменьшение концентрации плазмы. С помощью электрических зондов были получены зависимости величин электронной температуры и потенциала плазмы от азимута. Оказалось, что эти величины меняются незначительно в течение процесса ухода плазмы из ловушки. Так T_e меняется в пределах 7–5 эВ, а потенциал 20–15 В. С помощью этих же зондов были определены поперечные размеры плазмы в ловушке. Оказалось, что плазма занимает явно большее сечение (линия 8, см. рис. 3б), чем площадь, находящаяся внутри границы Окавы (линия 7, см. рис. 3б). Измерения показали, что сечения плазменного объема в

плоскости $(z-r)$ занимают площадь $S_{пл} = 5 \times 10^2$ см 2 , поэтому объем, занимаемый плазмой, равен $\sim 9 \times 10^4$ см 3 (~ 90 л). Концентрация частиц в ловушке уменьшается в e раз за время ~ 200 мкс. По данным измерений с помощью зондов и интерферометра было получено, что средняя концентрация плазмы после заполнения ловушки составляет величину порядка $n = 2 \times 10^{18}$ м $^{-3}$. С помощью электрических зондов было изучено распределение плазмы внутри плазменного объема. На рис. 3б изображено сечение ловушки в плоскости $(z-r)$ на произвольном азимуте. Штриховые линии на этом рисунке изображают трассы, по которым перемещались зонды при измерении плотности плазмы. Измерения проводились на азимуте, где располагался зонд б (см. рис. 3а). На электрический зонд подавался потенциал 40 В относительно земли, что несколько выше потенциала в плазме. Таким образом, зонд измерял электронный ток. Зонд помещался на координатное устройство, которое перемещало его по оси z . Измерения проводились для $r = 160, 220, 240, 280, 330$ и 370 мм, т.е. была охвачена практически вся область в плоскости $(z-r)$, занимаемая плазмой. Результаты измерений приведены на рис. 4. Максимумы сигналов находятся вблизи границы линии Окавы. Граница плазмы была определена по координатам точек на рис. 4, в которых ток равен нулю. Видно, что плазма занимает явно большее сечение, чем площадь, ограниченная линией Окавы. Минимумы на рис. 4а и б располагаются в области миксин и свидетельствуют о том, что вблизи миксин плазмы нет.

Последующие эксперименты по исследованию процессов ухода плазмы из ловушки были проведены после модернизации системы питания плазменной пушки и магнитной системы ловушки (см. раздел 4.1). После таких изменений инжекционного комплекса скорость плазменного сгустка, измеренная магнитными зондами увеличилась до 1.4×10^5 м/с, энергия сгустка, выходящего из плазмовода стала равной 200 Дж, а число ионов водорода в сгустке составило величин $\sim 1.2 \times 10^{19}$. Средняя концентрация частиц в сгустке на выходе из плазмовода равна $\sim 2 \times 10^{21}$ м $^{-3}$. Время заполнения ловушки уменьшилось от 100 до 30 мкс. Таким образом, параметры сгустка водородной плазмы, входящей в ловушку, значительно увеличились. Была исследована зависимость времени существования плазмы (времени, за которое концентрация плазмы уменьшается в 10 раз) в ловушке от величины магнитного поля. Измерения проводились с помощью интерферометра. Результаты приведены на рис. 5. Разброс точек связан с разбросом параметров сгустка, генерируемого пушкой. Сплошная линия является результатом усреднения по полиномиальному закону. Из

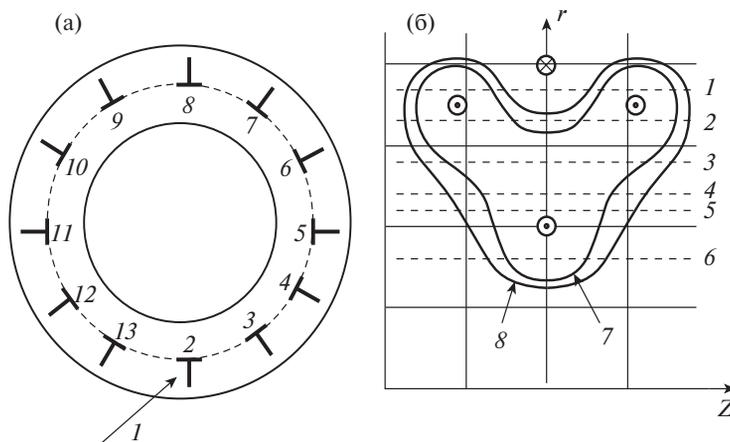


Рис. 3. Схемы расположения зондов при изучении процесса заполнения и удержания плазмы в ловушке. На рисунке а: 1 – направление инжекции сгустка, 2–13 – расположение электрических зондов по азимуту в ловушке. На рисунке б: 1 – траектория перемещения электрического зонда в ловушке при $r = 370$ мм, 2 – при $r = 330$ мм, 3 – при $r = 280$ мм, 4 – при $r = 240$ мм, 5 – при $r = 220$ мм, 6 – при $r = 160$ мм, 7 – граница Окавы, 8 – граница плазмы в ловушке.

полученных результатов видно, что нарастание времени существования с увеличением барьерного поля близко к параболе, и достигает 1 мс. Здесь следует отметить, что время удержания частиц в плазме (время падения концентрации плазмы в e раз) в зависимости от величины магнитного поля в ловушке измерялось много раз. Характер полученных зависимостей был приблизительно такой же, как и на рис. 5. Все это указывает на то, что перенос частиц поперек магнитного поля в ловушке близок к классическому, т.е. время существования плазмы пропорционально V^2 , а не V .

4.3. Исследование диамагнитного эффекта

Отслеживание изменений в магнитном поле ловушек для удержания плазмы, которые обусловлены диамагнетизмом плазмы (диамагнитным эффектом), является обязательной частью измерений на всех магнитных ловушках. В мультипольных магнитных ловушках-Галатеях [1] тороидальное магнитное поле отсутствует. Поэтому для возникновения сил, удерживающих плазму, должен существовать тороидальный ток I_D , обусловленный диамагнетизмом плазмы. В проведенных исследованиях с помощью пояса Роговского (ПР) измерялся полный диамагнитный ток в плазме, и была найдена связь измеренного тока с величиной давления в плазменном объеме [19, 20]. Это позволяет, как и в установках токамак [21], по магнитным измерениям определить параметры плазмы в ловушке. Записанные на осциллограф сигналы с пояса численно интегрировались, и определялась зависимость измеряемого тока I_D от времени. Пояс располагался в плоскости сечения ловушки, сдвинутой от места инжекции плазмы на 90° по азимуту (зонд 5, см. рис. 3а). Конструктивно ПР охватывал только тороидальный плазменный объем ловушки и не охватывал

ни одну из катушек ловушки. Таким образом, токи в магнитных катушках, величина которых могла в 100 раз превышать измеряемый ток в плазме, не влияли на сигнал с пояса. Были выполнены эксперименты по измерению зависимостей I_D от времени (t – время после подачи напряжения на плазменную пушку) для различных значений барьерного магнитного поля в ловушке (см. рис. 6). Из полученных результатов видно, что рост тока I_D начинается через 5–7 мкс после подачи напряжения на плазменную пушку. В течение следующих 65–80 мкс I_D возрастает и достигает максимума. Затем I_D начинает уменьшаться. Такое поведение I_D указывает на то, что процесс наполнения ловушки плазмой заканчивается на 70–80-й микросекунде, а отсутствие сигнала в первые 5–7 мкс соответствует времени прохождения сгустка через плазмод. Изменение направления магнитного поля ловушки приводит к изменению направления I_D . При любом направлении магнитного поля направление измеренного диамагнитного тока совпадает с направлением тока в миксинах. Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что с увеличением магнитного поля ловушки максимальная величина I_D уменьшается. Для определения связи между величиной диамагнитного тока и параметрами плазмы в ловушке были выполнены расчеты равновесной конфигурации на основе уравнения Грэда–Шафранова для ловушки Тримикс 3М (СВЧ). Эти расчеты выполнены по аналогии с расчетами в [22] для квадруполья. Они показывают, что конфигурации вакуумного магнитного поля ловушки и равновесного поля практически совпадают. Это происходит из-за малости диамагнитных токов по сравнению с токами, протекающими в магнитных катушках ловушки. В рассмотренном случае отношение токов меньше 1/40. Приведенное на

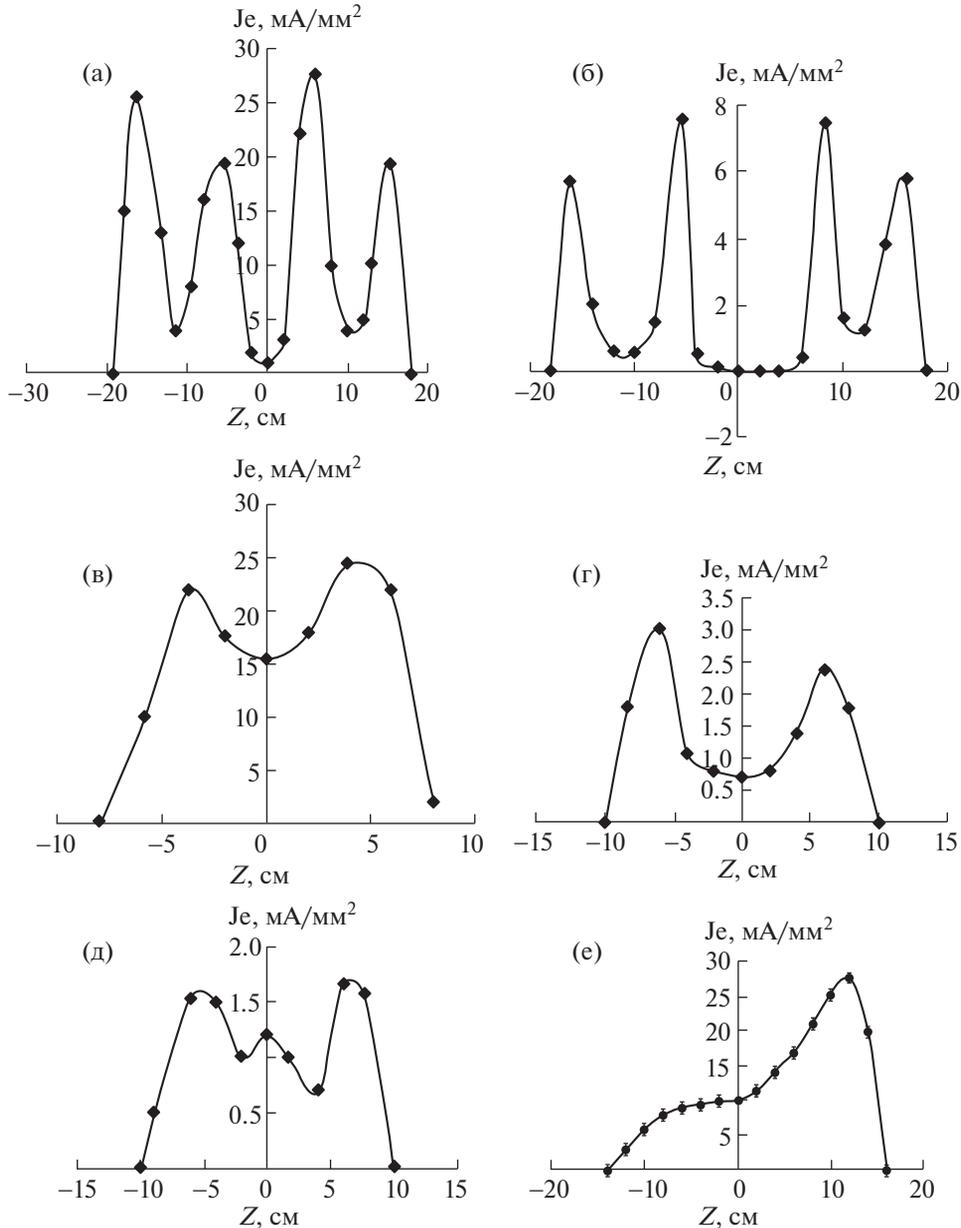


Рис. 4. Профили электронного тока на зонд при его перемещении по $r = \text{const}$: $r = 370$ и 330 мм (а, б), $r = 280$ и 240 мм (в, г), $r = 220$ и 160 мм (д, е).

рис. 7а расчетное распределение диамагнитных токов показывает, что плазменный объем разбит на четыре области, которые разделены сепаратрисой. Эти области указаны на рис. 7б: L1 — область внешней магнитной корки с магнитными силовыми линиями, охватывающими все три миксины и замкнутыми вокруг всего плазменного объема. Направление диамагнитного тока в этой области совпадает с направлением тока в миксинах. Области L2 (две) и L3 примыкают к миксинам, магнитные силовые линии в этих областях замыкаются вокруг каждой миксины. Диамагнитный ток в них течет в направлении, противоположном направле-

нию току в миксинах. В расчете принималось, что максимальное давление P_0 достигается на сепаратрисе. Эта линия является внутренней плазменной границей для всех указанных областей. Распределение давления в плазме указывает на его довольно быстрый спад и отсутствие плазмы около миксин. Таким образом, из расчетов следует, что измеряемый в экспериментах ток I_D равен

$$I_D = I_{D1} - 2I_{D2} - I_{D3} = I_{D1} \left(1 - 2 \frac{I_{D2}}{I_{D1}} - \frac{I_{D3}}{I_{D1}} \right), \quad (1)$$

где: I_{D1} , I_{D2} , I_{D3} — токи в различных областях плазменного объема. Для нахождения связи между из-

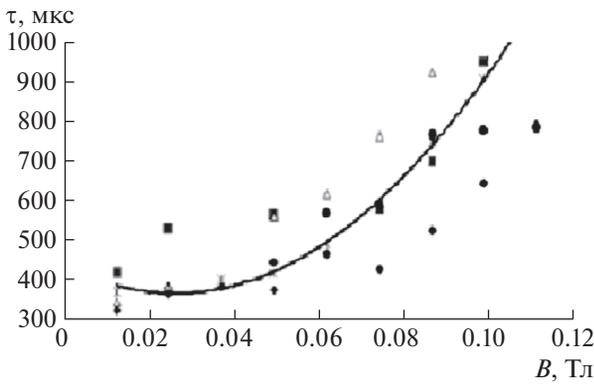


Рис. 5. Зависимость времени существования плазмы в ловушке от величины барьерного магнитного поля.

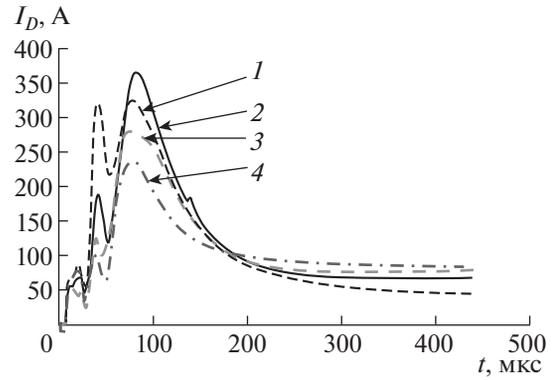


Рис. 6. Зависимость диамагнитного тока в ловушке I_D от времени после момента срабатывания плазменной пушки при различных значениях барьерного магнитного поля: 1 – $B_b = 0.0271$ Тл; 2 – 0.0542 Тл; 3 – 0.0813 Тл; 4 – 0.1084 Тл.

мерным диамагнитным током и давлением плазмы определялась величина силы Ампера в плазменном объеме. Эти вычисления при условии постоянства давления плазмы на магнитной поверхности позволили получить связь между измеряемым диамагнитным током и давлением P_0 :

$$P_0 = I_D / \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \oint_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_1 \times \left\{ 1 - \frac{2 \left[\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{i=m} \oint_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_2}{\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \oint_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_1} - \frac{\left[\frac{1}{k} \sum_{i=1}^{i=k} \oint_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_3}{\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \oint_{L_i} \frac{dl}{B} \right]_1} \right\} = KI_D, \quad (2)$$

где dl – отрезок силовой линии, B – локальное значение магнитного поля, n , m и k – число силовых линий в областях плазменного объема 1, 2 и 3, i – номер силовой линии. При расчете K по формуле (2) вакуумное магнитное поле рассчитывалось по программе FEMM, которая позволила получить зависимость $B(l)$ вдоль линии L_i . Интегрирование проводилось с помощью программы ORIGIN 8. Расчет был выполнен для значения барьерного поля 0.108 Тл. В результате расчета получилось, что $K = 0.388$ Па/А. Из (2) следует, что K пропорционален величине магнитного поля в ловушке и для других значений поля может быть определен по его величине, вычисленной для $B_b = 0.108$ Тл. По максимальному значению диамагнитного тока (см. рис. 6) и формуле (2) была рассчитана зависимость давления на сепаратрисе от величины магнитного поля, которая представлена на рис. 8а. Видно, что давление увеличивается с увеличением магнитного поля. Измерения с помощью калориметра тоже показывают увеличение энергии захваченного в ловушку сгустка при увеличении магнитного поля ловушки. Этот факт подтверждает пропорциональность измеряемого диамагнитного тока давлению плазмы в ловушке, а, следовательно, и энергии, заключенной в плаз-

менном объеме. Поэтому по изменению I_D во времени (см. рис. 6) было определено время удержания энергии в ловушке Тримикс 3М в зависимости от величины магнитного поля (см. рис. 8б). Оценка концентрации плазмы и данные по давлению дают для магнитного поля $B_b = 0.108$ Тл величину температуры плазмы на уровне $T = 30$ эВ, что в два раза меньше температуры, определенной по калориметрическим измерениям. Это расхождение, возможно, обусловлено тем, что не вся энергия плазменного сгустка идет на нагрев ионов в ловушке.

4.4. Прохождение плазменных сгустков через поперечный магнитный барьер

При прохождении плазменного сгустка через поперечное магнитное поле считается, что сгусток не должен проходить через поле, если магнитное давление больше, чем скоростной напор плазменного сгустка (равновесие сил): $B^2/2\mu_0 \geq \rho V^2$, где μ_0 – магнитная постоянная, ρ – удельная плотность плазмы, V – скорость плазменного сгустка поперек направления магнитного поля. Однако эксперименты по изучению прохождения плазменных сгустков через магнитный барьер [23] показывают, что остановка (отсечка) сгустка магнитным полем наступала, если магнитное давление превышало скоростной напор сгустка, по крайней мере, на порядок. Процесс прохождения плазменного сгустка через магнитный барьер на основании закона сохранения импульса (количества движения), который справедлив даже, если в системе происходят диссипативные процессы, рассмотрен в [24]. Импульс, который получает магнитное поле от сгустка, равен количеству движения сгустка, $(B^2/2\mu_0)S\Delta t = \rho V_0 S L_p$, где: S – площадь поперечного сечения сгустка, V_0 – скорость сгустка перед барьером, Δt – время от начала движения сгустка через магнитное поле до его

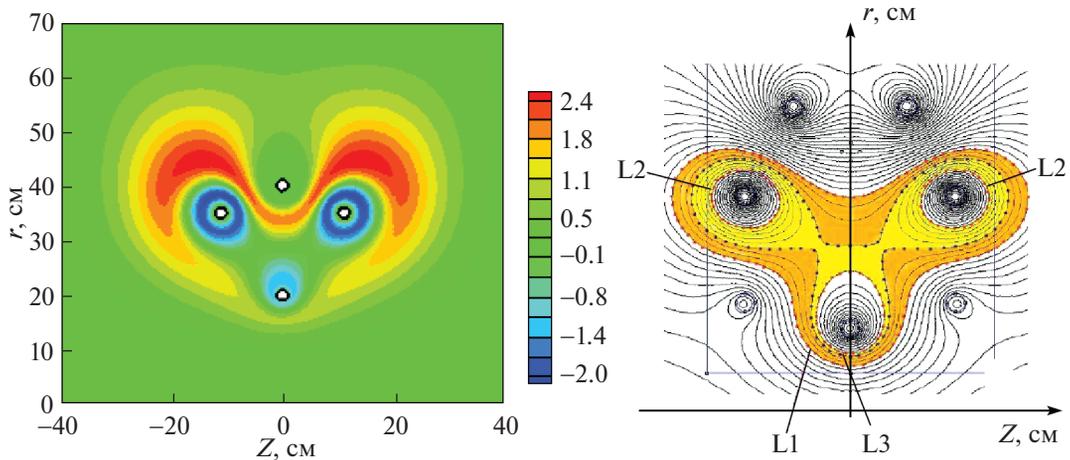


Рис. 7. Расчетно-распределение плотности диамагнитного тока (а) и конфигурация сечения различных областей плазменного объема, определенная зондовыми измерениями (б).

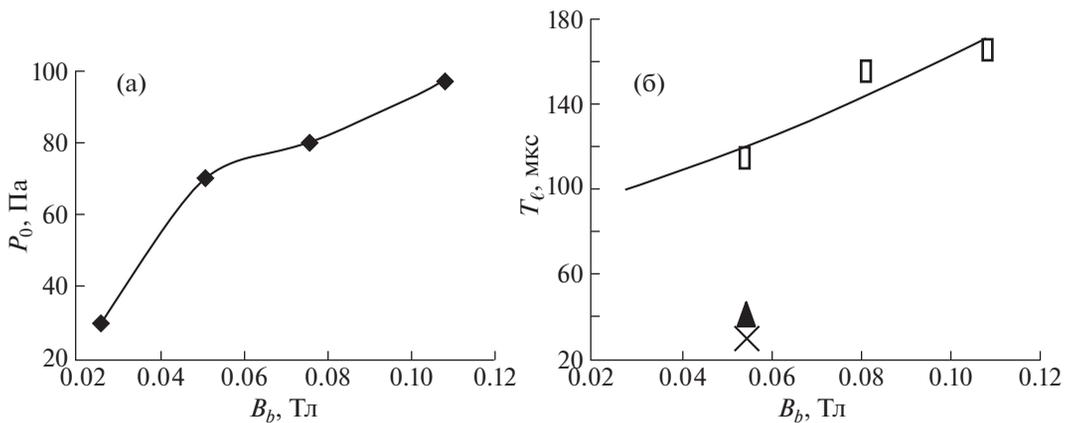


Рис. 8. Зависимости давления на сепаратрисе (а), и времени удержания энергии (б) от величины барьерного магнитного поля.

остановки в барьере, L_p — длина плазменного сгустка. Если сгусток останавливается в барьере, пройдя расстояние L_b , то Δt можно оценить, как отношение L_b к средней скорости движения сгустка в барьере $\langle V \rangle$. L_b будем называть длиной пробега сгустка в барьере. В результате получается, что сгусток отсекается магнитным полем, если выполняется соотношение

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \geq k(\rho V_0^2) \frac{L_p}{L_b}. \quad (3)$$

Если магнитное поле в барьере постоянно, то $k = 0.5$. Экспериментальная проверка этой формулы была проведена на ловушке Тримикс 3М. Как это было указано выше, плазменные сгустки генерировались плазменной пушкой и поступали в плазмодод. В средней части плазмодода установлены две прямоугольные катушки (см. рис. 2, система отсечки 3), которые создавали поперечное направлению распространения сгустка в плазмододе магнитное поле на длине 20 см. Скорость и длина плазменного сгустка определялись

по сигналам с двух магнитных зондов, установленных в плазмододе. В конечном сечении плазмодода сгусток попадал в калориметр 4 (см. рис. 2). В эксперименте снималась зависимость величины сигнала с калориметра от величины магнитного поля в магнитном барьере. Из этих экспериментов была определена величина магнитного поля, при которой сгусток полностью отсекался. Результаты приведены на рис. 9. Они показывают, что сигнал с калориметра становится равным нулю при величине магнитного поля в барьере ~ 0.4 Тл. Таким образом, сгустки полностью отсекаются только этим полем. Определенная по сигналам с магнитных зондов длина сгустков составила величину ~ 2 м и отношение $L_p/L_b = 10$. Полученные результаты показывают: для остановки сгустков давление магнитного поля должно превышать динамический напор в 10 раз. Однако определение длины сгустков по длительности сигналов с магнитных зондов весьма неточно. В эксперименте более надежно калориметром измеряется величина энергии сгустка.

Поэтому выражение (3) было преобразовано с целью исключения из него L_p . Величина энергии сгустка равна $W = mV_0^2/2 = L_p S \rho V_0^2/2$. Подставляя величину динамического напора в (3), получим

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{2kW}{L_b S}, \quad (4)$$

т.е. для остановки сгустка магнитным барьером магнитное давление в барьере должно превосходить удвоенную плотность энергии плазменного сгустка. Последняя определяется как величина энергии сгустка, деленная на его объем. Для проверки соотношения (4) была определена площадь поперечного сечения сгустка. Для этого в плазмод помещалась гребенка магнитных зондов. Результаты измерений показали, что сгусток полностью заполнял сечение плазмодода. Из рис. 9 видно, что величина энергии сгустка при нулевом магнитном поле в магнитном барьере W лежала в пределах 60–80 Дж, диаметр сгустка 0.1 м, длина магнитного барьера 0.2 м. Расчет по этим данным $2W/L_b S$ дает величину $(5-10) \times 10^4$ Па. Расчет магнитного давления в барьере при $B = 0.4$ Тл дает величину 6.3×10^4 Па. Эти расчеты показывают удовлетворительное согласие с полученным выражением (4).

5. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты проводились с различными вариантами магнитной системы мультипольных ловушек-Галатей. Исследования при создании плазмы посредством газового разряда подтвердили тот факт, что плазменный объем имеет резкую границу, совпадающую с поверхностью Окавы. Однако наполнение ловушки плазмой с помощью разряда не позволяет эффективно греть ионы. Так полученная электрическими зондами температура электронов не превышала 20 эВ, а оценки величины температуры ионов дают значение не более 5 эВ. Эти же измерения подтвердили, что основная энергия при таком способе нагрева выделяется в области прикатодного падения потенциала и идет на нагрев электронов. Было обнаружено наличие электронов с энергией ~200 эВ, т.е. с энергией, равной прикатодному падению потенциала. Это указывало на то, что создание и нагрев плазмы с помощью разряда в таких ловушках не эффективны.

Большое внимание уделялось поиску оптимальной конструкции магнитной системы ловушки. Конструктивное решение – разделение внешнего расталкивателя, расположенного в плоскости $z = 0$, на две части позволило производить инжекцию плазменных сгустков и измерения на любом азимуте в этой плоскости. Действительно, если сравнить конфигурацию магнитного поля ловушки Тримикс 3М и Тримикс 3М (СВЧ), показанных на рис. 1б и г соответственно, то вид-

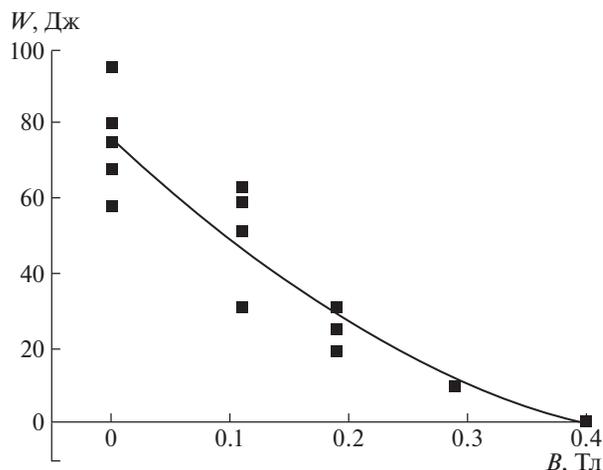


Рис. 9. Зависимость энергии сгустка, прошедшего магнитный барьер от величины магнитного поля в барьере.

но, что в области между миксинами конфигурация магнитного поля изменяется мало. Между двумя катушками внешнего расталкивателя (рис. 1г) можно производить инжекцию плазменных сгустков на любом азимуте. Такую конструкцию внешнего расталкивателя можно применять и для ловушки Квадрополь (рис. 1а) и ловушки Октуполь (рис. 1в). Кроме этого, в такой конструкции ловушки можно одновременно инжектировать сгустки по нескольким азимутам. Это позволяет варьировать величину введенной в ловушку мощности в широком диапазоне.

Исследование процесса прохождения плазменных сгустков через переднюю магнитную корку ловушки показало большую перспективность этого способа создания (наполнения) плазмы внутри ловушки. В результате качественного рассмотрения процесса прохождения плазменных сгустков через поперечный магнитный барьер были получены формулы (3) и (4). Эти формулы свидетельствуют, что при правильном выборе параметров сгустка, он проникает в поперечное магнитное поле и может остановиться внутри барьера. Достоверность полученных зависимостей (3) и (4) была подтверждена прямыми экспериментами (см. рис. 9) и численным моделированием процесса прохождения плазменных сгустков с бесконечной проводимостью через поперечный магнитный барьер [24]. Этот способ наполнения магнитных ловушек плазмой пригоден и для ловушки токамак. Проникновение плазменного сгустка в такую ловушку подтверждено в работе [25]. Кроме этого, инжекция плазменных сгустков может рассматриваться как способ подачи топлива в ловушку и как средство управления процессом синтеза.

Исследование процесса удержания плазмы в ловушке после наполнения ее с помощью инжекции плазменного сгустка дало следующие важные ре-

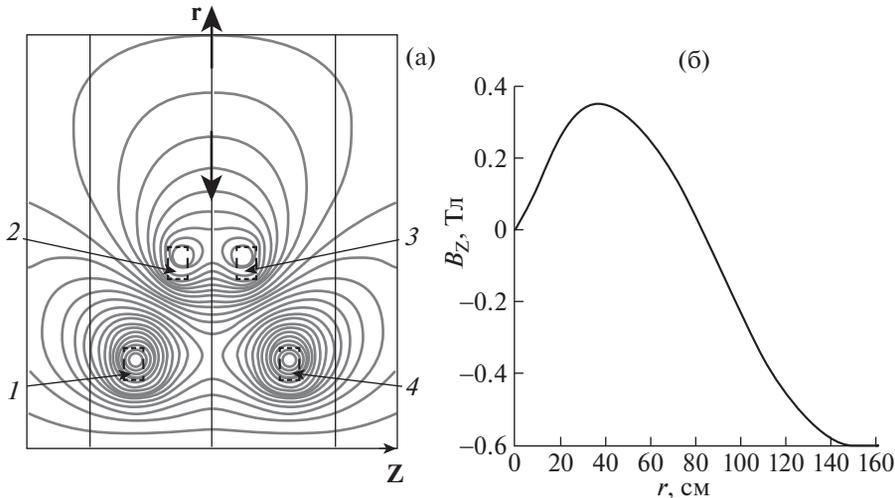


Рис. 10. Конфигурация магнитного поля в левитирующем Квадруполе (а), распределение магнитного поля по линии инжекции сгустка $Z=0$ (б). На рис. а: 1, 4 – миксины, 2, 3 – расталкиватели, стрелка – линия инжекции сгустка.

зультаты. Плазма из сгустка растекается по азимуту и заполняет объем ловушки, который ограничен магнитной поверхностью, объем которой превышает объем, ограниченный поверхностью Окавы. После этого происходит постепенное уменьшение концентрации плазмы. Полученная зависимость времени существования плазмы в ловушке (см. рис. 5) указывает, что характер диффузии плазмы поперек магнитного поля близок классическому.

Экспериментально было показано возникновение в плазме азимутального тока, обусловленного диамагнетизмом плазмы (см. рис. 5). Силы Ампера, возникающие при взаимодействии этого тока с магнитным полем ловушки, удерживают плазму в ловушке. Показано, что в мультипольной магнитной ловушке можно измерить величину диамагнитного тока с помощью пояса Роговского. Эти измерения, как и измерения изменения величины тороидального магнитного потока в токамаке дают возможность определить величину среднего давления плазмы в объеме ловушки. Зная величину давления и концентрацию плазмы, можно определить величину температуры. Следует отметить, что поясом Роговского возможно измерить полный диамагнитный ток в плазме. Однако расчеты на основе уравнения Грэда–Шафранова равновесной конфигурации показывают наличие в ловушке нескольких взаимосвязанных магнитных областей (см. рис. 7). Число этих областей на единицу больше, чем число миксин. Наличие таких областей подтверждено экспериментально зондовыми измерениями (см. рис. 4). Как показывают расчеты, в областях, примыкающих к миксинам, диамагнитный ток течет в направлении, противоположном току в миксинах. Во внешней области, охватывающей все миксины, направление диамагнитного тока совпадает с направлением тока в миксинах. Поэтому при определении давле-

ния по величине измеренного поясом Роговского диамагнитного тока следует использовать формулу (4). Максимальное давление в плазме, рассчитанное по этой формуле – 100 Па (см. рис. 8а). Оценка этого давления по параметрам инжектированного сгустка дает величину ~ 200 Па. Проведенные измерения показали, что достигнута температура ионов ~ 30 эВ, что оказалась в два раза меньше, чем температура, оцененная по параметрам плазменного сгустка. Такое расхождение следует считать удовлетворительным результатом, так как точность измерения параметров сгустка была невысокой ($\sim 50\%$). Проведенные исследования показали, что при температуре ионов ниже 100 эВ процессы удержания плазмы в ловушке соответствуют классическим представлениям.

Опираясь на результаты проведенных исследований, можно определить параметры магнитной системы и параметры плазмы в лабораторной модели мультипольной ловушки с температурой ионов 300 эВ. Основное требование к такой установке – наличие левитирующих катушек. Исследования левитации, которые проводятся в РТУ-МИРЭА с 2009 г. показали, что возможна устойчивая левитация двух магнитных катушек-колец с токами одного направления [26]. Исследования на установках LDX и RT-1 показали, что создание левитирующей несколько суток магнитной катушки из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) вполне реально. Лабораторная модель (левитирующий Квадруполь) может состоять из двух левитирующих катушек 1 и 4 и двух закрепленных катушек 2 и 3 (см. рис. 10а). Параметры левитирующих катушек соответствуют параметрам левитирующей катушки в LDX. Вес катушки – 500 кг, площадь намотки – 340 см^2 , внутренний диаметр – 540 мм. Ток в катушках 1 и 4 – равнялся 1.2 МА. Постоянный ток в катушках 2 и 3 со-

ставлял — 0.3 МА и направлен в противоположную сторону току в катушках 1 и 4. Конфигурация магнитного поля в такой системе показана на рис. 10а. На рис. 10б приведено распределение магнитного поля B по линии инжекции от точки $r = 1.54$ м до $r = 0$. Из этого рисунка видно, что величина барьерного поля равна 0.37 Тл. При таком поле величина магнитного давления равна 5.45×10^4 Па. Этого давления вполне достаточно для удержания плазмы с температурой 300 эВ и концентрацией 10^{19} м⁻³. Плазму с такими параметрами можно получить, с помощью инжекции в ловушку плазменного сгустка. Величина энергии сгустка может быть определена по формуле (4), из которой видно, что при $k = 0.5$, энергия сгустка равна энергии магнитного поля, вытесненной сгустком при его остановке внутри ловушки. Диаметр сгустка нужно взять 0.3 м, чтобы он проходил между расталкивателями 2 и 3 (см. рис. 10а), длину $L_b = 1.54$ м. Определенная по данным рис. 10б величина среднего магнитного поля на указанной длине равна 0.3 Тл. Тогда получается, что для остановки сгустка внутри барьера его энергия не должна превышать 10 кэВ. Так как при термализации сгустка (преобразовании энергии направленного движения частиц сгустка в тепло) температура ионов будет в три раза меньше энергии направленного движения частиц в сгустке, то энергия направленного движения частиц в сгустке не должна быть меньше 1 кВ. Сгустки таких параметров умеют получать в ТРИНИТИ [27]. Проведенные исследования ловушек-Галатей показали возможность создания левитирующего Квадруполя с температурой плазмы выше 300 эВ.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ, проект № 3.5160.2017/БЧ и Российского научного фонда (грант № 16-11-10278).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И., Савельев В.В. // УФН. 1998. Т. 168. С. 1153.
2. Voorhies Y.G., Ohkawa T. // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 1572.
3. Yoshikawa S. // Nuclear Fusion. 1973. V. 13. P. 433.
4. Schultz J.H., Driscoll G., Garner D., Kesner J., Mauel M., Minervini J.V., Smith A., Radovinsky A., Snichler G., Zhukovsky A. // IEEE Trans. Applied Superconductivity. 2001. V. 11. P. 2004.
5. Mauel M., Hasegawa A., Chen L. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 2405.
6. Kesner J., Boxer A.C., Ellsworth J.L., Garnier D.T., Hansen A.K., Karim I., Mauel M.E., Ortiz E.E. // 21st IAEA Fusion Energy Conf. 2006. Prepr. IC/P7-7. 1–8.
7. Yoshikawa Z., Ogawa Y., Morikawa J., Furukawa M., Saitoh H., Hirota M., Hori D., Shiraishi J., Watanabe S., Yano Y. // 21st IAEA Fusion Energy Conf. 2006. Prepr. IC/P7-14. P. 1–8.
8. Garner D.T., Davis M.S., Ellsworth J.L., Kahn J., Kesner J., Mauel M.E., Michael P., Wilson B., Woskov P.P. // 23rd IAEA Fusion Energy Conf. 2010. Prepr. ICC/1-1Ra. P. 1–8.
9. Saitoh H., Yoshida H., Morikawa J., Yano Y., Mizushima T., Ogawa Y., Furukawa M., Harima K., Kawazura Y., Tadashi K., Emoto S., Kobayashi M., Sugiura T., Vogel G. // 23rd IAEA Fusion Energy Conference. 2010. Prepr. EXC/9-14Rb. P. 1–8.
10. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Козинцева М.В., Липатов А.С., Васильев В.И., Струнников В.М. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 195.
11. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Козинцева М.В., Липатов А.С. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 65.
12. Морозов А.И., Бугрова А.И., Липатов А.С., Харчевников В.К., Козинцева М.В. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 88.
13. Морозов А.И., Бугрова А.И., Липатов А.С., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 48.
14. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Невровский В.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. С. 57.
15. Морозов А.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 57.
16. Кирдяшев К.П., Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 31.
17. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Баранов С.В., Васильев В.И., Струнников В.М. // Международный симпозиум по радиационной плазмодинамике, 4: сб. науч. тр. / МГТУ им. Н.Э. Баумана, НИИ Энергетического машиностроения МГТУ им. Н.Э. Баумана, РАН. М., 2003. С. 4.
18. Бишаев А.М., Бугрова А.И., Сигов А.С., Морозов А.И., Козинцева М.В., Липатов А.С., Харчевников В.К., Десятков А.В., Бугров Г.Э., Пушкин А.А., Морозов А.И. // Патент РФ № 2430493, опубликовано 27.09.2011. Бюл. № 27.
19. Бишаев А.М., Бугрова А.И., Козинцева М.В., Липатов А.С., Сигов А.С., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. С. 91.
20. Бишаев А.М., Бугров Г.Э., Десятков А.В., Козинцева М.В., Огарков П.В., Сазонов П.Г., Гавриков М.Б., Савельев В.В. // Вестник МГТУ МИРЭА. 2015. № 2 (7). С. 101.
21. Стрелков В.С. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке. М.: МИФИ, 2004.
22. Gavrikov M.V., Savelyev V.V. // J. Mathem. Sci. 2009. V. 163. P. 1.
23. Андрюхина Э.Д., Шнигель И.С. // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1242.
24. Бишаев А.М., Гавриков М.Б., Козинцева М.В., Савельев В.В. // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 22.
25. Абрамова К.Б., Воронин А.В., Гусев В.К., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Чернышов Ф.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 1.
26. Бишаев А.М., Буш А.А., Гавриков М.Б., Денисюк А.И., Каменцев К.Е., Козинцева М.В., Савельев В.В., Сигов А.С. // ЖТФ. 2014. Т. 86. С. 155.
27. Позняк И.М., Архипов И.Н., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д. А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. С. 70.