

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Контроль радиального электрического поля в цилиндрическом плазменном столбе с аксиальным магнитным полем

Г.Д. Лизякин, А.В. Гавриков, С.Д. Кузьмичёв, В.П. Смирнов, Р.А. Усманов

*В обзоре рассматривается современное состояние исследований, посвящённых проблеме создания и управления радиальным электрическим полем в замагниченной плазме в цилиндрической геометрии. Подобные системы широко распространены во многих приложениях физики плазмы, начиная от задач термоядерного синтеза и плазменной сепарации веществ и заканчивая созданием плазменных двигателей. Анализируются преимущественно экспериментальные работы, акцент делается на параметрах установок и условиях проводимых экспериментов, позволяющих генерировать контролируемое распределение электрического потенциала. Рассмотренные данные различных научных групп сведены в таблицы, позволяющие прогнозировать ожидаемую величину воспроизводимого потенциала в конкретных экспериментальных условиях.*

**Ключевые слова:** электрическое смещение электродов, контроль электрического потенциала, перпендикулярное электрическое поле, электрическое поле в плазме, замагниченная плазма, плазменная масс-сепарация, открытые ловушки, разряд Пеннинга

PACS numbers: 52.25.Xz, 52.55. –s, 52.80.Sm

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039622>

## Содержание

1. Введение (495).
  2. Общая схема осесимметричных плазменных систем со скрещенными  $E \times B$  полями и их особенности (497).
  3. Генерация радиального электрического поля в самостоятельных разрядах (497).
    - 3.1. Разряд Пеннинга. 3.2. Открытые ловушки на основе самостоятельного разряда.
  4. Генерация радиального электрического поля торцевыми электродами в присутствии дополнительного источника ионизации (504).
    - 4.1. Влияние градиента угловой скорости вращения на неустойчивости в плазме. 4.2. Открытые ионные ловушки с дополнительным источником ионизации. 4.3. Q<sub>T</sub>-Upgrade машина. 4.4. Плазменная масс-сепарация.
  5. Заключение (516).
- Список литературы (517).

## 1. Введение

В последние два десятилетия возобновился интерес к разделению заряженных частиц по массам с помощью

плазменных методов [1, 2]. Их применение оказывается актуальным сразу в нескольких областях, среди них: переработка отработавшего ядерного топлива [3–9], рециклинг редкоземельных элементов [10], разделение изотопов [11–13] и переработка ядерных отходов [14]. Отличительной особенностью плазменных методов от электромагнитного разделения в вакууме является то, что сепарируемый поток движется в условиях скомпенсированного объёмного заряда. В таком случае появляется возможность существенно увеличить производительность и, следовательно, снизить энергетические затраты.

Среди множества предложенных схем [1, 2] есть такие [4, 9, 15–17], в которых от распределения электрического поля в установке ключевым образом зависят траектории разделяемых частиц и эффективность процесса в целом. Данное обстоятельство заставляет обратить внимание сразу на несколько вопросов: возможно ли управлять электрическим потенциалом в плазме? В каком диапазоне и при каких параметрах такое управление возможно? Какова предельная точность установки заданного профиля электрического потенциала? Эти вопросы актуальны не только в контексте плазменных методов разделения вещества по массам, но и в таких областях, как: открытые системы для термоядерного синтеза, электрореактивные двигатели, источники плазмы и т.д.

Вопрос о возможности создания внутри плазменного объёма стационарного распределения электрического потенциала требует некоторых пояснений. Хорошо известно, что при погружении в квазинейтральную плазму электрода с потенциалом, отличающимся от потенциала пространства, вблизи электрода образуется слой объёмного

Г.Д. Лизякин<sup>(а)</sup>, А.В. Гавриков<sup>(б)</sup>, С.Д. Кузьмичёв<sup>(с)</sup>,  
В.П. Смирнов<sup>(д)</sup>, Р.А. Усманов<sup>(е)</sup>  
Объединённый институт высоких температур РАН,  
ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(а)</sup> glizyakin@gmail.com, <sup>(б)</sup> gavrikov@ihed.ras.ru,  
<sup>(с)</sup> sdkuzmichev@gmail.com, <sup>(д)</sup> vpsmirnov@rosatom.ru,  
<sup>(е)</sup> usmanov.r@ihed.ras.ru

Статья поступила 23 мая 2023 г.,  
после доработки 5 декабря 2023 г.

заряда, который будет экранировать основной объём квазинейтральной плазмы от потенциала электрода [18, 19]. Вообще говоря, структура слоя объёмного заряда может быть достаточно сложной [20], однако существование эффекта экранировки интуитивно подсказывает, что для создания в плазме стационарных электрических полей нужно создать специальные условия. Одним из таких существенных условий является помещение плазмы во внешнее стационарное магнитное поле, где появляется анизотропия движения заряженных частиц.

В случае замагниченности электронов их подвижность вдоль линий магнитного поля много больше, чем в поперечном направлении. В результате, за счёт высокой проводимости, потенциал плазмы вдоль линий магнитного поля изменяется незначительно, и они становятся практически эквипотенциальными [21]. В то же время транспорт электронов поперёк магнитного поля ограничен, и если к двум электродам, через которые проходят разные магнитные силовые линии, приложить электрическое напряжение, то между этими линиями возникнет разность потенциалов. Она будет существовать не только в приэлектродных слоях, но и во всём объёме плазмы, пронизанной магнитным полем. Таким образом формируется система скрещенных стационарных электрического и магнитного полей.

Как показывают эксперименты, изложенное выше рассмотрение является сильно идеализированным. В действительности, например, для управления радиальным распределением электрического потенциала в плазме в цилиндрически симметричной геометрии необходимо учитывать множество других параметров системы (расположение, геометрия и материал электродов, давление буферного газа и т.д.), не ограничиваясь фактором замагниченности электронов. В настоящем обзоре рассматриваются примеры экспериментально установленного влияния различных параметров системы на особенности создания электрического поля в замагниченной плазме.

В конфигурации скрещенных электрических  $\mathbf{E}$  и магнитных  $\mathbf{B}$  полей заряженные частицы дрейфуют в направлении  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Мы ограничимся лишь рассмотрением систем, имеющих цилиндрическую симметрию, в которых реализуется замкнутый дрейф частиц. Весь класс устройств, использующих конфигурацию скрещенных полей, можно разделить на те устройства, где плазма создаётся только благодаря приложенному к электродам напряжению, и устройства, где плазма создаётся за счёт дополнительных источников ионизации, а электроды лишь изменяют потенциал плазмы. Принципиальное отличие этих классов устройств состоит в том, что последние, по-видимому, обладают большими перспективами с точки зрения возможности одновременного независимого управления такими параметрами плазмы, как концентрация, температура и пространственное распределение электрического поля.

К первому типу устройств относятся [22], например, отражательный разряд, плоский магнетрон, цилиндрический магнетрон, двигатели Холла, некоторые типы плазменных центрифуг и др. Второй тип устройств сложнее охарактеризовать конкретным типом разряда. Это устройства различного назначения, как правило, они имеют цилиндрическую вакуумную камеру и продольное магнитное поле. Они применяются, например, для исследований в области масс-сепарации и магнитного удержания плазмы.

Изначально исследование таких устройств сводилось к измерению вольт-амперных характеристик как функции магнитного поля и давления газа. Однако уже в 1970 г. стало понятно [23], что знания интегральных характеристик недостаточно для описания разряда. Возникла необходимость в измерениях пространственного распределений полей и частиц, распределения скоростей частиц и их влияния на возбуждение плазменных неустойчивостей. На практике такие измерения весьма затруднительны. Частично получить необходимую информацию удаётся, привлекая компьютерное моделирование. Популярным методом для моделирования плазменных устройств в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях является метод частиц в ячейке (Particle-in-cell — PIC). На сегодняшний день вычислительные программы используют до тысячи ядер [24] и позволяют производить расчёт плазменных объектов с характерными размерами в  $10^{-2}$  м с концентрацией частиц порядка  $10^{17}$  м<sup>-3</sup>, однако по большей части лишь в двумерной геометрии [25]. Для ускорения расчётов используют гирокинетическое приближение [26] и различные гибридные модели [27], а также правила масштабирования [28, 29]. В последние несколько лет совместными усилиями нескольких лабораторий удалось рассчитать одинаковую систему, используя семь независимых программ, и, тем самым, создать "эталонный" пример (бэнчмарк) [24, 30] в этой области исследований.

Несмотря на последние успехи, моделирование позволяет прояснить далеко не все вопросы физики вращающейся плазмы, а расчёты даже для достаточно простых геометрий оказываются крайне ресурсозатратными. Исследование систем в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях осложняется возникновением неустойчивостей [31] и явлением аномального транспорта электронов поперёк магнитного поля [32–34]. Корректное же моделирование сложных систем увеличенных размеров в целом ряде случаев начинает быть сопоставимо по сложности с проведением реальных экспериментов. В результате исследователи часто прибегают к редуцированию моделей с целью выявления доминирующих механизмов [35]. Также существуют упрощённые модели, с помощью которых удаётся объяснять экспериментальные результаты на качественном уровне [36, 37].

Таким образом, на сегодняшний день для описания и предсказания плазменных процессов, существующих в крупных установках, необходимо использовать и развивать опыт, полученный как в результате теоретических, расчётно-теоретических, так и экспериментальных исследований. Цель настоящей работы — суммировать накопленный экспериментальный опыт в области создания радиального электрического поля в плазменных системах с аксиальным магнитным полем. Акцент делается на постановке эксперимента и основных результатах, связанных с созданием контролируемого радиального распределения электрического потенциала в объёме плазмы. Отметим, что обзор сфокусирован прежде всего на достигнутых результатах и оставляет немного в стороне всестороннее обсуждение сложной физической природы процессов, возникающих в каждом конкретном случае. Для более полного погружения в эти вопросы заинтересованным читателям могут быть рекомендованы, например, обзоры [25, 38, 39].

В начале обзора рассмотрены общие особенности плазменных систем в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях, описана типичная геометрия экспериментальных установок и

перечислены параметры, определяющие генерируемое электрическое поле в плазменном объёме. Далее рассмотрены работы, посвящённые генерации радиального электрического поля в самостоятельных разрядах типа Пеннинга, исследуемых как сами по себе, так и в качестве метода удержания плазмы в открытых ловушках. Затем рассмотрены плазменные системы в скрещенных  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях с дополнительными (помимо электродов, задающих электрический потенциал) ионизаторами разного типа. Такими ионизаторами могут являться разогретые поверхности (Q-машины), микроволновые источники и высокочастотные разряды, а также эмиттеры заряженных частиц, представленные как эмиттерами термоэлектронов, так и эмиттерами плазменных пучков. Эти системы получили широкое распространение в тех же самых задачах удержания плазмы, а также в задачах плазменной сепарации веществ, они достаточно подробно рассмотрены в настоящем обзоре. Основные полученные в рассмотренных работах экспериментальные данные собраны в таблицы, которые позволяют, ориентируясь на параметры опытов, прогнозировать, какие же электрические поля и амплитуды электрического потенциала принципиально возможно воспроизводить в конкретных условиях.

## 2. Общая схема осесимметричных плазменных систем со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полями и их особенности

Большинство экспериментальных установок, рассматриваемых в данном обзоре, имеют геометрию цилиндрического типа и симметричны относительно оси системы. На рисунке 1 представлена общая схема таких осесимметричных плазменных систем со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полями.

Установка обычно представляет собой цилиндрическую вакуумную камеру, которая в большинстве случаев заземлена. Вокруг камеры находятся магнитные катушки, создающие магнитное поле вдоль оси величиной  $0,004 - 1$  Тл. Камера заполняется рабочим газом до давления  $0,001 - 1$  Па. На торцах камеры располагается круговой электрод или система кольцевых электродов, находящиеся в ходе эксперимента под фиксированными электрическими потенциалами от  $0,01$  до  $330$  кВ. Знак потенциала относительно нуля может быть разным в зависимости от того, создаётся ли потенциальная "яма" или "горка" в центральной части камеры. Плазму иницирует либо приложение напряжения на торцевые электроды, либо какой-то дополнительный источник. Электроны плазмы обычно замагничены, т.е. длина их свободного пробега сильно превышает ларморовский радиус. Ионы плазмы в зависимости от условий могут быть как замагничены, так и нет.

Присутствие магнитного поля в плазме вносит анизотропию в подвижность заряженных частиц, а, следовательно, и в её проводимость. Вдоль магнитных линий подвижность основных переносчиков тока — электронов становится значительно выше, чем в поперечном направлении. Ограниченность тока поперёк магнитного поля приводит к накоплению объёмного заряда на оси системы и формированию градиента электрического потенциала. Таким образом, возникает радиальное электрическое поле, в том числе и вдали от торцевых электродов. Тогда становится возможным говорить о том, что электрический потенциал торцевых электродов воспроизво-

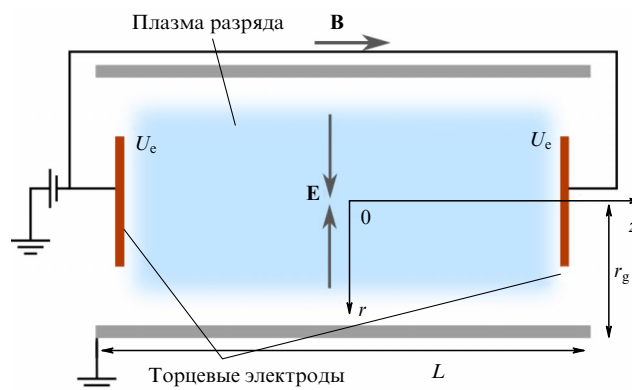


Рис. 1. Общая схема осесимметричных плазменных систем со скрещенными  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полями.

дится на некотором удалении от них. Однако потенциал электрода из-за катодного падения отличается от величины потенциала, воспроизводимого в объёме плазмы.

В скрещенных электрическом и магнитном полях заряженные частицы плазмы подвержены дрейфу в направлении  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  и в случае возникновения радиального электрического поля плазма как целое вращается в азимутальном направлении с локальной угловой скоростью  $\omega(r) = E(r)/rB$  [СИ]. Если  $E(r)$  изменяется нелинейно, то возникает градиент угловой скорости, который приводит к возникновению неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и играет важную роль при описании неустойчивостей вращающейся плазмы [40].

С экспериментальной точки зрения существенно направление создаваемого во вращающейся плазме радиального электрического поля. При положительном радиальном электрическом поле, т.е. направленном от оси симметрии цилиндрической системы, центральный торцевой электрод находится под положительным потенциалом относительно внешней цилиндрической поверхности. И наоборот, при отрицательном радиальном электрическом поле, т.е. направленном к оси, центральный электрод находится под отрицательным потенциалом относительно внешней цилиндрической поверхности. Важное отличие этих двух случаев друг от друга связано с тем, что плотность ионного тока, как правило, значительно меньше электронного, а площадь торцевых электродов в экспериментальных установках значительно меньше площади внешней цилиндрической поверхности. Последнее означает, что ток разряда между электродами в случае генерации отрицательного потенциала на оси системы может быть заметно меньше, чем в случае положительного.

## 3. Генерация радиального электрического поля в самостоятельных разрядах

Начнём рассмотрение экспериментальных работ с систем, в которых плазма создаётся благодаря поддержанию постоянного напряжения на электродах в отсутствие дополнительных источников ионизации. Первый обзор таких устройств был сделан ещё в 1971 г. [41]. Позднее, уже в XXI веке, появились обзоры [22, 25]. Последние два обзора не ограничиваются лишь рассмотрением самостоятельных разрядов. Они охватывают широкий класс проблем, однако вопрос о распределении потенциала в плазменном объёме в них практически не затрагивается.

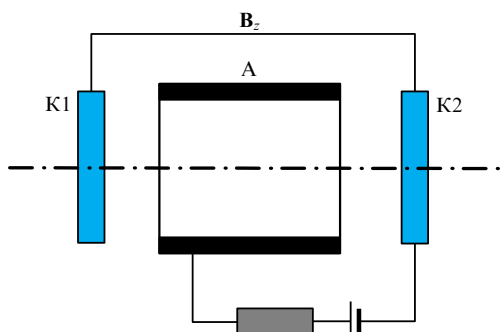


Рис. 2. Схема отражательного разряда (А — анод, К1 и К2 — катоды).

### 3.1. Разряд Пеннинга

Классической конфигурацией скрещенных  $E \times B$  полей является разряд Пеннинга, он же отражательный разряд [23]. Типичная схема разряда имеет цилиндрическую симметрию, представленную на рис. 2.

Продольное магнитное поле ограничивает транспорт электронов в поперечном направлении. Они осциллируют между катодами и совершают большое количество актов ионизации. Такой разряд может существовать при достаточно низких давлениях, вплоть до  $10^{-10}$  Па [42]. В зависимости от давления газа и величины магнитного поля в разряде реализуются несколько режимов, отличающихся распределением потенциала плазмы в объеме.

Впервые классификация режимов была представлена в работе [43]. В ней исследовались режимы разряда Пеннинга низкого давления. Были получены характеристики режимов в зависимости от величины аксиального магнитного поля и давления газа. В качестве электродов использовались: цилиндрический анод (внутренний диаметр  $2 \times 10^{-2}$  м) из нержавеющей стали и два одинаковых торцевых плоских молибденовых катода в форме круга (расстояние между катодами  $4 \times 10^{-2}$  м). Потенциал анода изменялся от 250 до 4000 В. Катоды были заземлены. Величина магнитного поля варьировалась от 0,03 до 0,43 Тл. Плазмообразующим газом являлся аргон при давлении от  $4 \times 10^{-6}$  до  $10^{-2}$  Па.

На рисунке 3 схематично показаны расположения режимов разряда в координатах ( $B$  — магнитное поле,  $n$  — концентрация газа), а также распределение электрического потенциала в камере вдоль линии от центра катода до центра разрядной камеры и далее радиально до анода. Распределение потенциала в вакууме приведено на рис. 3в.

Абсолютные значения границ режимов варьируются в широком диапазоне и сильно зависят от геометрии разряда. При низком давлении и малых магнитных по-

лях разряд не зажигается (рис. 3б, область N). С увеличением магнитного поля при низких давлениях разрядный промежуток пробивается и загорается самостоятельный разряд. При этом реализуются два режима в зависимости от величины магнитного поля. В слабом магнитном поле объемный заряд ещё мал (область Т), потенциал в центре ячейки близок к потенциалу анода  $V_a$ . При повышении магнитного поля происходит плавный переход в область, называемую Low Magnetic Field (LMF). Профиль потенциала сильно изменяется отрицательным объемным зарядом, который распространяется по всему объёму разрядной ячейки (рис. 3в). Такой объемный заряд формируется электронами, поскольку их транспорт ограничен в поперечном направлении. Ионы, появившиеся в разряде, свободно двигаются на катоды. При дальнейшем увеличении магнитного поля потенциал на оси опускается вплоть до потенциала катода (рис. 3в). В данном режиме, называемом High Magnetic Field (HMF), весь потенциал падает в радиальном направлении, а вдоль оси электрическое поле отсутствует. При повышении давления разряд переходит сначала в промежуточный режим — Transition Mode (ТМ) (рис. 3г), а затем в режим высокого давления — High Pressure (HP). В указанных режимах разряд может существовать только при наличии катодного падения потенциала, поэтому потенциал на оси с ростом давления приближается к потенциалу анода (рис. 3г). Максимальное значение напряжённости радиального электрического поля составляет  $200 - 300 \text{ кВ м}^{-1}$ .

Систематические экспериментальные исследования потенциала плазмы на оси разряда представлены в работах [44–46], а теоретические — в работе [47]. Кроме того, в работе [48] к разряду Пеннинга применялась теоретическая модель, разработанная в [36].

В статье [46] приводятся данные результатов экспериментов с разрядом Пеннинга, геометрия которого описана в [49]. В диапазоне давлений от  $10^{-2}$  до 1 Па обнаружено пять режимов разряда, отличающихся током, определяющих зависимость потенциала в центре разряда от давления. Потенциал плазмы определялся на основе анализа энергетического спектра ионов с помощью масс-спектрометра высокого разрешения [50].

Для количественного описания различия между потенциалом анода  $V_a$  и потенциалом в центре разряда  $V_0$  используется величина "снижение потенциала" ("potential depression"), отражающая различие этих потенциалов в процентах относительного катод-анодной разности потенциалов:

$$\Delta = \frac{V_a - V_0}{V_a - V_c} \times 100 \%,$$

где  $V_c$  — потенциал катода.

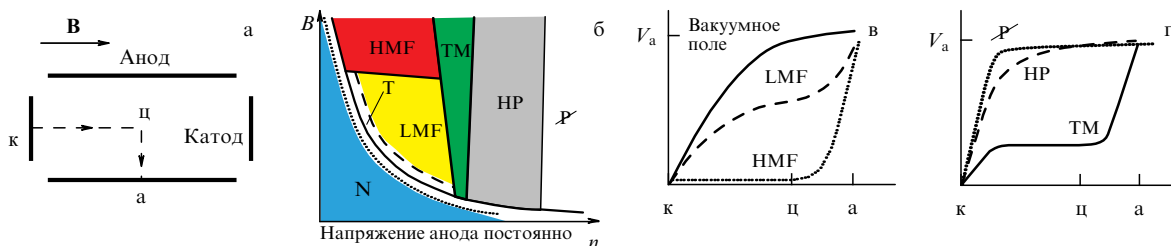


Рис. 3. Направление измерения потенциала в разряде Пеннинга (а), диаграмма режимов разряда Пеннинга (б), распределение потенциала (в, г) плазмы по пути  $k \rightarrow c \rightarrow a$  (катод  $\rightarrow$  центр  $\rightarrow$  анод) [43].

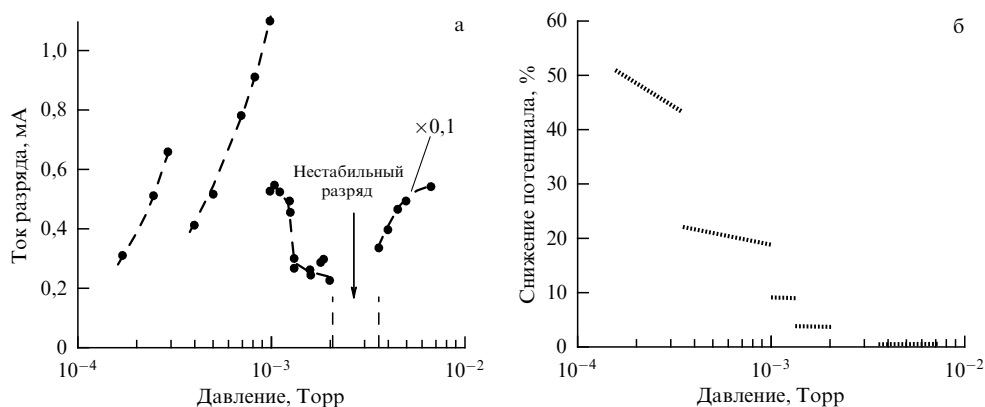


Рис. 4. Зависимость тока разряда (а) и падения потенциала (б) поперёк магнитного поля от давления газа при постоянном напряжении 2 кВ и магнитном поле 0,15 Тл [46].

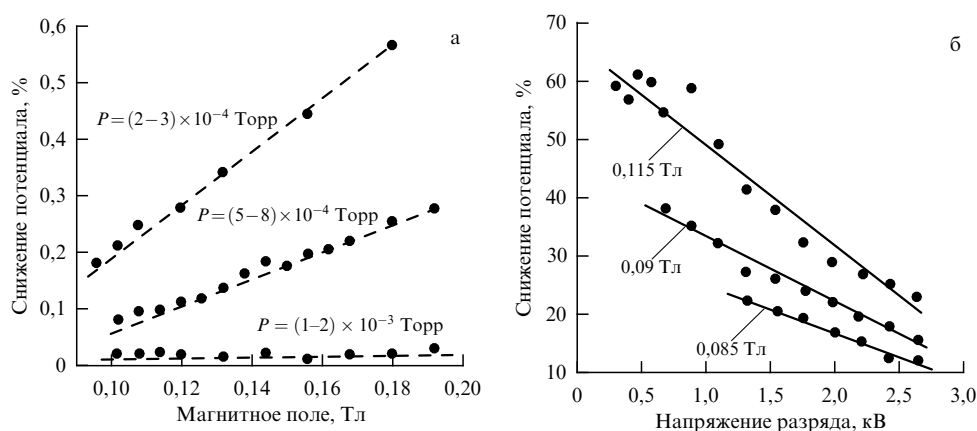


Рис. 5. Зависимость падения потенциала поперёк магнитного поля от давления при постоянном напряжении 1,75 кВ (а) и от разрядного напряжения при постоянном магнитном поле (б) [46].

На рисунках 4 и 5 приведены зависимости "снижения потенциала" от величины магнитного поля, давления, напряжения разряда для разных режимов. Из рисунка 4 видно, что "снижение потенциала" уменьшается с ростом давления (при постоянном напряжении разряда 2 кВ и магнитном поле 0,15 Тл). К важному результату следует отнести и тот факт, что в диапазоне давлений 0,3–0,4 Па стабильный разряд не был получен.

Из рисунков 5а, б видно, что в процентном соотношении воспроизведение потенциала катода в центре разряда улучшается с ростом магнитного поля (при постоянном напряжении разряда) и ухудшается с ростом напряжения разряда (при постоянном магнитном поле). Это объясняется тем, что рост величины магнитного поля затрудняет транспорт электронов в поперечном магнитному полю направлении, а последнее ведёт к увеличению отрицательного пространственного заряда в приосевой области. Увеличение напряжения разряда ведёт к росту потока электронов на стенки камеры и уменьшению пространственного заряда.

В работе [44] исследовался потенциал на оси разряда с термокатодом в зависимости от магнитного поля и диаметра анода. Здесь потенциал плазмы измерялся эмиссионным зондом. Разрядное напряжение поддерживалось на уровне 280 В, ток разряда 80 мА и давление водорода 0,665 Па. На рисунке 6а представлены результаты измерений. Из них видно, что с ростом магнитного поля (току в 1 А соответствует магнитное поле 0,05 Тл) потенциал плазмы увеличивается, однако не одинаково для

разных значений диаметра анода. На рисунке 6б представлена зависимость потенциала от диаметра анода при магнитном поле 0,15 Тл.

В работе [45] исследовалось распределение потенциала в разряде Пеннинга в гелии. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 7.

Важной особенностью являлось то, что в этих экспериментах диаметр катода был значительно меньше диаметра цилиндрического анода, в то время как в большинстве встречающихся случаев они сопоставимы. Результаты экспериментов не только дополнили понимание степени влияния на потенциал плазмы таких факторов, как величина магнитного поля, напряжение разряда, давление буферного газа, но и указали на важность материала и геометрических параметров электродов (форма, расположение).

На рисунке 8а представлены профили плавающего потенциала в зависимости от величины магнитного поля [45]. Рисунок показывает, что увеличение магнитного поля приводит не только к изменению минимума потенциала, но и к стягиванию в центр камеры области ненулевого электрического поля. На рисунке 8б представлены зависимости тока разряда и плавающего потенциала  $V_p$  на оси от разрядного напряжения. Видно, что, изменяя напряжение на электродах, можно увеличить потенциал плазмы, но только до определённого предела. В работе [45] было показано, что существует предельное значение, выше которого потенциал плазмы перестаёт реагировать на изменение напряжения и разряд оказывается в области

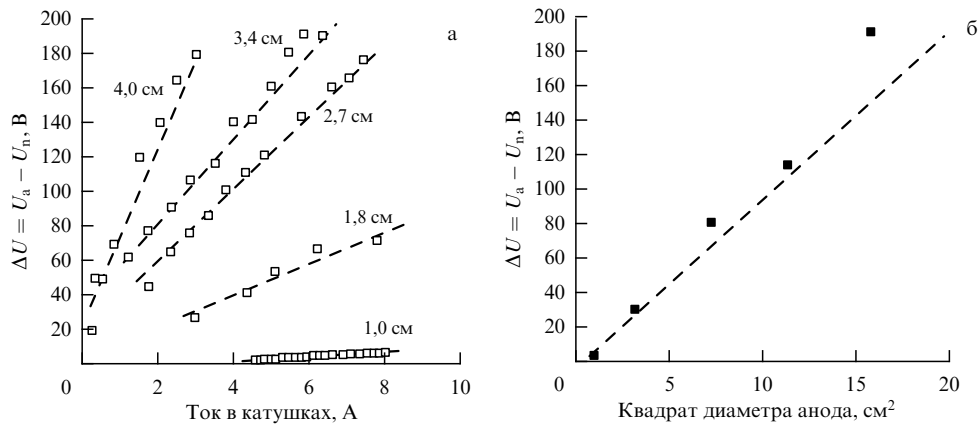


Рис. 6. Зависимость потенциала на оси разряда от магнитного поля (а) и квадрата диаметра анода (при магнитном поле 1,5 кГс) (б) [44].

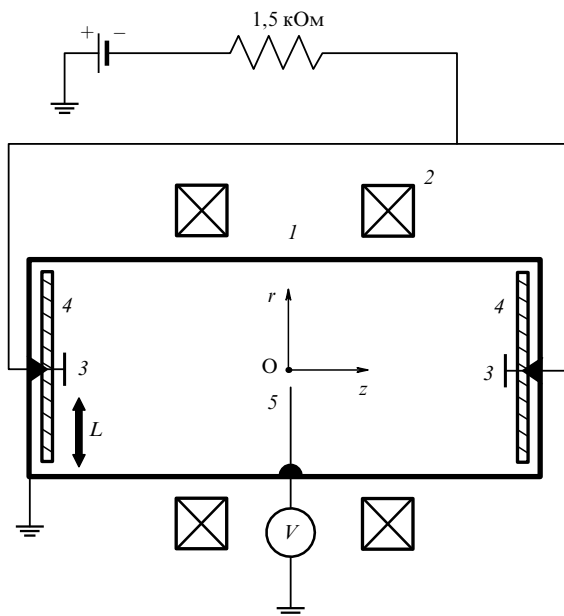


Рис. 7. Схема экспериментальной установки из работы [45]. 1 — анод, 2 — катушки Гельмгольца, 3 — катоды, 4 — диэлектрические пластины, 5 — подвижный зонд,  $L$  — кратчайшее расстояние между анодом и катодом,  $O$  — центр камеры. (Рисунок воспроизведён из [45] с разрешения AIP Publishing.)

насыщения. В этой области с увеличением напряжения растёт лишь катодное падение потенциала. Аналогичный результат демонстрирует и рис. 5б, если его перестроить для абсолютного значения потенциала плазмы. Величина потенциала насыщения зависит от магнитного поля.

Ещё одним важным фактором, влияющим на распределение потенциала в плазменном объёме с замагниченными электронами, является геометрия электродов. Исследования данного вопроса также представлены в [45], где была рассмотрена асимметричная конфигурация электродов (когда катод сдвинут на 0,11 м от оси симметрии цилиндрического анода), а также конфигурация с использованием нескольких concentric катодов. Радиальные распределения потенциалов в плазменном объёме для указанных случаев представлены на рис. 9. Из рисунка видно, что в случае сдвинутого катода экстремум потенциала также сдвигается. Вместе с тем уменьшается абсолютная величина экстремума до того же значения, которое было в этой координате в осесимметричном случае. Приведённые данные указывают на ключевое влияние расстояния от анода до катода в поперечном к магнитному полю направлении на значение максимума потенциала. Аналогичная ситуация имеет место при симметричном изменении такого расстояния с помощью кольцевых электродов (рис. 9б). Использование же одновременно двух вложенных друг в друга кольцевых электродов, т.е. подача на них одинакового потенциала 1 кВ (давление

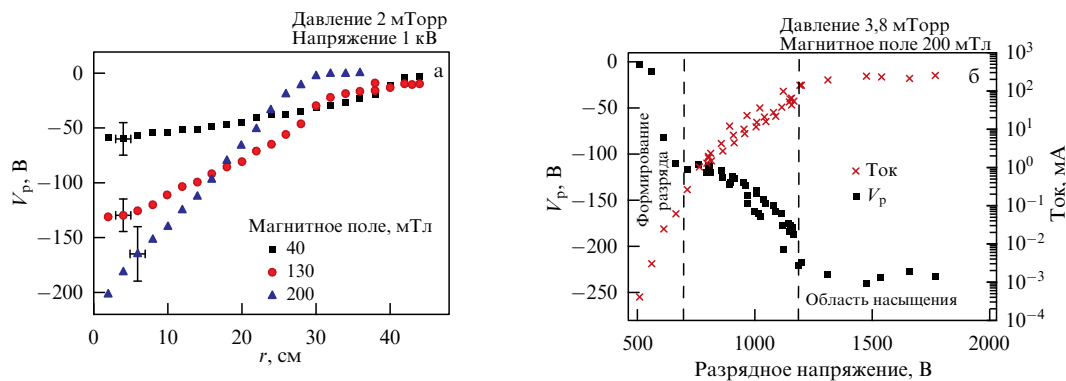


Рис. 8. Плавающий потенциал в разряде Пеннинга в гелии, радиальные профили плавающего потенциала в центре камеры для разных величин магнитного поля (а), зависимость величины плавающего потенциала плазмы в центре камеры и тока разряда от напряжения разряда (б). (Рисунок воспроизведён из [45] с разрешения AIP Publishing.)

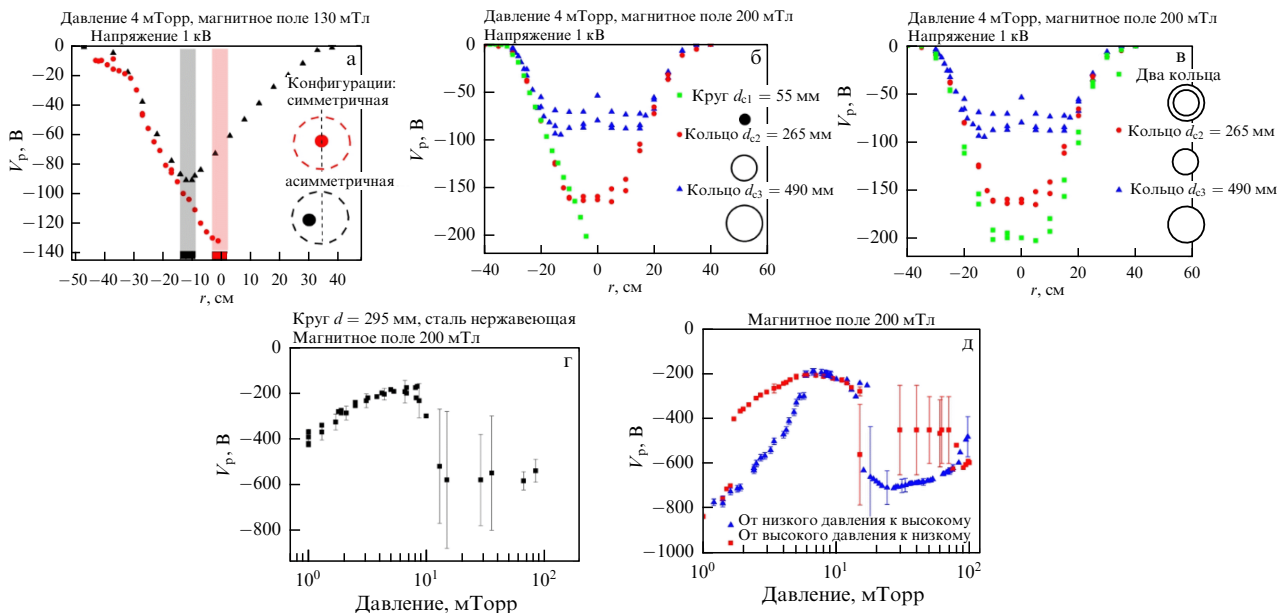


Рис. 9. Влияние расположения (а) геометрии (б, в) и материала электродов (г, д) на потенциал в объёме плазмы. (Рисунок воспроизведён из [45] с разрешения AIP Publishing.)

0,5 Па, магнитное поле 0,21 Тл), приводит к увеличению потенциала плазмы на оси разряда по сравнению с потенциалом, приобретаемым плазмой разряда при использовании только одного из электродов (рис. 9в).

Другим важным аспектом является материал электродов. На рисунках 9г, д представлены зависимости потенциала плазмы на оси разряда при изменении давления газа для электродов, сделанных из нержавеющей стали и алюминия соответственно. По этим рисункам видно, что алюминиевые катоды позволили получить при тех же условиях более высокое абсолютное значение потенциала в объёме плазмы. Кроме того, наблюдается гистерезис при изменении давления газа (рис. 9д). Максимальное значение напряжённости радиального электрического поля составляет 0,5–1 кВ м<sup>-1</sup>.

### 3.2. Открытые ловушки на основе самостоятельного разряда

Отдельным рядом стоят работы, выполнявшиеся на открытых ловушках. Среди них есть как системы, в которых плазма создаётся исключительно за счёт торцевых электродов (самостоятельный разряд) [51–55], так и те, где имеется дополнительный источник ионизации [56–59]. В этом разделе мы осветим первую группу. Вторая группа будет рассмотрена далее.

По своей сути открытая ловушка — тот же разряд Пеннинга, однако имеется ряд особенностей. Во-первых, это импульсные разряды. Во-вторых, магнитное поле, как правило, неоднородно и имеет пробочную геометрию. В-третьих, напряжения на электродах в таких устройствах составляют десятки киловольт. В-четвёртых, на торцах располагается не один электрод с фиксированным потенциалом, а целая сборка концентрических электродов, потенциал на каждом из которых может поддерживаться независимо.

Мотивацией к таким исследованиям прежде всего было то обстоятельство, что присутствие радиального электрического поля в такой системе могло подавить желобковую неустойчивость и снизить радиальные потери

разогреваемой плазмы [60]. Уравнение желобковых колебаний в присутствии радиального электрического поля было получено в работе М. Розенблюта и А. Саймона [61], а первые эксперименты были проведены на установке "Огра-1" (Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, СССР) [62].

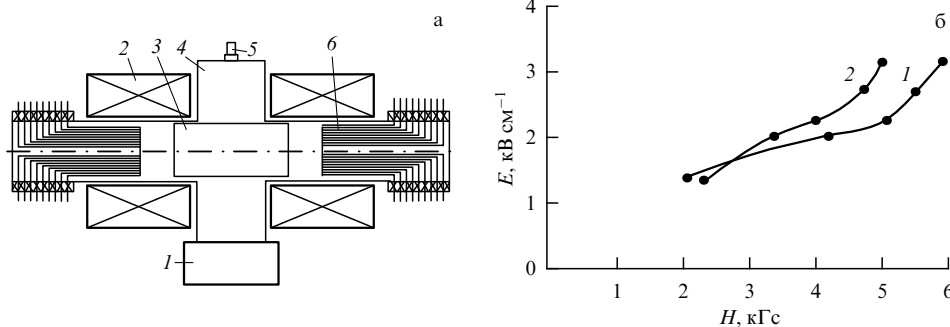
В работе [55] рассматривается установка ПСП-1 (Институт ядерной физики СО АН СССР) (рис. 10а). На торцевые электроды подаётся напряжение 10–15 кВ, магнитное поле 0,5 Тл, напускается газ (дейтерий) и загорается разряд типа Пеннинга. Характерная концентрация электронов в разряде  $n_e = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , напряжённость электрического поля в центральной плоскости 30–100 кВ м<sup>-1</sup>, время жизни разряда порядка 5 мс, а скорость вращения плазмы порядка  $(1–1,5) \times 10^5 \text{ м с}^{-1}$ .

Авторами показано, что при фиксированном давлении газа существует допустимое соотношение между напряжённостью электрического поля  $E$  у поверхности торцевого электрода и величиной магнитного поля  $B$ , при которых разряд стабилен. На рисунке 10б представлена зависимость  $E$  от  $B$ , где ниже обозначенных кривых плазма является устойчивой.

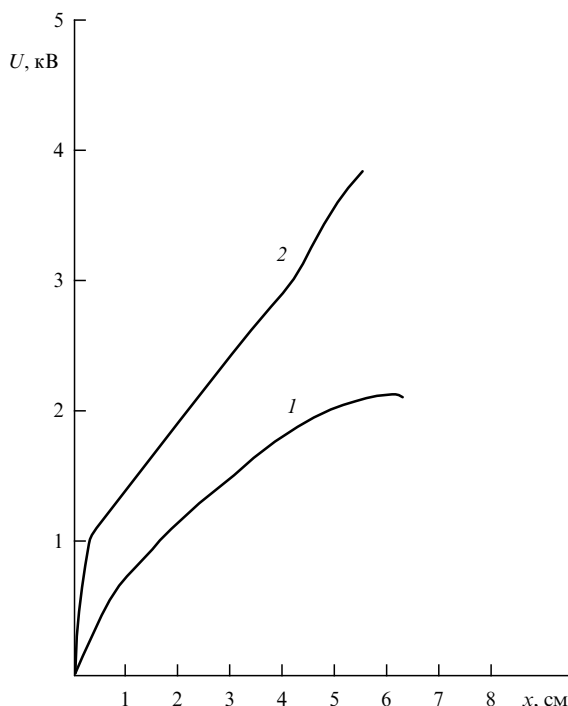
В контрольном опыте торцевые электроды снимались, и потенциал для зажигания разряда подавался на металлический стержень диаметром  $1,5 \times 10^{-2} \text{ м}$ , расположенный на оси разрядной камеры. В этом случае стабилизации разряда не было.

Авторы со ссылкой на работу [61] утверждают, что расстояние между соседними концентрическими торцевыми электродами должно быть меньше ларморовского радиуса ионов, чтобы они создавали в плазме принудительное распределение потенциала. Кроме того, отмечается, что в этих экспериментах на эффект стабилизации разряда не влияет вид радиального распределения потенциала на торцах, однако важным оказывается контакт плазмы с проводящими торцами (важность такого контакта также отмечалась в работах [63–65]).

Эксперименты на ПСП-1 показали, что напряжённость электрического поля в центральной плоскости намного



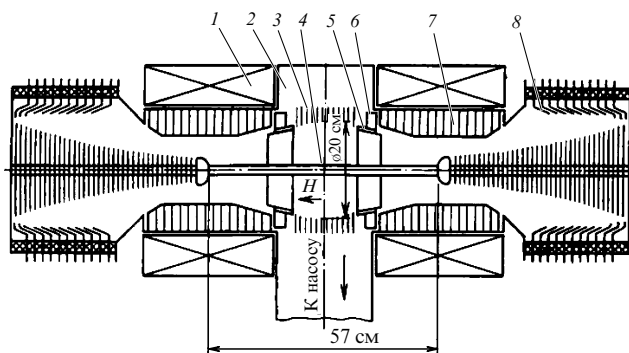
**Рис. 10.** (а) Схема установки ПСП-1: 1 — вакуумный насос, 2 — катушки магнитного поля, 3 — лайнер, 4 — вакуумная камера, 5 — импульсный клапан, 6 — торцевые электроды. (б) Зависимость напряжённости электрического поля от величины магнитного поля, ниже которой плазма устойчива, 1 —  $4 \times 10^{-4}$  Па, 2 —  $2 \times 10^{-3}$  Па [55].



**Рис. 11.** Радиальный профиль потенциала плазмы: 1 — без инжекции электронов, 2 — с инжекцией электронов при токе каждого инжектора 1 мА. Координата  $x$  отсчитывается от стенки камеры. Напряженье торца 10 кВ, магнитное поле 0,5 Тл, давление газа (дейтерий)  $4 \times 10^{-3}$  Па [55].

меньше той, которая соответствовала бы эквипотенциальности силовых линий магнитного поля. Контакт плазмы с торцевыми катодами оказался мал для обеспечения низкого катодного падения потенциала в разряде. Для его улучшения были смонтированы инжекторы, состоявшие из импрегнированных электродов. На рисунке 11 представлены радиальные профили потенциала, измеренные в центральной плоскости при дополнительной инжекции электронов и без неё. Из рисунка видно, что инжекция электронов почти в два раза увеличивает потенциал, проникающий в плазму. При повышении тока электронов с инжекторов выше 10 мА разряд становился неустойчивым. Авторы связывают это с увеличением ларморовского радиуса ионов из-за увеличения скорости вращения плазмы.

В экспериментах на установке ПСМ-1М (Институт ядерной физики СО АН СССР) [54] (параметры представлены в табл. 1, схема приведена на рис. 12) показано,



**Рис. 12.** Схема установки ПСМ-1М. 1 — катушки магнитного поля; 2 — вакуумная камера; 3 — лайнер; 4 — центральный электрод (вольфрам); 5 — диафрагма (молибден); 6 — кольцевой импульсный клапан; 7 — встроенный магниторазрядный насос; 8 — защитные кольца торцевых изоляторов,  $B = 0,5-1$  Тл [54].

что повышению скорости вращения плазмы, а значит и электрического поля, может существенно мешать газоотделение с электродов. Такое газоотделение происходит под действием потока частиц из плазмы. За счёт обезгаживания электродов (тренировка в аргоне), выбора геометрии и материала электродов удалось получить водородную плазму с достаточно большой плотностью ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) и скоростью вращения ( $5 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ ) в квазистационарном режиме.

Центральный электрод (рис. 12) радиусом  $3 \times 10^{-2} \text{ м}$  находился под отрицательным потенциалом 20–25 кВ. Внешний электрод состоял из набора заземлённых колец с внутренним диаметром 0,2 м. На десяти защитных кольцах торцевых изоляторов принудительно поддерживался равномерный разнос потенциала. Магнитное поле  $B$  в центральной области было 0,5–1 Тл. Напряжённость радиального электрического поля составляла  $200 \text{ kV m}^{-1}$ .

В работах [66–68] рассмотрены теоретические вопросы стабилизации желобковой неустойчивости в присутствии радиальных полей и продольного тока. Основной вывод состоит в том, что полная стабилизация (желобковых) магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей плазмы в центробежной магнитной ловушке возможна при использовании одновременно эффектов азимутального "проскальзывания" слоёв плазмы друг относительно друга (отличие от нуля градиента угловой скорости) и введения продольных электронных токов. Каждый из указанных эффектов по отдельности даёт существенное снижение МГД-активности в плазме (уменьшение инкремента, сужение области неустойчивости в про-



Таблица 1. Сводная таблица параметров экспериментов на открытых ловушках на основе самостоятельного разряда

| Установка | Ссылки   | $U_c$ , кВ         | $U_{pl}$ , кВ                         | $E$ , кВ м <sup>-1</sup> | $B$ , Тл     | $n_p$ , м <sup>-3</sup> | $p$ , Па      | $T_e$ , эВ | $T_i$ , кэВ | $t$ , мс | $N$ | $L$ , м<br>$D$ , м             | Метод измерения потенциала плазмы   |
|-----------|----------|--------------------|---------------------------------------|--------------------------|--------------|-------------------------|---------------|------------|-------------|----------|-----|--------------------------------|---|
| ПСП-1     | [55]     | -10                | 1. -2<br>2. -3,8<br>(с термоэмиссией) | 70                       | 0,7(2)       | $10^{15} - 10^{16}$     | H, D<br>0,004 | —          | 0,1-0,2     | 5        | 10  | $L = 0,6$<br>$D = 0,18$        | По времени пролёта SF <sub>6</sub> <sup>-</sup> [73]  |
| ПСМ-1М    | [54]     | -20                | —                                     | 300                      | 0,5-1(2)     | $10^{19}$               | H<br>0,133    | 10         | —           | 0-5      | 10  | $L = 0,6$<br>$D = 0,2$         | 1. Анализ уширения спектральных линий оптического излучения (доплеровский сдвиг).<br>2. Анализ энергий нейтралов перезарядки.                       |
| ПСП-02    | [71, 74] | -30                | -7,5                                  | 500<br>(до 1700)         | 0,6-0,8(3)   | $10^{17} - 10^{19}$     | —             | 5          | 1,5-3       | 1-5      | 3   | $L = 0,5$<br>$D = 0,12 - 0,24$ | 1. Плавающий зонд.<br>2. Анализ уширения спектральных линий оптического излучения (доплеровский сдвиг).<br>3. Анализ энергий нейтралов перезарядки. |
| ПСП-2     | [51]     | -330               | -265                                  | 1500                     | 0,9-1,0(2,4) | $4 \times 10^{17}$      | H<br>0,013    | 5          | 45          | 0,5      | 24  | $L = 1,6$<br>$D = 0,32 - 0,51$ | Анализ энергий нейтралов перезарядки  |
| ИСП       | [72]     | 1. -1,4<br>2. -0,6 | 1. -1,4<br>2. -0,6                    | 5-10                     | 0,04-0,25    | —                       | —             | —          | —           | —        | 8   | $L = 0,3$<br>$D = 0,28$        | Анализ энергий нейтралов перезарядки  |

Обозначения:  $U_c$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал на торцевых электродах,  $U_{pl}$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал плазмы,  $E$  — напряжённость электрического поля,  $B$  — магнитное поле указано в центре камеры на оси, в скобках приводится пробочное отношение,  $n_p$  — концентрация плазмы,  $p$  — давление нейтрального газа,  $T_e$ ,  $T_i$  — температура электронов и ионов,  $t$  — длительность эксперимента,  $N$  — число электродов на одном торце, при этом в скобках указано, сколько групп электродов находилось под разными потенциалами,  $L$  — расстояние между торцами,  $D$  — диаметр разрядной ячейки.

странстве параметров), но при этом неустойчивость сохраняется. Только одновременное воздействие обоих эффектов даёт полную МГД-стабилизацию.

Оптимальные условия поддержания самостоятельного разряда осуществляются при  $E/B = \text{const}$ . В данном случае проскальзывание происходит благодаря тому, что частота азимутального дрейфа [60] обратно пропорциональна радиальной координате:

$$\omega = \frac{E}{Br} \sim \frac{1}{r}.$$

Такая величина радиального проскальзывания достаточно для подавления высших МГД-мод неустойчивости.

В работе [60] отмечено, что проскальзывание слоёв может оказывать как стабилизирующее, так и дестабилизирующее воздействие на колебания. Однако неустойчивости, обязанные действию этого фактора, как правило, развиваются при специальных профилях скорости, например, при наличии на нём точек перегиба [69, 70].

Несмотря на неплохие результаты по стабилизации разряда и увеличению скорости вращения плазмы, полученные на установках ПСП-1 и ПСМ-1М, достигнутых параметров не хватало для реализации термоядерного синтеза. Анализ показал [52], что у реального реактора, в

основе которого находится открытая ловушка с торцевыми электродами, должна быть конструкция торцевых электродов с электрическим полем порядка  $10^4$  кВ м<sup>-1</sup> и полным перепадом напряжения 5 МВ.

В результате были созданы установки ПСП-02 (Институт ядерной физики СО АН СССР) [71] и ПСП-2 (Институт ядерной физики СО РАН, РФ) [51]. Схема установки ПСП-2 приведена на рис. 13.

Радиальное электрическое поле в плазме создавалось двумя идентичными системами кольцевых электродов, размещёнными около магнитных пробок. На каждую пару электродов можно было подавать свой независимый потенциал. Магнитное поле в центральной области составляло 0,9-1,0 Тл, максимальное напряжение на электродах — до 500 кВ. В импульсном режиме была получена водородная плазма с концентрацией  $10^{18}$  м<sup>-3</sup>, а скорость вращения плазмы оказалась намного выше критической,  $\sim 10^6$  м с<sup>-1</sup>. Средняя концентрация атомарного водорода была оценена в  $10^{18}$  м<sup>-3</sup>.

Сравнение потенциала плазмы и потенциала электродов в центральной плоскости камеры, представленное на рис. 14, демонстрирует хорошее соответствие. Напряжённость электрического поля в центральной плоскости составляет порядка 1500 кВ м<sup>-1</sup>.

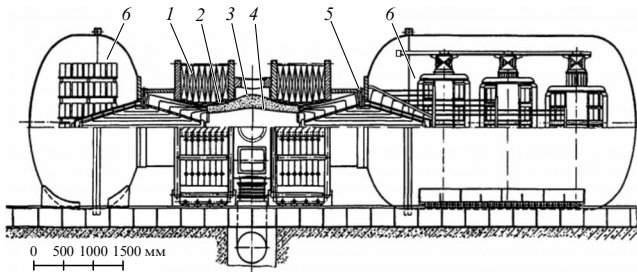


Рис. 13. Схема установки ПСП-2. 1 — катушки магнитного поля; 2 — область плазмы; 3 — внешний лайнер; 4 — внутренний лайнер; 5 — система электродов; 6 — высоковольтный блок.

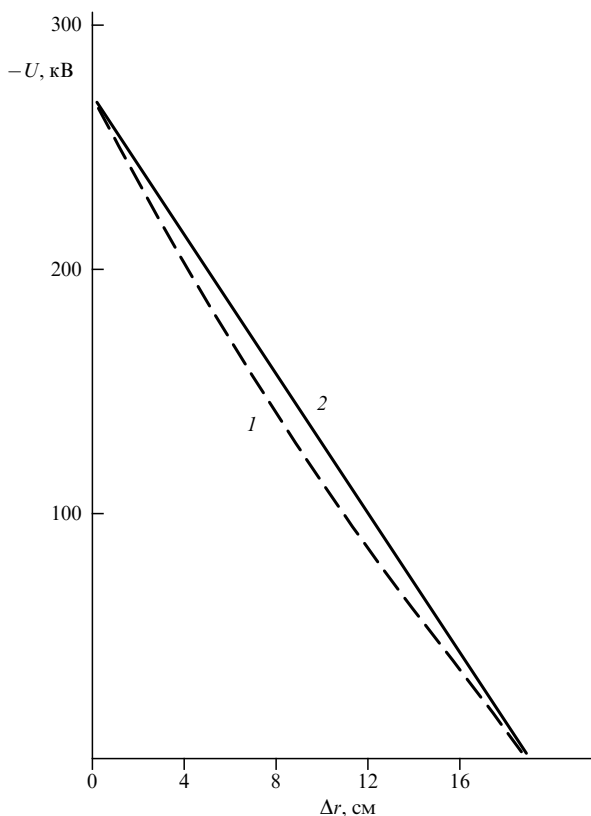


Рис. 14. Распределение потенциала в центральной плоскости  $U(r)$  — 1 и потенциала, приложенного к торцевым электродам — 2 [51].

В [72] приводятся результаты экспериментов по изучению распределения электрических полей на установке ИСП (Институт ядерной физики СО РАН, РФ), разработанной на основе магнитной ловушки с аксиальным магнитным и радиальным электрическим полями. Показано, что распределение электрических полей в плазме совпадает с распределением, задаваемым на торцевых электродах.

#### 4. Генерация радиального электрического поля торцевыми электродами в присутствии дополнительного источника ионизации

В предыдущем разделе рассматривались системы, в которых торцевые электроды отвечали одновременно как за создание радиального электрического поля, так и за поддержание разряда. Такая конфигурация ограничивает возможность управления профилем потенциала,

поскольку в этом случае попытки изменить потенциал на электродах или их геометрию заметно сказываются на характеристиках самого разряда, а не только на профиле потенциала в плазме. В данном разделе рассмотрим устройства, в которых потенциал в плазменном объёме создаётся системой, независимой от системы генерации самой плазмы.

В данном разделе мы разделили все эксперименты по цели исследований. Это важно, поскольку цель определяет параметры эксперимента. Так, для задач ядерного синтеза и задач плазменной масс-сепарации на электродах поддерживается электрический потенциал в несколько сотен вольт. А при исследовании неустойчивостей и ряда других свойств плазмы, как правило, к электродам прикладывается лишь несколько десятков вольт.

#### 4.1. Влияние градиента угловой скорости вращения на неустойчивости в плазме

**4.1.1. Q-машины.** Одни из первых попыток создать радиальное электрическое поле в замагниченном плазменном столбе в самостоятельном разряде были осуществлены на Q-машинах. В Q-машине плазма создаётся за счёт контактной ионизации газа на разогретой пластине, расположенной на одном или обоих торцах цилиндрической камеры [75, 76] (рис. 15). Потенциал ионизации газа должен быть меньше, чем работа выхода электронов из горячей пластины, поэтому, как правило, используются пары металлов. Горячая пластина также эмитирует электроны для обеспечения квазинейтральности плазмы. Вблизи электрода формируется тонкий слой, его свойства определяются балансом между потоками электронов и ионов с поверхности. За пределами данного слоя находится квазинейтральная плазма, которая удерживается от разлёта в радиальном направлении магнитным полем. Такая плазма является более стабильной по сравнению с плазмой, созданной в самостоятельном разряде. Однако на периферии столба всё же существуют колебания, так называемые "edge oscillation", впервые наблюдавшиеся в работе [77]. В работах [78, 79] показано, что основной механизм этих осцилляций связан со сдвиговым течением при азимутальном вращении.

Как уже отмечалось в разделе 3.2, цилиндрический плазменный столб, помещённый в однородное магнитное поле  $B$  и радиальное электрическое поле  $E(r)$ , вращается относительно оси с локальной угловой скоростью  $\omega(r) = E(r)/rB$ . Если  $E(r)$  нелинейно изменяется с расстоянием  $r$  до оси, то вращение плазмы происходит неравномерно, что может привести к возникновению градиента угловой скорости.

В работах [80, 81] исследовалось влияние поперечного градиента угловой скорости на флуктуации потенциала калиевой плазмы. Длина плазменного столба составляла 1,1 м, диаметр —  $4,4 \times 10^{-2}$  м. Потенциал холодной пластины был меньше потенциала горячей пластины. Неоднородное радиальное электрическое поле создавалось с помощью сегментированных концентрических электродов. Для этого на торце устанавливалась система электродов, чаще всего состоявшая из двух частей, с внутренним электродом круглой формы и внешним электродом в форме кольца. Электроды были разделены изолятором. Между электродами прикладывалась разность потенциалов. Область неоднородности составляла несколько ларморовских радиусов ионов.

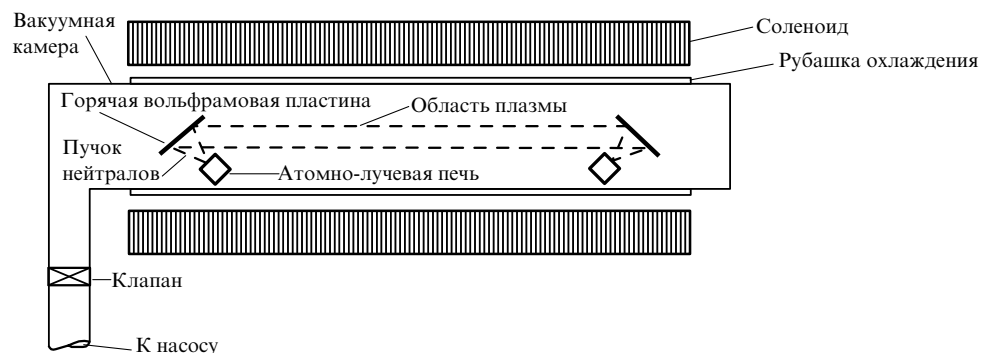


Рис. 15. Схема Q-машины. (Рисунок воспроизведён из [76] с разрешения AIP Publishing.)

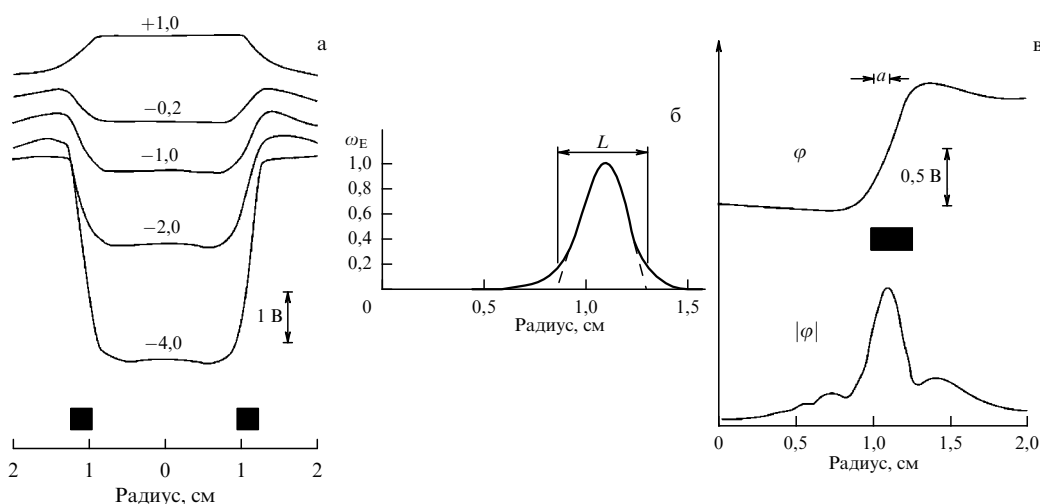


Рис. 16. (а) Радиальный профиль плавающего потенциала для сегментированного торцевого электрода при  $B = 0,32$  Тл и  $n = 4 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Чёрные квадраты изображают размер промежутка между концентрическими электродами. Число возле каждой кривой обозначает напряжение в вольтах между внутренним и внешним электродом. (б) Радиальное распределение угловой частоты вращения плазмы в  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Сдвиговой слой скорости несколько шире, чем ширина промежутка ( $0,24 \times 10^{-2}$  м). (в) Радиальный профиль потенциала  $\phi$  и амплитуда флуктуаций плавающего потенциала  $|\phi|$  при потенциале на электродах 1 В,  $n = 2 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,  $B = 0,38$  Тл.  $a$  — ларморовский радиус ионов. (Рисунок воспроизведён из [81] с разрешения AIP Publishing.)

Типичный радиальный профиль равновесного плавающего потенциала показан на рис. 16а [81]. На этом рисунке видно, что разность потенциалов между электродами (цифра рядом с каждой кривой) достаточно хорошо соответствует измеренному падению потенциала плазмы. Электрическое поле изменялось от 0 до  $1850 \text{ В м}^{-1}$ .

На рисунке 16б представлена зависимость угловой скорости  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа (частоты вращения плазмы) от радиуса. Видно, что размеры области электрического поля (примерно  $0,45 \times 10^{-2}$  м) больше зазора между электродами ( $0,24 \times 10^{-2}$  м). На рисунке 16в представлены радиальные зависимости потенциала плазмы и амплитуды флуктуаций плавающего потенциала плазмы. Локализация максимума амплитуды флуктуаций совпадает с областью неоднородного электрического поля. Авторы работы приходят к заключению, что наблюдаемые флуктуации вызваны поперечной неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца. При электрических полях меньше  $850 \text{ В м}^{-1}$  наблюдались низкочастотные флуктуации ( $< 50 \text{ кГц}$ ). При более высоких полях низкочастотные колебания подавлялись, но в то же время возникали флуктуации с частотой выше ионно-циклотронной.

Дальнейшие исследования с сегментированными электродами на Q-машинах показали [82], что помимо

длинноволновых (длина волны больше характерного размера области с градиентом угловой скорости) и низкочастотных колебаний (частота много меньше ионной циклотронной частоты), связанных с неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, поперечное к магнитному полю электрическое поле может быть причиной для возникновения коротковолновых колебаний, подобных неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, но вызванных неоднородностью в распределении плотности энергии IEDD (Inhomogeneous-Energy-Density Driven instability) [83]. Кроме того, продольный ток на электроды порождает токовую ионно-циклотронную неустойчивость CDEIC (Current-Driven Electrostatic Ion-Cyclotron instability) и универсальную дрейфовую неустойчивость PRI (Potential Relaxation Instability) [84]. В общем случае, когда присутствует комбинация поперечного электрического поля и продольного электрического тока, скорость нарастания этих неустойчивостей значительно больше, чем для случаев каждого из двух указанных источников свободной энергии по отдельности [83].

В работах [85, 86] для создания радиального электрического поля (по отношению к направлению магнитного поля) и продольного тока, а также управления их параметрами использовались торцевые концентрические электроды.

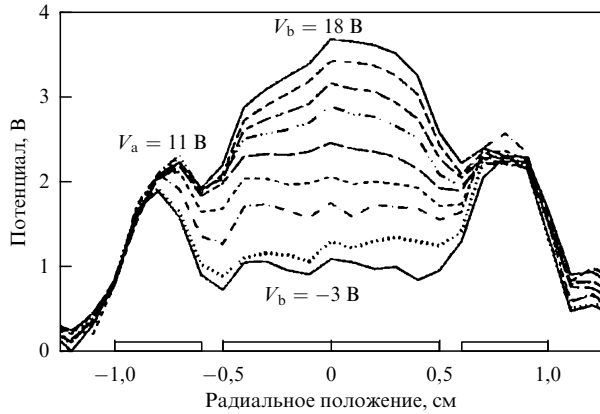


Рис. 17. Радиальный профиль потенциала плазмы в Q-машине. (Рисунок воспроизведён из [85] с разрешения AIP Publishing.)

Характерные параметры экспериментов таковы: радиус калиевого плазменного столба  $3 \times 10^{-2}$  м, длина 0,8 м, концентрация  $n \approx 10^{15} \text{ м}^{-3}$ , магнитное поле  $B = 0,15$  Тл, давление нейтралов  $4 \times 10^{-4}$  Па.

Радиальный профиль потенциала плазмы в плоскости, удалённой от электрода на  $2 \times 10^{-2}$  м, определялся с помощью термоэмиссионного зонда для различных комбинаций потенциалов смещения между внутренним круговым электродом и внешним кольцевым электродом. Из рисунка 17 видно, что разность потенциалов между кольцевым электродом  $V_a = 11$  В и круговым  $V_b = -3$ – $18$  В не соответствует перепаду потенциала в плазме. Кроме того, авторы указывают на то, что радиальное электрическое поле в плазме растёт с увеличением разности потенциалов между электродами вплоть до 25 В (зазор между электродами  $1 \times 10^{-3}$  м) и достигает значения порядка  $300 \text{ В м}^{-1}$ . Однако при дальнейшем повышении разности потенциалов электрическое поле "насыщается" и изменяется лишь незначительно. Это достаточно важное утверждение, поскольку оно может подразумевать существование фундаментальных ограничений на возможность варьирования потенциала плазмы с помощью торцевых электродов.

В общей сложности на Q-машинах было проведено достаточно много экспериментов с сегментированными электродами. При этом потенциал плазмы существенно отличался от потенциалов торцевых электродов. Как правило, вариация потенциала в плазме не превышала 10 В.

**4.1.2. Радиальное электрическое поле в плазме, созданной газовым разрядом.** Исследования влияния градиента угловой скорости вращения на раскачку плазменных неустойчивостей и флуктуации электрического потенциала проводились также в системах, где плазма генерировалась газовым разрядом. На установке SPSC (Space Physics Simulation Chamber, Naval Research Laboratory, USA) [87, 88] в вакуумной камере диаметром 1,8 м и длиной 5 м микроволновым разрядом создавалась аргоновая плазма. Схема установки приведена на рис. 18.

Параметры разряда: диаметр и длина плазменного столба 0,5 и 2 м соответственно; концентрация плазмы  $3,5 \times 10^{13} \text{ м}^{-3}$ , магнитное поле 4 мТл, концентрация нейтралов  $6 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Для создания радиального электрического поля использовался электрод, конструкция которого представляла собой систему из 11 концентри-

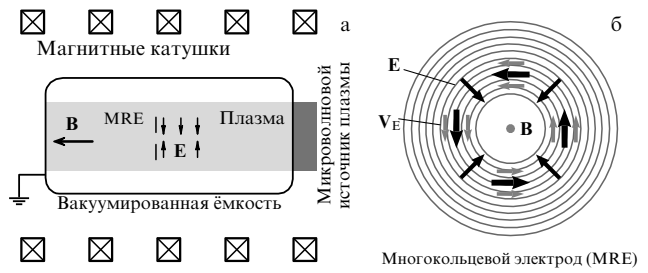


Рис. 18. Схема экспериментальной установки SPSC (а) и торцевого электрода (б). (Рисунок воспроизведён из [88]. Copyright (2023) by the American Physical Society.)

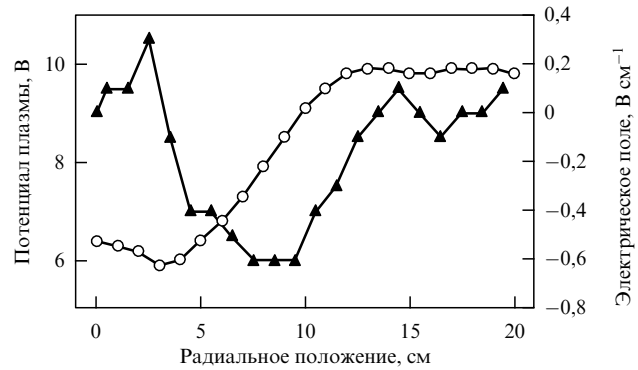


Рис. 19. Радиальные профили потенциала плазмы (круги) и напряжённости электрического поля (треугольники). Четыре внутренних электрода  $r < 8$  см под потенциалом  $-10$  В и семь внешних электродов  $r > 10$  см под потенциалом  $+20$  В. (Рисунок воспроизведён из [88]. Copyright (2023) by the American Physical Society.)

ческих копланарных проводящих колец. Наименьший и наибольший радиусы равнялись 0,1 и 0,3 м соответственно. Подача на разные кольца разных потенциалов позволила изменять профиль потенциала и, как следствие, создавать локализованное электрическое поле.

На рисунке 19 приведены радиальные зависимости потенциала плазмы и напряжённости электрического поля на расстоянии 0,145 м от электрода для случая, когда 7 внешних колец имели потенциал  $+20$  В по отношению к заземлённой камере, остальные — потенциал  $-10$  В. Для определения потенциала использовался термоэмиссионный зонд. Видно, что электрическое поле локализовано в кольцевой области  $0,04 < r < 0,11$  м с максимумом на уровне  $60 \text{ В м}^{-1}$  [88] (рис. 19). Следует отметить, что при удалении от электрода на значительное расстояние (до 0,88 м) радиальный профиль поля слабо изменялся. Величина электрического поля определялась главным образом потенциалом внешних колец.

В режиме с малым продольным током (ниже порога возбуждения неустойчивостей CDEIC) показано, что радиальное электрическое поле порождает широкополосные  $\delta f/f \approx 30\%$  флуктуации концентрации плазмы на уровне  $\delta n/n \approx 15\%$ . Такие флуктуации могут быть ассоциированы с IEDD волнами. Порог возникновения флуктуаций находится на уровне  $40 \text{ В м}^{-1}$ . Частота этих флуктуаций в зависимости от отношения скорости дрейфа в скрещенных полях к тепловой скорости ионов варьируется в диапазоне  $(1,5 - 2,6) f_{ci}$ , где  $f_{ci}$  — ионная циклотронная частота. Такое смещение частоты вызвано доплеровским сдвигом.

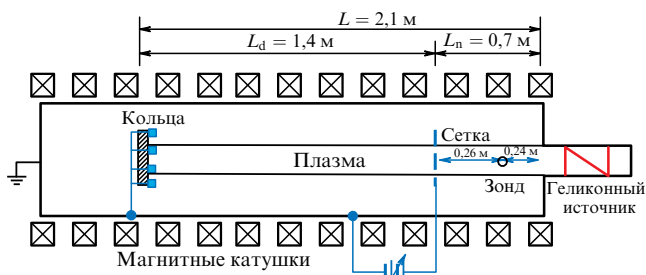


Рис. 20. Схема установки HelCat. (Рисунок воспроизведён из [91] с разрешения AIP Publishing.)

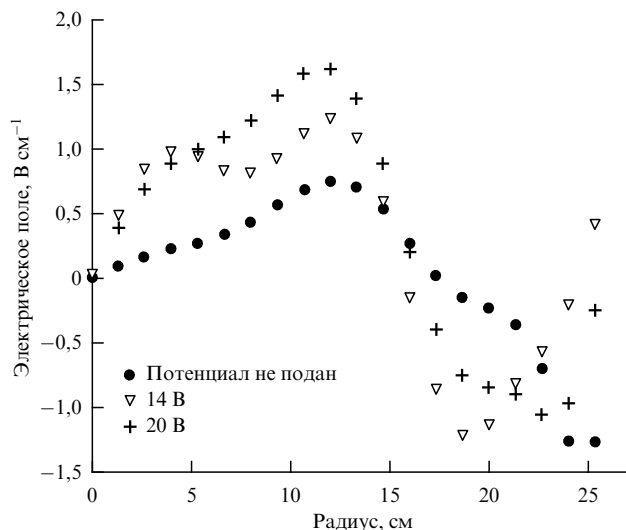


Рис. 21. Радиальные зависимости напряжённости электрического поля для разных потенциалов смещения кольцевых электродов на установке HelCat. Аргон,  $B = 35$  мТл, давление нейтралов 0,32 Па, мощность разряда 1,6 кВт [90].

Установка HelCat (Helicon-Cathode, University of New Mexico, USA) (рис. 20) предназначена для исследования широкого класса явлений в плазме (неустойчивости, транспорт и т.д.). В ней для получения плазмы можно было использовать два источника, расположенных на противоположных концах четырёхметровой вакуумной камеры: геликонный источник и термоэмиссионный катод. Магнитные катушки позволяли получать аксиальное магнитное поле до 0,22 Тл. В качестве плазмообразующих газов использовались гелий и аргон. Пиковые

значения концентрации в плазменном столбе диаметром около 0,13 м составляли  $10^{16} - 10^{20}$  м<sup>-3</sup> [89, 90].

Помимо торцевых электродов в виде системы концентрических колец, расположенных с противоположного торца от источника плазмы, на HelCat также применялась металлическая 50–70 % прозрачная сетка со стороны источника плазмы. К этой сетке также прикладывался потенциал.

На рисунке 21 представлены радиальные зависимости напряжённости электрического поля для разных потенциалов смещения кольцевых электродов. Исследования показали, что применение отрицательного смещения на электродах не приводит к снижению потенциала плазмы, однако существенно повышает амплитуду широкополосных флуктуаций концентрации плазмы (рис. 22а). Оценки, проведённые в работе [36], показали, что при выбранном давлении (0,33 Па) и магнитном поле 35–44 мТл создать отрицательный потенциал на оси такой системы невозможно. В то же время увеличение магнитного поля приводит к повышению амплитуды флуктуаций (рис. 22б) [91]. Небольшое положительное смещение потенциала торцевых электродов порядка  $(3-7)T_e$  приводит к подавлению колебаний. Более высокий потенциал положительного смещения  $(10-15)T_e$  приводит к повышению уровня флуктуаций и, по всей видимости, к расщепке PRI неустойчивости [92].

При интерпретации пространственного распределения потенциала в экспериментах на HelCat присутствует некоторая неопределённость. Дело в том, что в более ранних работах представлены данные, полученные с помощью плавающего зонда с учётом температуры электронов, которые указывали на наличие радиального электрического поля [93, 94], а в более поздних работах приводится плоский профиль потенциала плазмы [92]. Такая неоднозначность может быть связана со сложностью интерпретации данных с плавающего зонда. В некоторых случаях (например, в высокочастотном (ВЧ) разряде) разность между плавающим потенциалом и потенциалом плазмы может существенно отличаться от величины  $5,2 T_e$  (для аргона) из-за немасквелловской функции распределения электронов по скоростям [95].

Проблемам плазменных неустойчивостей и их влиянию на транспорт частиц посвящены работы [96–99], выполненные на установке LAPD (Large Plasma Device, University of California at Los Angeles, USA). Схема установки приведена на рис. 23а. В вакуумной камере длиной

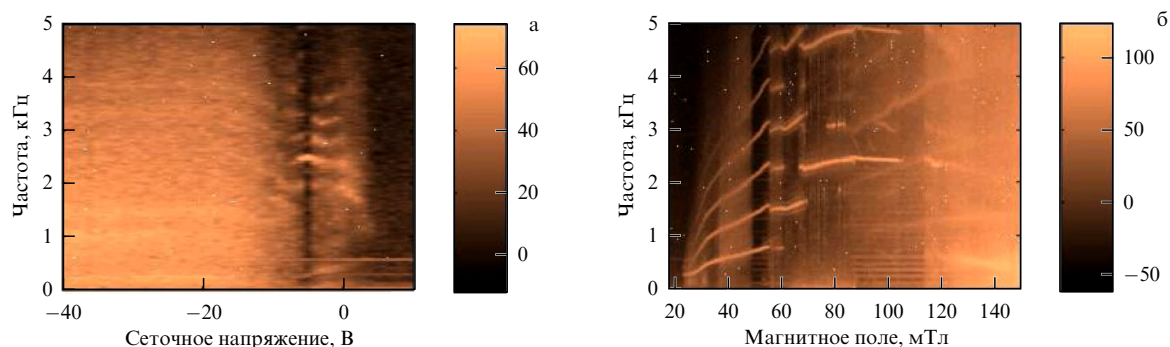


Рис. 22. Спектрограммы колебаний ионного тока насыщения на зонд Ленгмюра в установке HelCat в зависимости от потенциала смещения сеточного электрода (а) при 35 мТл и магнитного поля (б). (Рисунок воспроизведён из [91] с разрешения AIP Publishing.)

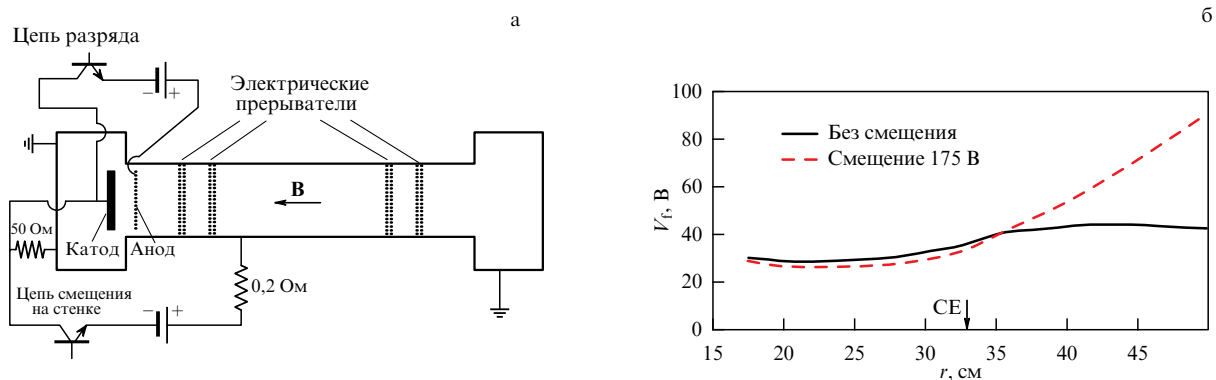


Рис. 23. (а) Схема установки LAPD, (б) радиальный профиль плавающего потенциала, CE — граница катода. (Рисунок воспроизведён из [97] с разрешения AIP Publishing.)

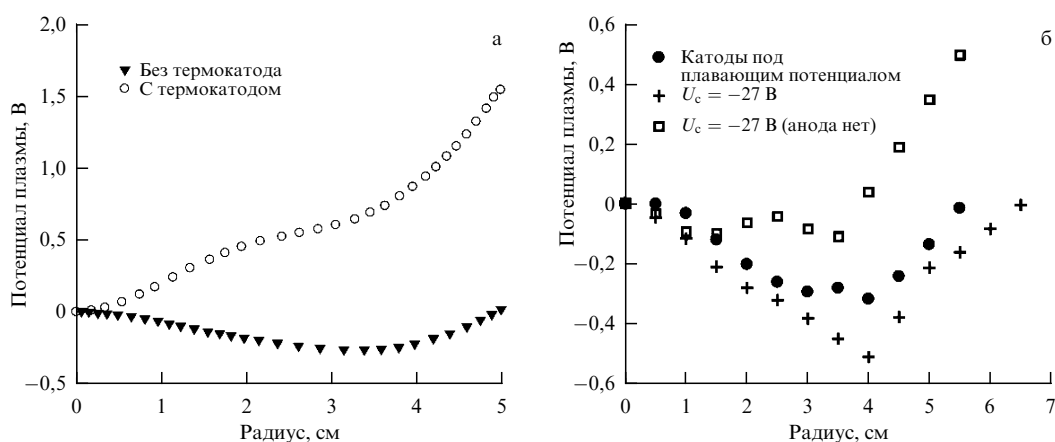


Рис. 24. Профиль потенциала плазмы для случая одного катода (потенциал катода  $-40$  В) (а), профиль потенциала плазмы для случая двух катодов (б) на установке [101].

18 м и диаметром 1 м располагались: термокатод из оксида бария диаметром 0,73 м и на расстоянии 0,5 м от него молибденовый сеточный анод. Типичные параметры разряда:  $n_e \leq 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $B < 0,2$  Тл, плазмообразующий газ — гелий. При приложении между катодом и анодом разности потенциалов 40–60 В электроны термокатаода ускоряются и ионизуют газ, в том числе и в основной камере за сеткой-анодом. Радиальный профиль плавающего потенциала имеет вид, изображённый на рис. 23б. В основном объёме боковая секция находится под положительным потенциалом. Это приводит к формированию отрицательного электрического поля порядка  $300 \text{ В м}^{-1}$  на периферии столба (на оси системы более отрицательный потенциал). В работах [97–99] показано, что при увеличении отрицательного смещения до 100 В происходит переход поперечного транспорта с бомовского на классический.

Также проводились исследования в режиме распада плазмы [100]. После прекращения действия основного барьерного катода температура электронов снижается до уровня 0,2 эВ примерно за 2 мс. При этом концентрация плазмы также начинает снижаться, однако примерно на порядок медленнее: с  $10^{18}$  до  $10^{17} \text{ м}^{-3}$  за 10 мс. В то же время на противоположной стороне установки расположен электрод с отрицательным смещением. Показано, что создать радиальное электрическое поле удастся лишь при инжекции электронов с данного катода. Без

инъекции потенциал плазмы не реагирует на потенциал электрода.

Попытки повысить степень влияния электродов на радиальный профиль потенциала с помощью термокатаода также предпринимались в работе [101]. Аргонная плазма, создаваемая ВЧ индукционным разрядом, поступала в цилиндрическую область длиной 0,8 м и диаметром 0,2 м с заземлёнными стенками. Использовались две конфигурации эмиссионных электродов. В первой конфигурации термокатод располагался на оси разряда, во второй конфигурации два термокатаода располагались на периферии столба, а на оси разряда находился анод. Типичные параметры разряда: давление аргона несколько десятых Па,  $n_e \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $B \leq 0,15$  Тл. На рисунке 24 показаны профили потенциала плазмы для случая одного катода (рис. 24а) и двух катодов (рис. 24б) [101].

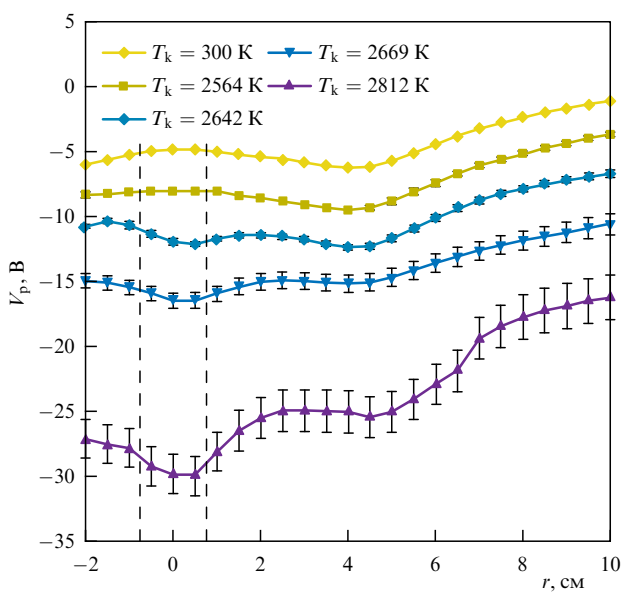
В аналогичном эксперименте [102] с параметрами ВЧ разряда в аргоне: давление 0,133 Па, магнитное поле 0,02 Тл, диаметр плазменного столба 0,1 м — удалось продемонстрировать заметное влияние температуры катода на радиальный профиль плавающего потенциала плазмы (рис. 25). Наибольший градиент потенциала был порядка  $150 \text{ В м}^{-1}$ .

В таблице 2 представлены сводные параметры экспериментов на установках с дополнительным источником ионизации и со смещением потенциала торцевых электродов.

**Таблица 2.** Сводная таблица параметров экспериментов с дополнительным источником ионизации и со смещением потенциала торцевых электродов

| Установка               | Ссылки     | $U_e$ , В                      | $U_{pl}$ , В   | $E$ , В м <sup>-1</sup> | $B$ , мТл | $n_p$ , м <sup>-3</sup>                        | $p$ , Па                    | $T_e$ , эВ | $T_i$ , эВ | $t$ , с            | $N$   | $L$ , м<br>$D$ , м       | Метод создания плазмы                         | Метод измерения потенциала плазмы |
|-------------------------|------------|--------------------------------|----------------|-------------------------|-----------|--|-----------------------------|------------|------------|--------------------|-------|--------------------------|---|-----------------------------------|
| Q-3 machine             | [81]       | 1. -4<br>2. +1                 | 1. -4<br>2. +1 | 1850                    | 320       | $4 \times 10^{15}$<br>(до $2 \times 10^{16}$ ) | К                           | 0,18       | —          | Непрерывн.         | 2     | $L = 1,1$<br>$D = 0,04$  | Поверхностная ионизация                       | Плавающий зонд                    |
| Frascati Q-machine      | [80, 115]  | 1. -1<br>2. +1                 | 1. -1<br>2. +1 | 100                     | 300       | $6 \times 10^{16}$                             | Cs, К                       | 0,2        | 0,2        | Непрерывн.         | 2     | $L = 0,9$<br>$D = 0,08$  | Поверхностная ионизация                       | Плавающий зонд                    |
| West Virginia Q machine | [86]       | 19                             | 1              | -380                    | 150       | $10^{15}$                                      | К                           | 0,2        | 0,2        | —                  | 2     | $L = 0,8$<br>$D = 0,02$  | Поверхностная ионизация<br>$T = 2000$ К       | Эмиссионный зонд                  |
| Improved Q-1 machine    | [116, 117] | +300                           | +3,9           | —                       | 210       | $10^{16}$                                      | К                           | —          | —          | —                  | 2     | $L = 0,92$<br>$D = 0,05$ | Поверхностная ионизация<br>$T = 2000$ К       | Эмиссионный зонд                  |
| SPSC                    | [87, 88]   | -30                            | -14            | 60                      | 4         | $4 \times 10^{13}$                             | Ar<br>$0,53 \times 10^{-2}$ | 1          | 0,05       | Непрерывн.         | 11(2) | $L = 2$<br>$D = 0,3$     | СВЧ-разряд<br>$P = 0,17$ кВт                  | Эмиссионный зонд                  |
| HelCat                  | [89-94]    | +20                            | +20            | 100                     | 35        | $10^{18} - 10^{19}$                            | Ar<br>0,32                  | 1-5        | —          | 0,25               | 6(1)  | $L = 2,6$<br>$D = 0,13$  | ВЧ-разряд<br>$P = 1,6$ кВт<br>$f = 10$ МГц    | Плавающий зонд                    |
| LAPD                    | [96-99]    | -220<br>термоэмиссионный катод | -200           | 700                     | 40        | $3 \times 10^{18}$                             | He<br>0,013                 | 6-8        | 1          | $4 \times 10^{-3}$ | 1     | $L = 17,6$<br>$D = 0,6$  | Электронный пучок<br>40-60 В                  | Тройной зонд                      |
| Univ Lyon machine       | [101, 102] | -60<br>термоэмиссионный катод  | -14            | 150                     | 20        | $5 \times 10^{18}$                             | Ar<br>0,132                 | 3          | 0,3        | 1                  | 1     | $L = 0,8$<br>$D = 0,2$   | ВЧ-разряд<br>$P = 1-3$ кВт<br>$f = 13,56$ МГц | Эмиссионный зонд                  |

Обозначения:  $U_e$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал на торцевых электродах;  $U_{pl}$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал плазмы;  $E$  — напряжённость электрического поля;  $B$  — магнитное поле в центре камеры на оси;  $n_p$  — концентрация плазмы;  $p$  — давление нейтрального газа;  $T_e, T_i$  — температура электронов и ионов;  $t$  — длительность эксперимента;  $N$  — число электродов на одном торце, при этом в скобках указано, сколько реально групп электродов находилось под разными потенциалами;  $L$  — расстояние между торцами;  $D$  — диаметр разрядной ячейки. Q-3 machine — Plasma Physics Laboratory, Princeton University, USA; Frascati Q-machine — Department of Physics, West Virginia University, USA; Improved Q-1 machine — Department of Physics, University of California, USA; Univ Lyon machine — Lyon University, France.



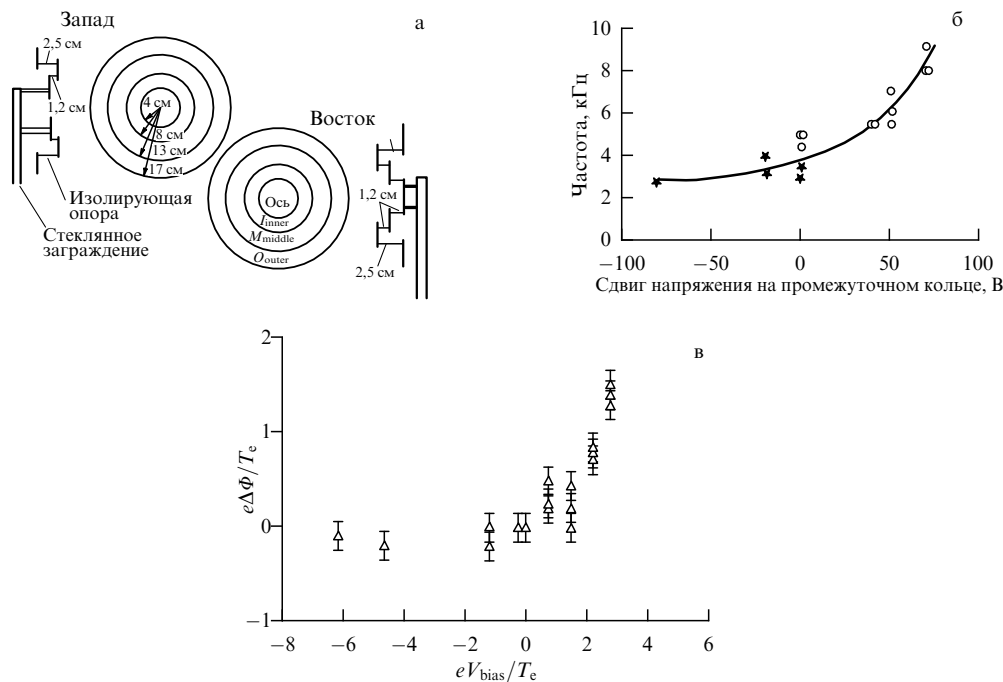
**Рис. 25.** Профиль потенциала плазмы при разных температурах катода, при магнитном поле 0,02 Тл и давлении 0,133 Па (Ar), потенциал катода -60 В [102].

#### 4.2. Открытые ионные ловушки с дополнительным источником ионизации

В работах [103-106] было показано, что наличие электрического поля на периферии плазменного столба позволяет снизить поперечные потери в установках для термоядерного синтеза. Это стало стимулом к исследованию возможности создания радиального электрического поля в открытых ловушках. Здесь, так же как и в разделе 3.2, в контексте стабилизации МГД неустойчивостей имеет значение контакт плазмы (line-tying) с проводящими стенками [63, 107, 108].

Первые эксперименты были проведены на амбиполярных ловушках (tandem mirror) [109, 110], предложенных в работах [111, 112]. В такой ловушке плазма удерживается от ухода через торцы с помощью электрических амбиполярных барьеров, создаваемых в двойных магнитных пробках на концах соленоида. Другими словами, на каждом из торцов соленоида устанавливается по дополнительному пробкотрону, внутри которого поддерживается плазма определённой концентрации.

Попытки контроля потенциала плазмы с помощью торцевых электродов проводились на установке Phaedrus Tandem Mirror (University of Wisconsin, USA) [57, 113,



**Рис. 26.** (а) Схема торцевых электродов установки Phaedrus Tandem Mirror, (б) зависимость частоты флуктуаций от потенциала смещения торцевых электродов [57], (в) зависимость потенциала плазмы от потенциала смещения, нормированных на температуру электронов 15–20 эВ. (Рисунок воспроизведён из [113] с разрешения AIP Publishing.)

114]. Плазма водорода создавалась ВЧ нагревом, её концентрация и магнитное поле составляли  $2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$  и 60 мТл (в центральной части),  $7 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$  и 0,27 Тл (на торцах). Контроль радиального профиля потенциала предполагался ключевой задачей для всей экспериментальной программы данной установки. Это связано с тем, что после уменьшения продольных потерь частиц основным каналом становились именно поперечные потери, а радиальное электрическое поле могло ключевым образом на них повлиять.

На рисунке 26а представлена схема из четырёх электродов, расположенных на каждом из торцов установки. Напряжение смещения прикладывалось к третьему электроду (middle), при этом остальные электроды были заземлены. С увеличением смещения возрастала частота колебаний плавающего потенциала (рис. 26б), что связано с соответствующим повышением частоты  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  вращения плазмы. В проведённых экспериментах повлиять на потенциал плазмы удалось лишь при положительном смещении (рис. 26в). Максимальная величина напряжённости электрического поля составила примерно  $1 \text{ кВ м}^{-1}$ . При отрицательном смещении потенциал плазмы не менялся.

При потенциале смещения более 60–70 В плазменное образование становилось неустойчивым и не могло поддерживаться ВЧ нагревом. В контрольном эксперименте торцевые электроды на одном из торцов менялись на термоэмиссионное кольцо, находившееся под плавающим потенциалом. Увеличение мощности нагрева кольца, и соответственно термоэмиссионного тока, приводило к повышению устойчивости плазмы, что согласуется с концепцией стабилизации плазмы благодаря хорошему контакту с проводящими торцами [108].

Ещё одним важным результатом, полученным на этой установке, являются данные измерений скорости отклика потенциала плазмы и тока осевых потерь на по-

**Таблица 3.** Данные о потенциале  $\Phi_C$  и напряжённости  $E_r$  радиального электрического поля в центральной области установки Gamma 10 в зависимости от потенциала смещения  $V_B$ , подаваемого на электроды

| $V_B$ , В | $\Phi_C$ , В   | $E_r$ , $\text{кВ м}^{-1}$ |
|-----------|----------------|----------------------------|
| 750       | $2200 \pm 150$ | $17,6 \pm 1,2$             |
| 0         | $1600 \pm 150$ | $11,5 \pm 1,1$             |
| -500      | $1000 \pm 100$ | $7,9 \pm 0,8$              |
| -1000     | $600 \pm 100$  | $4,6 \pm 0,8$              |
| -1500     | $100 \pm 50$   | $0,6 \pm 0,3$              |
| -2000     | $-200 \pm 50$  | $-1,8 \pm 0,4$             |

дачу потенциала к торцевым электродам. Время отклика составило менее 50 мкс.

На другой амбиполяриной ловушке — Gamma 10 (Plasma Research Center, University of Tsukuba, Japan) [118] также использовались торцевые электроды для управления радиальным электрическим полем [58, 119]. Концентрация плазмы в центральной части составляла  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , эффективный диаметр был 0,25 м, величина магнитного поля — 0,8 Тл. Данные о потенциале  $\Phi_C$  и напряжённости  $E_r$  радиального электрического поля в центральной области в зависимости от потенциала смещения  $V_B$ , подаваемого на электроды, представлены в табл. 3. При нулевом смещении потенциал в центральной камере составлял порядка 1,5 кВ. При отрицательном смещении он снижался. Несмотря на то что в такой системе удалось управлять потенциалом плазмы с помощью потенциала смещения торцевых электродов, в том числе и в области отрицательного смещения, тем не менее для неё оказалось оптимальным с точки зрения удержания плазмы не использовать смещение на торцевых электродах вовсе.

На установке KMAX (Keda Mirror with AXisymmetry, University of Science and Technology of China, China)



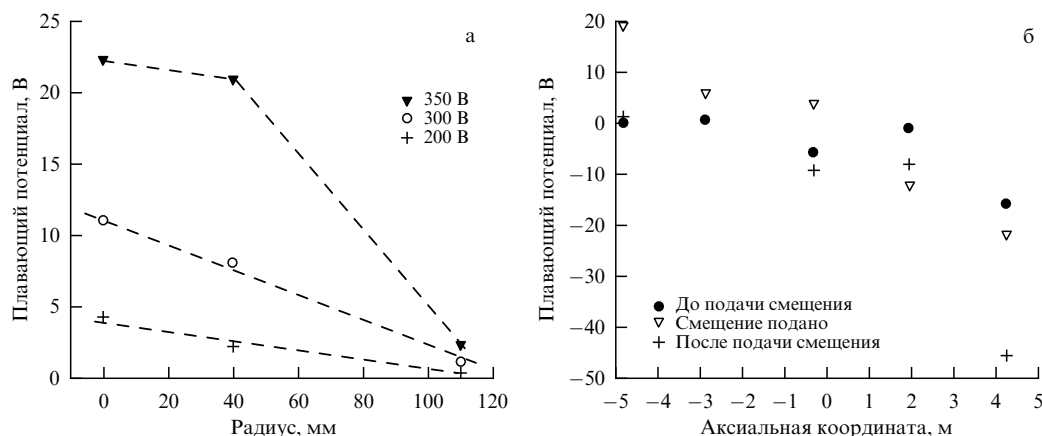


Рис. 27. Радиальное (а) и аксиальное (б) распределение потенциала при инъекции водородной плазмы геликонного источника вдоль оси и положительном смещении на торцевом электроде установки KMAX [59].

[59] исследовалось влияние торцевого электрода на потенциал мишенной (стартовой) плазмы (рис. 27а). Мишенная плазма создавалась геликонным источником с мощностью 1,5–2 кВт и инжектировалась с торца, противоположного от задающих потенциал электродов. В этом эксперименте напряжение смещения прикладывалось только к центральному дисковому электроду, а кольцевой электрод находился под плавающим потенциалом. На рисунках 27а, б представлены радиальные и аксиальные профили плавающего потенциала при различных смещениях торцевого электрода. Влияние потенциала смещения на потенциал плазмы мало, почти всё напряжение (330 из 350 В) падает в приэлектродном слое.

На установке ГДЛ (газодинамическая ловушка, Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, РФ) [56, 120] реализовывалась концепция вихревого удержания плазмы [121]. За магнитными пробками центрального соленоида располагались четыре концентрических электрода. Центральный электрод был заземлён, а к остальным прикладывалось положительное смещение от 0 до +300 В. Таким образом, электрическое поле было направлено к оси системы. Плазма состояла из двух компонент. Первая компонента — столкновительная мишенная (стартовая) плазма — имела температуру электронов и ионов до 100 эВ и плотность  $\sim 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Другая компонента — быстрые ионы со средней энергией 10 кэВ и плотностью до  $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  — создавалась в результате мощной атомарной инъекции. По оценкам, уровень контакта плазмы с торцевыми электродами составил величину 0,2 Ом. Если на электроды не подавали напряжение, то они не оказывали влияния на МГД устойчивость удержания плазмы. То есть простого контакта с электродами было недостаточно для МГД стабилизации. Время удержания плазмы существенно увеличивалось, когда между одной или несколькими парами электродов реализовывался перепад потенциала 90–300 В, а электрическое поле было на уровне 1,5–4 кВ  $\text{м}^{-1}$ . В этом случае создавался слой со сдвиговым течением (дифференциальное вращение) плазмы, где отдельные слои смещались друг относительно друга. На рисунке 28 представлен радиальный профиль плавающего потенциала, реализованный при напряжении смещения 150 В между соседними электродами.

Благодаря применению радиального электрического поля было реализовано удержание плазмы с рекордной

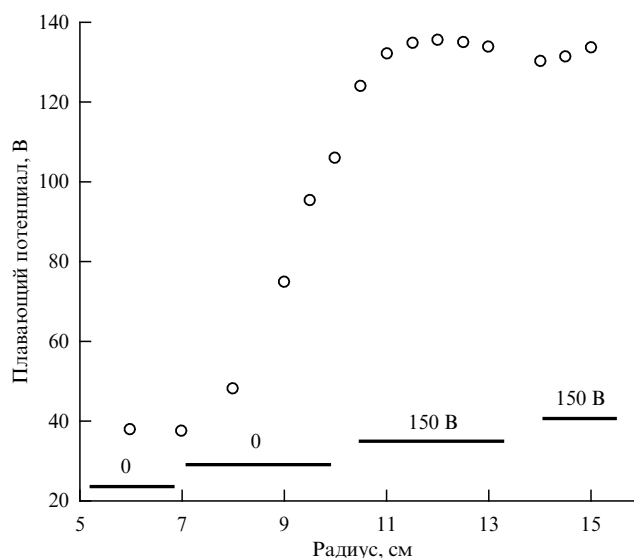


Рис. 28. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральной плоскости ГДЛ в устойчивом режиме [121].

(для данного класса установок) температурой электронов мишенной плазмы до 900 эВ [122]. Стандартным методом нагрева на ГДЛ, суммарная мощность которого составляет 5 МВт, является атомарная инъекция, а температура электронов не превышает 300 эВ. Реализовав дополнительный нагрев методом ЭЦР при помощи генератора с мощностью 0,7 МВт, температуру электронов увеличили. Для эффективного удержания такой плазмы потребовалось дополнительно увеличить потенциал смещения лимитера со 150 до 300 В [123]. Применялись две схемы создания радиального электрического поля. В первой схеме положительное смещение относительно земли прикладывалось к лимитеру, а во второй торцевые электроды в приосевой области поддерживались при отрицательном смещении [124]. Обе схемы позволили подавить радиальные потери, однако во втором случае уровень МГД активности был значительно ниже.

Можно отметить, что системы, дающие возможность управления вращением плазмы путём приложения напряжения к лимитеру или плазмоприёмнику, становятся "обязательными" элементами всех больших установок [125].

Суммировать представленные данные можно следующей цепочкой рассуждений. До применения торце-

**Таблица 4.** Сводная таблица параметров экспериментов на открытых ловушках с дополнительным источником ионизации и со смещением потенциала торцевых электродов

| Установка | Ссылки         | $U_e$ , В           | $U_{pl}$ , В        | $E$ , В м <sup>-1</sup> | $B$ , мТл | $n_p$ , м <sup>-3</sup> | $A$  | $T_e$ , эВ         | $T_i$ , эВ | $t$ , мс | $N$   | $L$ , м<br>$D$ , м     | Метод создания плазмы   | Метод измерения потенциала плазмы                                 |
|-----------|----------------|---------------------|---------------------|-------------------------|-----------|-------------------------|------|--------------------|------------|----------|-------|------------------------|---|---|
| Phaedrus  | [57, 113, 114] | 1. -120<br>2. +60   | 1. -4<br>2. +30     | 1400                    | 66 (7)    | $2 \times 10^{18}$      | Н    | 15-20              | 30         | 10       | 4 (2) | $L = 10$<br>$D = 0,34$ | ВЧ-нагрев ( $\omega_H = 0,8\omega_{CI}$ )   | Плавающий зонд  |
| Gamma 10  | [58, 136]      | 1. -2000<br>2. +750 | 1. -200<br>2. +2200 | —                       | 400 (5)   | $10^{18}$               | Н    | 60-120             | 500-800    | 35       | 5 (2) | $L = 27$<br>$D = 0,40$ | ЭЦР<br>$f = 28$ ГГц   | 1. Зондирование пучком Au атомов [118]<br>2. Анализ энергий ионов |
| КМАХ      | [59]           | -30<br>+350         | +22                 | 250                     | 15        | $10^{17}$               | Н    | —                  | —          | —        | 2 (1) | $L = 10$<br>$D = 0,15$ | ВЧ-геликон<br>$P = 1,5-2$ кВт;<br>$f = 13,56$ МГц   | Плавающий зонд  |
| ГДЛ       | [56, 137]      | 1. -150<br>2. -300  | -130                | 4000                    | 200 (33)  | $5 \times 10^{19}$      | Н, D | 1. < 100<br>2. 660 | $10^4$     | 4        | 4 (2) | $L = 7$<br>$D = 0,3$   | 1. Атомарная инжекция<br>$P = 4$ МВт;<br>$E = 17$ кэВ<br>2. С дополнительным ЭЦР нагревом | Плавающий зонд  |
| C-2W      | [133]          | -5000               | —                   | 10000                   | 100-300   | $2 \times 10^{19}$      | Н, D | 300                | 1000       | 30       | 4     | $L = 20$<br>$D = 1,0$  | Атомарная инжекция<br>$P = 20$ МВт;<br>$E = 15$ кэВ                                       | Плавающий зонд  |

*Обозначения:*  $U_e$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал на торцевых электродах;  $U_{pl}$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал плазмы;  $E$  — напряжённость электрического поля;  $B$  — магнитное поле указано в центре камеры на оси, в скобках указано пробочное отношение;  $n_p$  — концентрация плазмы,  $A$  — рабочее вещество;  $T_e$ ,  $T_i$  — температура электронов и ионов;  $t$  — длительность эксперимента;  $N$  — число электродов на одном торце, при этом в скобках указано, сколько реально групп электродов находилось под разными потенциалами;  $L$  — расстояние между торцами;  $D$  — диаметр разрядной ячейки.

вых электродов радиальное распределение потенциала плазмы устанавливается благодаря балансу продольных потерь заряженных частиц [126, 127]. Такие потери коррелируют с температурой электронов. В первом приближении можно считать, что потери происходят на каждом радиусе независимо. Поэтому распределение потенциала плазмы соответствует распределению температуры электронов. Если профиль температуры имеет максимум на оси, то градиент температуры электронов порождает силу, направленную из центра. Это приводит к азимутальному вращению, порождающему неустойчивости. Применение торцевых электродов с электрическим полем, направленным к оси, компенсирует данный эффект и повышает стабильность [124]. При дальнейшем повышении напряжения на торцевых электродах возникает азимутальное вращение в обратном направлении, которое не приводит к МГД неустойчивостям, поскольку радиальная сила направлена к оси. Результаты экспериментов на установке ГДЛ были систематизированы в обзоре [128].

На установке АМБАЛ-М (амбиполярная адиабатическая ловушка) в ИЯФ СО РАН исследовался процесс создания горячей стартовой плазмы в концевой системе амбиполярной ловушки [129]. Плазма создавалась кольцевым источником. При транспортировке плазменного потока формировалось распределение потенциала плазмы, по порядку величины равное катод-анодной разности потенциалов. Такое радиальное поле приводило к развитию низкочастотной неустойчивости, по всей видимости, ассоциированной с неустойчивостью Кельвина —

Гельмгольца [130]. Индуцированные этой неустойчивостью электростатические колебания приводили к нагреву ионов и последующему нагреву электронов.

Рассмотренный механизм стабилизации плазмы дифференциальным вращением оказался настолько эффективным, что открытые ловушки нового поколения также предполагают использовать данный метод [125, 126].

На установках типа C-2 (Tri Alpha Energy Inc., USA) [131–133] применялась "конфигурация с обращённым магнитным полем" (Field Reversed Configuration (FRC)). Использование торцевых электродов для создания радиальных электрических полей вызывало азимутальное вращение осесимметричной плазмы, что, в свою очередь, обеспечивало её стабилизацию, нагрев и увеличение времени удержания. В [131] радиальное сдвиговое течение создавалось за счёт отрицательного смещения источника стартовой плазмы, расположенного на оси установки, до потенциала  $-450$  В, при этом локально образовался слой с электрическим полем, направленным к оси, на уровне  $1$  кВ м<sup>-1</sup>.

Хотя данный обзор посвящён системам с аксиальным магнитным полем, тем не менее следует упомянуть несколько установок с более сложной топологией магнитного поля, в которых применялись торцевые электроды для управления потенциалом плазмы. Среди них установки с многопробочными ловушками из ИЯФ СО РАН СМОЛА (спиральная магнитная открытая ловушка) [134] и ГОЛ NB (гофрированная открытая ловушка) [135].

В таблице 4 представлены сводные параметры экспериментов на открытых ловушках с дополнительным ис-

точником ионизации и со смещением потенциала торцевых электродов.

### 4.3. QT-Upgrade машина

Одним из самых успешных с точки зрения управления потенциалом плазмы с помощью торцевых электродов является исследование, проведенное на QT-Upgrade machine (Department of Electronic Engineering, Tohoku University, Japan) [138–140]. Данная установка является пробкотроном с пробочным отношением 2,88. В этом исследовании в цилиндрической камере длиной около 5 м и диаметром 0,2 м с двух торцов располагались концентрические сегментированные торцевые электроды, по три электрода с каждой стороны (рис. 29а). Плазма аргона создавалась СВЧ-разрядом мощностью 100–500 Вт, её концентрация составляла порядка  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ .

Были исследованы конфигурации подключения торцевых электродов как с электрическим полем, направленным к оси системы, так и с электрическим полем, направленным от оси. На рисунках 29б, в представлены распределения потенциала и концентрации плазмы при различных смещения на торцевых электродах. На этих рисунках  $\phi_T(\alpha/\beta/\gamma)$  обозначает потенциал смещения на внутреннем, среднем и внешнем электроде ( $\alpha, \beta$  и  $\gamma$  соответственно). Из рисунка 29б видно, что, хотя потенциал плазмы всюду выше потенциала смещения, тем не менее форма потенциала на качественном уровне соответствует приложенному к торцевым электродам напряжению. То, что потенциал плазмы выше, чем потенциал

торцевых электродов, указывает на наличие приэлектродного слоя.

Из сравнения рисунков 29б и 29в видно, что при увеличении электрического поля, направленного из центра, концентрация плазмы начинает снижаться, в то же время возрастает радиальный ток (рис. 29г). Это может быть объяснено тем, что частота прецессии ионной орбиты при  $E_r > 200 \text{ В м}^{-1}$  приближается к пределу Бриллюэна для удержания заряженных частиц в скрещенных полях [141].

### 4.4. Плазменная масс-сепарация

Как уже отмечалось во введении, контроль радиального профиля потенциала плазмы чрезвычайно важен для методов плазменной масс-сепарации. Изначально эти методы предполагалось использовать для разделения различных изотопов химических элементов друг от друга [142]. В последнее время рассматривается возможность их применения для более грубого разделения групп химических элементов. Например, в целях переработки отработавшего ядерного топлива может быть полезным разделение редкоземельных элементов с атомной массой легче 150 а.е.м. от минорных актинидов тяжелее 235 а.е.м.

Одной из научных групп, проводивших исследования в данном направлении, была частная компания Archimedes Technology Group. Они развивали концепцию фильтра ионов по массам, основанную на особенностях движения частиц в плазме с замагниченными электронами и параболическим осесимметричным потенциалом, реали-

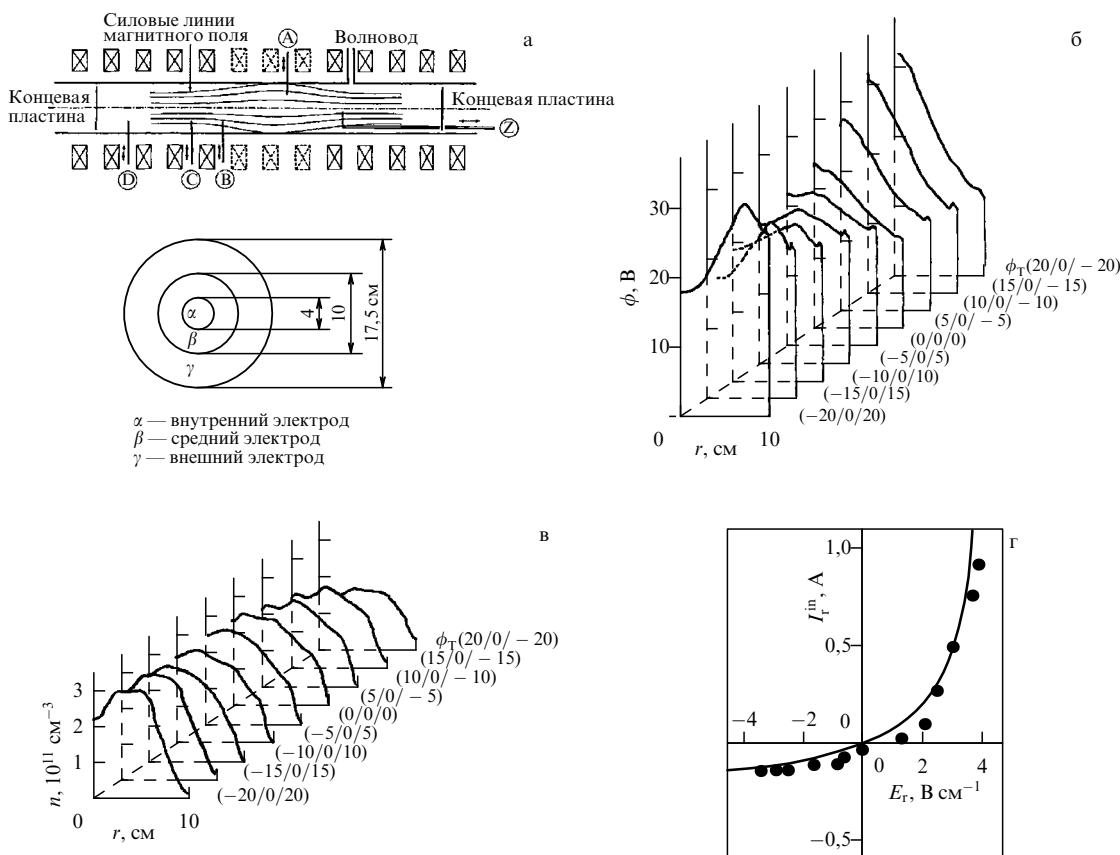


Рис. 29. Схема экспериментальной установки и торцевых электродов QT-Upgrade machine (а), радиальные распределения потенциала (б) и концентрации плазмы (в) в зависимости от приложенного к торцевым электродам напряжения, зависимость радиального тока  $I_r^{\text{in}}$  от радиального электрического поля  $E_r$  (г) © (1991) The Physical Society of Japan [139].

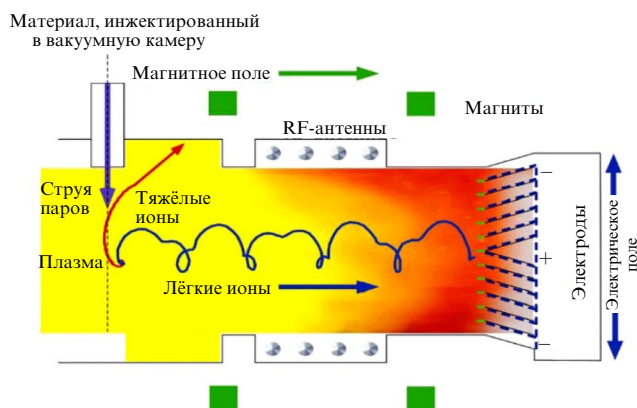


Рис. 30. Схема масс-сепарации на установке DEMO (Archimedes) [145].

зуюмом в плазменном объёме [16]. Схема разделения представлена на рис. 30. Сепарируемые частицы инжектируются в центр системы, где начинают двигаться под действием электрических и магнитных полей. В результате более тяжёлые частицы, масса которых превосходит критическую  $m_c = ZeB^2R^2/8V_0$  [СИ] ( $V_0$  — потенциал плазмы на оси системы при параболическом распределении потенциала плазмы), выбрасываются на коллекторы, расположенные на цилиндрической поверхности установки, а более лёгкие частицы остаются в плазменном объёме, а затем уходят на коллекторы, расположенные на торцах устройства.

На созданной в данной фирме установке DEMO (Archimedes) (Archimedes Technology Group, USA) [143] был получен ряд важных результатов в области создания радиального электрического поля в плазме. Плазменный столб создавался ВЧ-антеннами, мощность разряда составляла порядка 700 кВт при магнитном поле 0,09 Тл. Концентрация натриевой плазмы составляла  $4 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , аргоновой —  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Было показано, что, используя положительное смещение на торцевых электродах, можно создать параболический профиль потенциала [144]. Причём если в качестве плазмообразующего газа используются пары металлов, то распределение плазмы хорошо совпадает со сглаженным распределением потенциала торцевых электродов. В случае использования плазмы инертных газов на периферии столба электрическое поле отсутствует и образуется "плоская область". При этом профиль концентрации в натриевой плазме остаётся плоским, а в аргоновой плазме он становится "полым". До включения торцевых электродов в аргоновой плазме профиль концентрации также был плоский.

Такое различие в поведении металлической плазмы и плазмы инертных газов объясняется прежде всего накоплением нейтральных атомов инертных газов на периферии разряда, в то время как атомы металлов оседают на стенку камеры.

Аналогичный метод разделения химических элементов тестировался в работе [146]. ВЧ-антенна для генерации плазмы располагалась на одном торце цилиндрической камеры длиной 1,7 м и диаметром 0,445 м, а сборка из 10 концентрических электродов, предназначенных для создания потенциала в плазменном объёме, — на другом. Мощность антенны была 160 Вт, а рабочая частота 7 МГц. В качестве плазмообразующих газов использовались Ar, Xe и Kr при давлении  $\sim 0,013$  Па. Концентра-

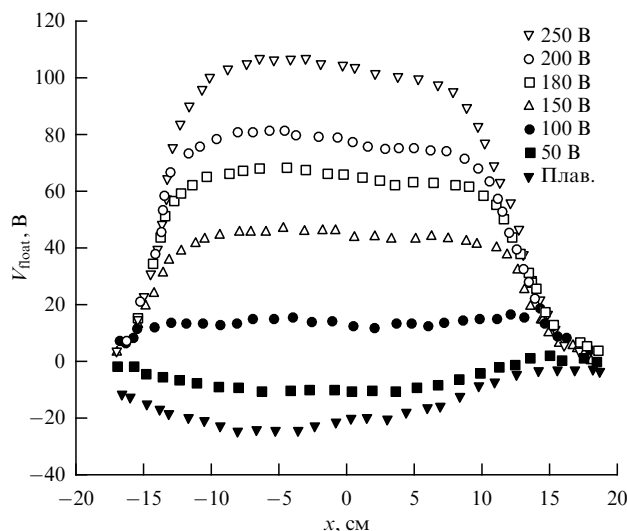


Рис. 31. Радиальный профиль плавающего потенциала на установке [146].

ция плазмы составляла  $(0,3-1,4) \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , величина магнитного поля была порядка 0,12 Тл. К внешним трём электродам прикладывалось положительное смещение, а внутренние электроды находились под плавающим потенциалом. На рисунке 31 видно, что отклик потенциала на увеличение положительного смещения, подаваемого на электроды 8–10, однозначно есть, хотя уровень плавающего потенциала значительно ниже потенциала торцевых электродов. При смене более лёгкого газа Ar на более тяжёлый Kr уровень плавающего потенциала ещё снизился.

В предварительных экспериментах по демонстрации работы плазменного масс-фильтра в [147] исследовались свойства геликонной плазмы, возможность управления её параметрами и эффект удержания ионов аргона и криптона. Для создания радиального электрического поля использовался подвижный набор из трёх концентрических электродов, располагавшихся только на одном торце установки длиной  $\sim 0,8$  м и переменным диаметром от 0,60 до 0,15 м. На противоположном торце находилась ВЧ-антенна (800 Вт, 13,6 МГц). Магнитное поле на оси было около 0,95 кГс. Давление рабочего газа, представленного смесью азота, аргона, криптона и гелия, составляло 0,7 Па. Концентрация плазмы была на уровне  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ . На торцевые электроды прикладывались различные потенциалы относительно небольшой величины от  $-35$  до  $+40$  В. Как показали эксперименты, в объёме плазмы воспроизводился только положительный потенциал, максимальное значение которого составляло  $+20$  В при напряжённости электрического поля  $500 \text{ В м}^{-1}$ .

В работе [148] проводилось исследование вопроса воспроизведения электрического потенциала в плазменном объёме в рамках развития схемы плазменной сепарации с потенциальной ямой [6, 17, 149]. Сепарация в этой схеме происходит в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, в электрическом потенциале специальной конфигурации. Особенность рассматриваемого подхода состоит в использовании ускоряющего потенциала для преодоления энергетического и углового разбросов ионов плазмы вещества на входе в камеру сепаратора и потенциальной ямы для пространственного разделения

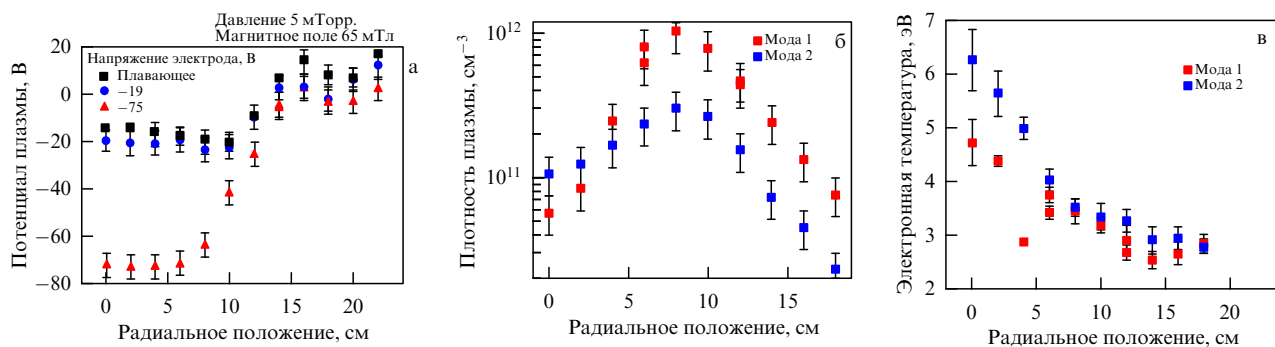


Рис. 32. Воспроизведение электрического потенциала торцевых электродов в ВЧ-разряде [148]. Радиальный профиль плавающего потенциала (а), концентрации плазмы (б) и температуры электронов (в).

ионов разных масс. Траектории ионов таковы, что создаваемая потенциальная яма захватывает тяжёлые ионы и практически не затрагивает лёгкие.

В одном из вариантов концепции плазменной сепарации с потенциальной ямой на установке LaPlaS (Объединённый институт высоких температур РАН, РФ) отдельно создаётся буферная плазма и в ней реализуется заданное пространственное распределение потенциала. Отдельно создаётся плазма сепарируемых веществ, которая инжектируется в буферную плазму. Ионы сепарируемых веществ увлекаются электрическим полем буферной плазмы и разделяются в пространстве по массам. В работе [148] плазма создавалась ВЧ-разрядом в цилиндрической камере диаметром 0,86 м и длиной 2,3 м в атмосфере аргона при давлении 0,7 Па. Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца и находилось на уровне 0,065 Тл. Максимальная концентрация плазмы составляла  $2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . На обоих торцах располагались электроды диаметром 0,45 м. К электродам прикладывалось отрицательное смещение. Увеличение отрицательного смещения на электроде до  $-75 \text{ В}$  приводило к снижению потенциала плазмы (рис. 32а). При этом происходило и изменение профиля концентрации плазмы и температуры электронов (рис 32б, в). С одной стороны, максимальное значение концентрации снизилось, с другой стороны, повысилась концентрация на оси разряда. Увеличение отрицательного смещения выше  $-30 \text{ В}$  приводило к расогласованию ВЧ-генератора с плазмой, поэтому в режиме с более отрицательным смещением поглощённая ВЧ-мощность была значительно ниже. Ещё более отрицательное смещение,  $< -75 \text{ В}$ , торцевого электрода не приводило к уменьшению потенциала плазмы. Такой феномен объяснён в работе [36], где показано, что в данной геометрии при давлении 0,7 Па и магнитном поле 0,065 Тл есть ограничение на отрицательный потенциал плазмы.

Существенно понизить отрицательный потенциал, воспроизводимый в объёме плазмы, удаётся, добавив источник термоэлектронной эмиссии на торцевые электроды. Заметный эффект добавления дополнительного источника заряженных частиц на воспроизведение потенциала наблюдается и в других рассмотренных в обзоре работах (см. табл. 2 и 4).

Цикл работ, посвящённых методу плазменной сепарации в отражательном разряде [150, 151], позволил выделить важную роль, которую играет в создании распределения потенциала в плазменном объёме инжекция заряженных частиц. В работе [150] было выполнено экс-

периментальное исследование взаимного влияния пучка плазмы и буферной плазмы, в которую данный пучок инжектировался, рассматривались происходящие при этом искажения пространственного распределения электрического потенциала в плазменном объёме. Принципиальная схема и параметры проведённого эксперимента представлены на рис. 33а. Буферная плазма зажигалась в атмосфере аргона (давление 0,05 Па), магнитное поле  $B \sim 0,15 \text{ Тл}$ , концентрация плазмы в инжектируемой струе была до  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ , напряжение на торцевых электродах составляло  $-1,2 \text{ кВ}$ .

Было показано, что в отсутствие инжекции плазменной струи характерные потенциал и электрическое поле, достигнутые внутри плазменного объёма, составили  $-350 \text{ В}$  и  $8 \text{ кВ м}^{-1}$ , а при инжекции падали до  $-50 \text{ В}$  и  $1,6 \text{ кВ м}^{-1}$  соответственно и ниже. В результате было сформулировано предположение о том, что количества замагниченных электронов буферного разряда становится недостаточно для компенсации заряда ионов, поступающих из инжектируемой плазменной струи, а это приводит к изменению распределения зарядов в плазменном объёме и к существенному искажению пространственного профиля электрического потенциала. В работе было предложено для создания управляемого профиля потенциала увеличить инжекцию электронов в плазменный объём, организовав дополнительную термоэлектронную эмиссию на торцевых электродах. Работоспособность такого подхода была продемонстрирована на модифицированной установке LaPlaS [151], где для генерации потенциальной ямы и отрицательного электрического потенциала в объёме замагниченной плазмы использовалась система из пяти концентрических торцевых электродов, расположенных на торцах разрядной камеры. На одном из торцов, по центру электродной сборки, был также установлен термоэмиссионный элемент (термокатод) диаметром  $2 \times 10^{-2} \text{ м}$ . Первые три концентрических электрода, считая от центра, вместе с термокатодом были связаны гальванически и подключены к источнику напряжения, остальные электроды находились под плавающим потенциалом. Боковые стенки камеры были заземлены. Исследовалось два режима работы разряда: с разогретым и холодным термокатодом. В случае холодного катода на электроды прикладывалось напряжение  $-1 \text{ кВ}$ , а ток разряда составлял  $50 \text{ мА}$ . Значение потенциала в объёме плазмы в режиме без дополнительной термоэлектронной эмиссии составило  $-60 \text{ В}$ . В режиме с разогретым термокатодом разряд создавался приложением напряжения  $-550 \text{ В}$ , а его ток достигал

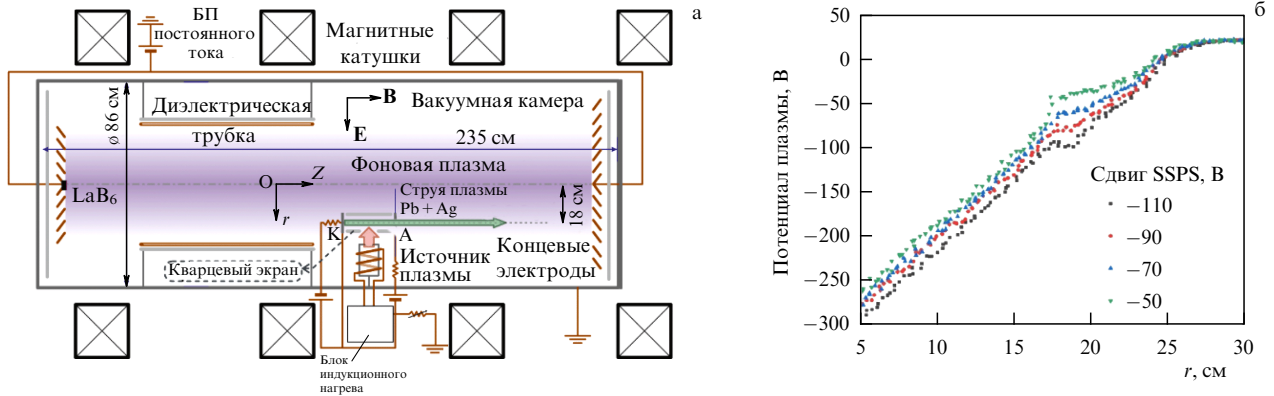


Рис. 33. (а) Схема эксперимента по изучению влияния инъекции пучка плазмы металлов на созданное торцевыми электродами распределение электрического потенциала в буферной плазме инертного газа. (б) Влияние потенциала инжектора плазмы на распределение потенциала в объёме плазменного сепаратора [151].

10 А. В данном случае потенциал торцевых электродов воспроизводился в плазме значительно лучше и достигал величины  $-300$  В. Также в работе [151] варьировались условия инъекции плазменной струи в объём буферной плазмы. При этом была показана возможность локального изменения потенциала (как увеличения, так и уменьшения) без его возмущения в остальном объёме (см. рис. 33б). В общем виде подобная задача искажения распределения потенциала ещё не исследовалась и представляет значительный интерес.

В качестве комментария отметим, что как при подготовке и планировании любых экспериментов, так и в случае создания технических устройств и проведении экспериментальных исследований, затрагивающих вопросы воспроизведения электрического потенциала в плазменном объёме, полезно иметь относительно простой инструмент, показывающий, какие значения потенциала можно ожидать в предполагаемых условиях эксперимента. Одним из таких инструментов для осесимметричных плазменных систем с магнитным полем и торцевыми электродами является серия соотношений, предложенная в работах [36, 37]. Например, для геометрии, представленной на рис. 1, и отрицательного напряжения на торцевых задающих электродах  $U_e \gg T_e$  (температуры электронов плазмы) распределение  $U(r)$  потенциала в плазменном объёме определяется величиной плотности тока, протекание которого может обеспечить через себя плазменное образование, и может быть вычислено по формуле

$$U(r) = \frac{2}{3} \sqrt{C_1 C_2} (r^{3/2} - r_g^{3/2}) \text{ [СИ]},$$

где

$$C_1 = \frac{0,52}{2e} \frac{(MkT_e)^{1/2} n \sigma_{in}}{BL}, \quad C_2 = \left( \frac{eB^2}{Mn\sigma_{in}} \right)^2,$$

$e$  — элементарный заряд,  $k$  — постоянная Больцмана,  $M$  — масса атома (иона),  $n$  — концентрация атомов плазмообразующего газа,  $\sigma_{in}$  — сечение упругих соударений ионов с нейтралами,  $B$  — величина индукции внешнего постоянного однородного магнитного поля.

В таблице 5 представлены сводные данные экспериментов, посвящённых плазменной масс-сепарации со смещением потенциала торцевых электродов.

## 5. Заключение

Анализ экспериментальных работ показал, что, используя торцевые электроды в аксиальных плазменных системах с продольным магнитным полем, возможно контролировать распределение поперечного электрического поля. Для такого контроля недостаточно условия замагниченности электронов. К факторам, влияющим на абсолютное значение и распределение воспроизводимого в плазменном объёме электрического потенциала, относятся напряжённость магнитного поля, прикладываемое к электродам напряжение, сорт плазмообразующего газа и его давление, геометрия электродов (площадь их поверхности, взаимное расположение, схема распределения на них напряжений). В некоторых работах отмечается влияние на картину электрического поля степени обработки поверхности электродов и их материала.

Задачи создания пространственного распределения электрического потенциала с максимумом и с минимумом внутри плазменного объёма являются разными. Так, случай, когда потенциал плазменного столба выше потенциала цилиндрической камеры (т.е. плазменный столб обладает положительным объёмным зарядом), реализуется относительно просто. Это связано с тем, что за счёт более высокой подвижности у электронов вдоль силовых линий магнитного поля, чем у ионов, для типичных геометрий экспериментов автоматически обеспечивается активный вынос отрицательного электрического заряда из плазменного объёма через торцевые электроды.

Для создания отрицательных потенциалов в плазменном объёме, сравнимых с подаваемым на торцевые электроды напряжением (т.е. для случая, когда плазменный столб обладает отрицательным объёмным зарядом), необходимо обеспечить либо вынос из плазменного объёма положительного заряда током ионов, либо дополнительный приток отрицательного заряда за счёт инъекции электронов. Каждый из этих вариантов принципиально может быть реализован. Одним из наиболее простых вариантов создания отрицательных потенциалов является, по-видимому, использование термоэлектронной эмиссии с торцевых электродов. Необходимо заметить, что целый ряд исследований показывает также возможность стабилизации вращения плазмы данным спосо-

**Таблица 5.** Сводная таблица параметров экспериментов, посвящённых плазменной масс-сепарации со смещением потенциала торцевых электродов

| Установка              | Ссылки              | $U_e$ , В                      | $U_{pl}$ , кВ | $E$ , В м <sup>-1</sup> | $B$ , Тл | $n_p$ , м <sup>-3</sup>                  | $p$ , Па                         | $T_e$ , эВ | $T_i$ , эВ | $t$ , с    | $N$    | $L$ , м<br>$D$ , м       | Метод создания плазмы                                | Метод измерения потенциала плазмы                   |
|------------------------|---------------------|--------------------------------|---------------|-------------------------|----------|--|----------------------------------|------------|------------|------------|--------|--------------------------|--|---|
| DEMO (Archimedes)      | [14, 143, 144, 152] | +97                            | +96           | 600                     | 0,09     | $4 \times 10^{18}$                       | Na, Ar 65–70                     | 1–3        | —          | Непрерывн. | 10     | $L = 4$<br>$D = 0,8$     | ВЧИ-разряд<br>300–500 кВт<br>$f = 4$ МГц             | 1. Плавающий зонд.<br>2. Доплеровская спектроскопия |
| Large diameter helicon | [146]               | +250                           | +100          | 2500                    | 0,12     | $3 \times 10^{15}$<br>$1 \times 10^{16}$ | Ar, Xe 21                        | 3–6        | < 1        | Непрерывн. | 10 (2) | $L = 1,70$<br>$D = 0,45$ | ВЧИ-разряд<br>$P_{rf} = 0,16$ кВт<br>$f = 7$ МГц     | 1. Зонд Ленгмюра.<br>2. Зонд Маха                   |
| LaPlas RF              | [148]               | –200                           | –70           | 1000                    | 0,065    | $5 \times 10^{17}$                       | Ar 665                           | 3–6        | —          | Непрерывн. | 2      | $L = 230$<br>$D = 0,86$  | ВЧИ-разряд<br>$P_{rf} = 0,5$ кВт<br>$f = 5$ МГц      | Плавающий зонд                                      |
| LaPlas Reflex          | [37, 151]           | –550<br>Термоэмиссионный катод | –300          | 1500                    | 0,14     | $3 \times 10^{17}$                       | Ar 40                            | 7–9        | —          | Непрерывн. | 5 (2)  | $L = 230$<br>$D = 0,86$  | Отражательный разряд с горячим катодом<br>$I = 10$ А | Эмиссионный зонд                                    |
| PMFX                   | [147]               | –35<br>+40                     | +20<br>+16    | 500                     | 0,095    | $10^{19}$                                | Ar, Kr, Ne, N <sub>2</sub> , 665 | 3          | 0,03       | Непрерывн. | 3      | $L = 0,73$<br>$D = 0,2$  | ВЧИ-разряд<br>$P_{rf} = 0,8$ кВт<br>$f = 13,56$ МГц  | Плавающий зонд                                      |

*Обозначения:*  $U_e$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал на торцевых электродах;  $U_{pl}$  — максимальный (по абсолютной величине) потенциал плазмы;  $E$  — напряжённость электрического поля;  $B$  — магнитное поле указано в центре камеры на оси;  $n_p$  — концентрация плазмы,  $p$  — давление нейтрального газа;  $T_e$ ,  $T_i$  — температура электронов и ионов;  $t$  — длительность эксперимента;  $N$  — число электродов на одном торце, при этом в скобках указано, сколько реально групп электродов находилось под разными потенциалами;  $L$  — расстояние между торцами;  $D$  — диаметр разрядной ячейки. Large diameter helicon — Kyushu University, Japan; PMFX — Plasma Mass Filter eXperiment, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton University, USA.

бом. Кроме того, в задачах плазменной сепарации веществ введение дополнительного отрицательного заряда даёт возможность компенсировать положительный заряд ионов разделяемых веществ и позволяет снять ряд ограничений на производительность такого метода.

В качестве комментария отметим, что в основном в исследованиях были реализованы конфигурации только с одним локальным минимумом или максимумом потенциала. Тем не менее существуют отдельные экспериментальные работы, в которых показана возможность создания более сложных стационарных распределений электрического потенциала в плазменном объёме — с несколькими локальными экстремумами. Вопрос о точности воспроизведения в плазменном объёме распределения потенциала задающих электродов остаётся открытым как в плане пространственной мелкости, так и в плане флуктуаций средних значений.

Кроме самостоятельной ценности экспериментальных результатов, полученных в рассмотренных в настоящем обзоре работах, стоит отметить тот факт, что они способствовали также созданию ряда аналитических моделей, в частности, позволяющих спрогнозировать распределение потенциала в системах с отрицательным потенциалом на оси плазменного столба. Эти модели учитывают поперечную проводимость плазмы, прикатодное падение потенциала и падение потенциала вследствие протекания тока термоэмиссии с электродов и могут служить экспериментаторам хорошим подспорьем при выборе параметров опыта и анализе полученных результатов.

Ещё одним важным моментом, заметно влияющим на результаты экспериментальных исследований потенциала в плазменном объёме, является выбор диагностических средств. В проанализированных работах использовались различные зондовые методы, в частности, методы плавающего и термоэмиссионного зондов. Отличие в результатах измерений указанными методами в большинстве случаев составляет величину порядка температуры электронов плазмы, однако такое утверждение справедливо только в случае максвелловской функции распределения энергии электронов. Условие на вид функции распределения является достаточно сильным, вследствие чего в ряде случаев могут возникать достаточно серьёзные различия в значениях потенциала плазмы, полученных с помощью метода плавающего зонда и с помощью термоэмиссионного зонда. Авторы обзора рекомендуют применять в экспериментах хотя и более технически сложный, однако более достоверный метод термоэмиссионного зонда.

**Благодарности.** Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 21-19-00716, <https://rscf.ru/project/21-19-00716/>.

## Список литературы

1. Долголенко Д А, Муромкин Ю А *УФН* **187** 1071 (2017); Dolgolenko D A, Muromkin Yu A *Phys. Usp.* **60** 994 (2017)
2. Zweben S J, Gueroult R, Fisch N J *Phys. Plasmas* **25** 090901 (2018)
3. Paperny V L et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 015009 (2015)
4. Bardakov V M, Ivanov S D, Strokin N A *Phys. Plasmas* **21** 033505 (2014)

5. Жильцов В А и др. *Атомная энергия* **101** (4) 302 (2006); Zhil'tsov V A et al. *Atom. Energy* **101** 755 (2006)
6. Liziakin G et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 032002 (2021)
7. Тимофеев А В *УФН* **184** 1101 (2014); Timofeev A V *Phys. Usp.* **57** 990 (2014)
8. Yuferov V B et al. *Problems Atom. Sci. Technol.* **107** (1) 223 (2017)
9. Gueroult R, Fisch N J *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 035002 (2014)
10. Gueroult R, Rax J-M, Fisch N J *J. Cleaner Product.* **182** 1060 (2018)
11. Долголенко Д А, Муромкин Ю А *УФН* **179** 369 (2009); Dolgolenko D A, Muromkin Yu A *Phys. Usp.* **52** 345 (2009)
12. Borisevich V D, Potanin E P, Whichello J *Phys. Plasmas* **25** 113503 (2018)
13. Долголенко Д А, Муромкин Ю А, Пашковский В Г *Приборы и техника эксперимента* (6) 60 (2019); Dolgolenko D A, Muromkin Yu A, Pashkovsky V G *Instrum. Exp. Tech.* **62** 798 (2019)
14. Freeman R et al. *AIP Conf. Proc.* **694** 403 (2003)
15. Gueroult R et al. *Phys. Plasmas* **26** 043511 (2019)
16. Ohkawa T, Miller R L *Phys. Plasmas* **9** 5116 (2002)
17. Смирнов В П и др. *Физика плазмы* **39** 523 (2013); Smirnov V P et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 456 (2013)
18. Lieberman M A, Lichtenberg A J *MRS Bull.* **30** 899 (1994)
19. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (Долгопрудный: Интеллект, 2009); Пер. на англ. яз.: Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1997)
20. Vaalrud S D et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 053001 (2020)
21. Морозов А И *Введение в плазмодинамику* (М.: Физматлит, 2008); Пер. на англ. яз.: Morozov A I *Introduction to Plasma Dynamics* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2012)
22. Abolmasov S N *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 035006 (2012)
23. Hooper E B (Jr.), in *Advances in Electronics and Electron Physics* Vol. 27 (Eds L Marton, C Marton) (Amsterdam: Elsevier, 1970) p. 295
24. Villafana W et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 075002 (2021)
25. Kaganovich I D et al. *Phys. Plasmas* **27** 120601 (2020)
26. Garbet X et al. *Nucl. Fusion* **50** 043002 (2010)
27. Winske D et al., in *Space Plasma Simulation* (Lecture Notes in Physics, Vol. 615, J Büchner, C Dum, M Scholer) (Berlin: Springer, 2003) p. 136
28. Taccogna F et al. *Phys. Plasmas* **12** 053502 (2005)
29. Taccogna F et al. *AIP Conf. Proc.* **1501** 1390 (2012)
30. Charoy T et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 105010 (2019)
31. Boeuf J-P, Chaudhury B *Phys. Rev. Lett.* **111** 155005 (2013)
32. Boeuf J-P *J. Appl. Phys.* **121** 011101 (2017)
33. Jorns B A et al. *Phys. Plasmas* **27** 022311 (2020)
34. Carlsson J et al. *Phys. Plasmas* **25** 061201 (2018)
35. Smolyakov A I et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 014041 (2017)
36. Liziakin G, Gavrikov A, Smirnov V *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 015008 (2020)
37. Liziakin G et al. *J. Plasma Phys.* **87** 905870414 (2021)
38. Burrell K H *Phys. Plasmas* **4** 1499 (1997)
39. Itoh K, Itoh S-I *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 1 (1996)
40. Chandrasekhar S *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (New York: Dover Publ., 2013)
41. Lehnert B *Nucl. Fusion* **11** 485 (1971)
42. Klopfer A *Vakuum-Tech.* **10** 113 (1961)
43. Schuurman W *Physica* **36** 136 (1967)
44. Габович М Д, Бартновский О А, Федорус З П *ЖТФ* **30** 345 (1960); Gabovich M D, Bartnovskii O A, Fedorus Z P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **5** 320 (1960)
45. Liziakin G D et al. *Phys. Plasmas* **23** 123502 (2016)
46. Rohwer P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **211** 543 (1983)
47. Смирницкая Г В, Ти Н Х *ЖТФ* **39** 1044 (1969); Smirnitskaya G V, Ti N Kh *Sov. Phys. Tech. Phys.* **14** 783 (1969)
48. Kim J Y et al. *AIP Adv.* **11** 085113 (2021)
49. Baumann H, Bethge K *Nucl. Instrum. Meth.* **122** 517 (1974)
50. Rohwer P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **204** 245 (1982)
51. Abdrashitov G F et al. *Nucl. Fusion* **31** 1275 (1991)
52. Bekhtenev A A et al. *Nucl. Fusion* **20** 579 (1980)
53. Бехтенов А А, Волосов В И *ЖТФ* **48** 1657 (1978); Bekhtenev A A, Volosov V I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **23** 938 (1978)
54. Бочаров В Н и др. *Физика плазмы* **4** 488 (1978); Bocharov V N et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 271 (1978)
55. Константинов С Г и др. *ЖТФ* **41** 2527 (1971); Konstantinov S G et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 2006 (1972)
56. Bagryansky P A, Beklemishev A D, Soldatkina E I *Fusion Sci. Technol.* **51** 340 (2007)
57. Hershkowitz N et al. *Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res.* **2** 265 (1984)
58. Mase A et al. *Nucl. Fusion* **31** 1725 (1991)
59. Zhang Q et al. *Fusion Sci. Technol.* **68** 50 (2015)
60. Волосов В И *Физика плазмы* **35** 782 (2009); Volosov V I *Plasma Phys. Rep.* **35** 719 (2009)
61. Rosenbluth M N, Simon A *Phys. Fluids* **8** 1300 (1965)
62. Bogdanov G F et al. *Nucl. Fusion Suppl.* **1** 215 (1962)
63. Kunkel W B, Guillory J U, in *Phenomena in Ionized Gases. Proc. of the Seventh Intern. Conf., August 22–27, 1965, Beograd, Yugoslavia* Vol. 2 (Eds B Perović, D Tošić) (Beograd: Gradevinska Knjiga Publ. House, 1966) p. 702
64. Lehnert B *Phys. Scr.* **7** 102 (1973)
65. Prater R *Phys. Fluids* **17** 193 (1974)
66. Timofeev A V *Nucl. Fusion* **6** 93 (1966)
67. Бехтенов А А, Вандегрифт Г Г, Волосов В И *Физика плазмы* **14** 292 (1988); Bekhtenev A A, Vandegrift G G, Volosov V I *Sov. J. Plasma Phys.* **14** 168 (1988)
68. Бехтенов А А, Волосов В И *ЖТФ* **47** 1450 (1977); Bekhtenev A A, Volosov V I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 834 (1977)
69. Spies G O *Phys. Fluids* **21** 580 (1978)
70. Тимофеев А В *Резонансные явления в колебаниях плазмы* (М.: Физматлит, 2009); Timofeev A *Resonance Phenomena in Plasma Oscillation (Plasma Physics)* (London: Taylor and Francis, 2010)
71. Абдрашитов Г Ф и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1) 54 (1988)
72. Волосов В И и др. *Прикладная физика* (4) 22 (2000)
73. Константинов С Г, Цельник Ф А *ЖТФ* **41** 493 (1971); Konstantinov S G, Tsel'nik F A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 382 (1971)
74. Abdrashitov G F et al., in *8th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, 1–10 July 1980* (Brussels: IAEA, 1980) p. 539
75. Motley R W *Q Machines* (New York: Academic Press, 2012)
76. Rynn N, D'Angelo N *Rev. Sci. Instrum.* **31** 1326 (1960)
77. D'Angelo N, Motley R W *Phys. Fluids* **6** 422 (1963)
78. Jassby D L, Perkins F W *Phys. Rev. Lett.* **24** 256 (1970)
79. Kent G I, Jen N C, Chen F F *Phys. Fluids* **12** 2140 (1969)
80. Enriques L, Levine A M, Righetti G B *Plasma Phys.* **10** 641 (1968)
81. Jassby D L *Phys. Fluids* **15** 1590 (1972)
82. Ganguli G, Lee Y C, Palmadesso P *Phys. Fluids* **28** 761 (1985)
83. Koepke M E, Amatucci W E *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 631 (1992)
84. Schrittwieser R *Phys. Fluids* **26** 2250 (1983)
85. Carroll J J (III) et al. *Rev. Sci. Instrum.* **65** 2991 (1994)
86. Koepke M E et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3355 (1994)
87. Bowles J H et al. *Rev. Sci. Instrum.* **67** 455 (1996)
88. Amatucci W E et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1978 (1996)
89. Lynn A G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **80** 103501 (2009)
90. Gilmore M et al. *J. Plasma Phys.* **81** 345810104 (2015)
91. Desjardins T R, Gilmore M *Phys. Plasmas* **23** 055710 (2016)
92. Desjardins T R, Gilmore M *Phys. Plasmas* **25** 062117 (2018)
93. Gilmore M et al., in *Proc. of the 36th EPS Conf. on Plasma Physics 2009, Sofia, Bulgaria, 29 June–3 July 2009* (Europhysics Conf. Abstracts, Vol. 33E, Eds M Mateev, E Benova) (Mulhouse: EPS, 2009) p. 85
94. Gilmore M et al., in *Proc. of the 38th EPS Conf. on Plasma Physics 2009, Strasbourg, France, 27 June–1 July 2011* (Europhysics Conf. Abstracts, Vol. 35G, Eds A Becoulet et al.) (Mulhouse: EPS, 2012) p. 660
95. Murzaev Ya et al. *Plasma Sci. Technol.* **21** 045401 (2019)
96. Leneman D, Gekelman W, Maggs J *Rev. Sci. Instrum.* **77** 015108 (2006)
97. Carter T A, Maggs J E *Phys. Plasmas* **16** 012304 (2009)
98. Maggs J E, Carter T A, Taylor R J *Phys. Plasmas* **14** 052507 (2007)
99. Schaffner D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 135002 (2012)
100. Jin S et al. *Phys. Plasmas* **26** 022105 (2019)
101. Désangles V et al. *J. Plasma Phys.* **87** 905870308 (2021)
102. Pégaud F et al., in *Proc. of the 48th EPS Conf. on Plasma Physics, EPS 2022, 27 June–1 July 2022, Online* (Europhysics Conf.



- Abstracts, Vol. 46A, Eds T Klinger et al.) (Mulhouse: EPS, 2022) p. 985
103. Groebner R J, Burrell K H, Seraydarian R P *Phys. Rev. Lett.* **64** 3015 (1990)
  104. Ida K et al. (JFT-2M Group) *Phys. Rev. Lett.* **65** 1364 (1990)
  105. Ritz Ch P et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 2543 (1990)
  106. Taylor R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2365 (1989)
  107. Berkowitz J, Grad H, Rubin H, in *Proc. of the 2nd United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Switzerland, 1–13 September 1958* Vol. 31 (Geneva: United Nations, 1958) p. 177
  108. Fornaca S, Kiwamoto Y, Rynn N *Phys. Rev. Lett.* **42** 772 (1979)
  109. Димов Г И *УФН* **175** 1185 (2005); Dimov G I *Phys. Usp.* **48** 1129 (2005)
  110. Post R F et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 49 (2005)
  111. Димов Г И, Закайдаков В В, Кишиневский М Е *Физика плазмы* **2** 597 (1976); Dimov G I, Zakaidakov V V, Kishinevskii M E *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 326 (1976)
  112. Fowler T K, Logan B G *Comments Plasma. Phys. Control. Fusion* **2** 167 (1977)
  113. Severn G D et al. *Phys. Fluids B* **3** 114 (1991)
  114. Severn G D, Hershkovitz N *Phys. Fluids B* **4** 3210 (1992)
  115. Enriques L, Garosi F, Neri A, in *Proc. of the Conf. on Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, 10–13 January 1967* Vol. 10 (1967) p. 627
  116. Schrittwieser R et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 1591 (1984)
  117. Rynn N *Rev. Sci. Instrum.* **35** 40 (1964)
  118. Ishii K et al. *Nucl. Fusion* **30** 1051 (1990)
  119. Mase A et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2281 (1990)
  120. Bagryansky P A et al. *Fusion Sci. Technol.* **43** 152 (2003)
  121. Beklemishev A D et al. *Fusion Sci. Technol.* **57** 351 (2010)
  122. Bagryansky P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 205001 (2015)
  123. Bagryansky P A et al. *Nucl. Fusion* **55** 053009 (2015)
  124. Yakovlev D V et al. *Nucl. Fusion* **58** 094001 (2018)
  125. Endrizzi D et al. *J. Plasma Phys.* **89** 975890501 (2023)
  126. Сковородин Д И и др. *Физика плазмы* **49** 831 (2023); Skovorodin D I et al. *Plasma Phys. Rep.* **49** 1039 (2023)
  127. Soldatkina E I et al. *Nucl. Fusion* **60** 086009 (2020)
  128. Иванов А А, Приходько В В *УФН* **187** 547 (2017); Ivanov A A, Prikhodko V V *Phys. Usp.* **60** 509 (2017)
  129. Ахметов Т Д и др. *Физика плазмы* **23** 988 (1997); Akhmetov T D et al. *Plasma Phys. Rep.* **23** 911 (1997)
  130. Кабанцев А А, Таскаев С Ю *Физика плазмы* **16** 700 (1990); Kabantsev A A, Taskaev S Yu *Sov. J. Plasma Phys.* **16** 406 (1990)
  131. Tuszewski M et al. (The TAE Team) *Phys. Rev. Lett.* **108** 255008 (2012)
  132. Tuszewski M *Nucl. Fusion* **28** 2033 (1988)
  133. Gota H et al. *Nucl. Fusion* **61** 106039 (2021)
  134. Инжеваткина А А и др. *Физика плазмы* **47** 706 (2021); Inzhevatkina A A et al. *Plasma Phys. Rep.* **47** 794 (2021)
  135. Postupaev V V et al. *Nucl. Fusion* **62** 086003 (2022)
  136. Cho T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 085002 (2005)
  137. Солдаткина Е И, Багрянский П А, Соломахин А Л *Физика плазмы* **34** 291 (2008); Soldatkina E I, Bagryansky P A, Solomakhin A L *Plasma Phys. Rep.* **34** 259 (2008)
  138. Tsushima A et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 1815 (1986)
  139. Tsushima A, Sato N *J. Phys. Soc. Jpn.* **60** 2665 (1991)
  140. Yoshinuma M et al. *Phys. Lett. A* **255** 301 (1999)
  141. Ойлер А П и др. *ЖТФ* **92** 1529 (2022); Oiler A P et al. *Tech. Phys.* **67** 1327 (2022)
  142. Grossman M W, Shepp T A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 1114 (1991)
  143. Cluggish B P et al. *Phys. Plasmas* **12** 057101 (2005)
  144. Cluggish B P, in *47th Annual APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts, October 24–28, 2005* Vol. 47 (College Park, MD: American Physical Society, 2005) p. KP1-075
  145. Gilleland J et al., in *Waste Management Conf., Tucson, 2005*
  146. Shinohara S, Horii S *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** 4276 (2007)
  147. Gueroult R et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 035024 (2016)
  148. Liziakin G et al. *AIP Adv.* **7** 125108 (2017)
  149. Лизьякин Г Д и др. *Физика плазмы* **49** 278 (2023); Liziakin G D et al. *Plasma Phys. Rep.* **48** 1251 (2022)
  150. Antonov N et al. *Phys. Plasmas* **25** 123506 (2018)
  151. Liziakin G et al. *J. Phys. D* **54** 414005 (2021)
  152. Ahlfeld C et al., in *21st IEEE/NPS Symp. on Fusion Engineering SOFE 05, 26–29 September 2005, Knoxville, TN, USA* (Piscataway, NJ: IEEE, 2005) <https://doi.org/10.1109/FUSION.2005.252859>

### Generation of a radial electric field in a cylindrical plasma column with an axial magnetic field

G.D. Liziakin<sup>(a)</sup>, A.V. Gavrikov<sup>(b)</sup>, S.D. Kuzmichev<sup>(c)</sup>, V.P. Smirnov<sup>(d)</sup>, R.A. Usmanov<sup>(e)</sup>

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup> [glizyakin@gmail.com](mailto:glizyakin@gmail.com), <sup>(b)</sup> [gavrikov@ihed.ras.ru](mailto:gavrikov@ihed.ras.ru), <sup>(c)</sup> [sdkuzmichev@gmail.com](mailto:sdkuzmichev@gmail.com),

<sup>(d)</sup> [vpsmirnov@rosatom.ru](mailto:vpsmirnov@rosatom.ru), <sup>(e)</sup> [usmanov.r@ihed.ras.ru](mailto:usmanov.r@ihed.ras.ru)

The current state of research on generating and controlling a radial electric field in a magnetized plasma in cylindrical geometry is reviewed. Such systems are widely used in many plasma-physics applications ranging from thermonuclear fusion and plasma mass separation to the development of plasma thrusters. Primarily experimental studies are analyzed with an emphasis on the installation parameters and experiments conditions that enable generating controlled distributions of electrical potential. Data reported by various research teams are summarized in tables, allowing predictions of the potential reproducible under specific experimental conditions.

**Keywords:** biased electrodes, electric potential control, perpendicular electric field, electric field in plasma, magnetized plasma, plasma mass separation, open traps, Penning discharge

PACS numbers: 52.25.Xz, **52.55**.–s, 52.80.Sm

Bibliography — 152 references

Received 23 May 2023, revised 5 December 2023

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (5) 495–519 (2024)

*Physics – Uspekhi* **67** (5) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039622>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.12.039622>