

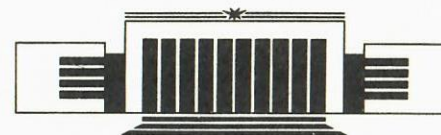


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, В.М. Карлинер, В.Г. Соколов,
С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель, В.Е. Чуприянов

**ТРАНСПОРТИРОВКА ИНТЕНСИВНЫХ
ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ
В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

ПРЕПРИНТ 89-46



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, В.М. Карлинер, В.Г. Соколов,
С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель, В.Е. Чуприянов

ТРАНСПОРТИРОВКА ИНТЕНСИВНЫХ
ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ
В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

ПРЕПРИНТ 89-46

НОВОСИБИРСК

1989

Транспортировка интенсивных
плазменных струй
в неоднородных магнитных полях

А.А. Кabanцев, В.М. Карлинер, В.Г. Соколов,
С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель, В.Е. Чуприянов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описываются эксперименты по исследованию течения плазменных струй, генерируемых источниками, расположенными в заправочной области установки АМБАЛ-Ю. Обнаружена и идентифицирована баллонная неустойчивость струй, значительно снижающая качество струи в пробкотроне. Найден метод ее стабилизации.

На установке АМБАЛ-Ю часть плазменных пушек приближена к пробкотрону, что позволило, несмотря на наличие неустойчивости, значительно повысить плотность плазменной мишени в центре пробкотрона. В этой конфигурации также исследовано устойчивое течение струй при отключенных соленоидах плазменных пушек.

При исследовании сплошной струи от одного из типов генераторов плазмы обнаружена возможность ее транспортировки при встречном, по отношению к магнитному полю пробкотрона, включении соленоида пушки через область вблизи нуля магнитного поля. Это открывает возможность уменьшения энергетических потерь плазмы в пробкотроне по электронному каналу за счет разрыва ее контакта с дуговым разрядом в пушке. С другой стороны, эти результаты могут быть полезны при выборе способа заполнения плазмой магнитных ловушек с касповыми стабилизаторами.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее распространенных методов заполнения «теплой» плазмой открытых магнитных ловушек является инжекция плазменных струй вдоль магнитного поля. Источники плазмы располагаются в заправочной области на более или менее значительном расстоянии от пробки в относительно слабом магнитном поле.

Для создания мишенной плазмы, на которой осуществляется захват высокоэнергетичных атомарных пучков в установке АМБАЛ-Ю (одиночный пробкотрон с $\min B$), [1] (см. рис. 1, 2) были установлены четыре кольцевых плазменных пушки [2, 3].

Пушки располагались попарно с обоих концов пробкотрона на расстоянии по силовой линии $l=2,95$ м от его центра. Магнитное поле пробкотрона в области анодов плазменных пушек $\sim 0,01$ Т, при поле в центре $\sim 0,7$ Т. Генерируемая пушкой плазменная струя имеет в начальном сечении вид кольца с наружным диаметром 13 см и толщиной 1 см. В зависимости от режима разряда плотность плазмы в этой области составляет $\sim 1 \div 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, средняя энергия электронов 10—20 эВ, ионов ~ 45 эВ; длительность разряда $\sim 1,5$ мс.

При проектировании системы создания мишенной плазмы предполагалось, что плазма будет распространяться вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому для согласования магнитного потока, выходящего из газоразрядного канала пушки, с заданными размерами мишени в центре пробкотрона каждая плазменная

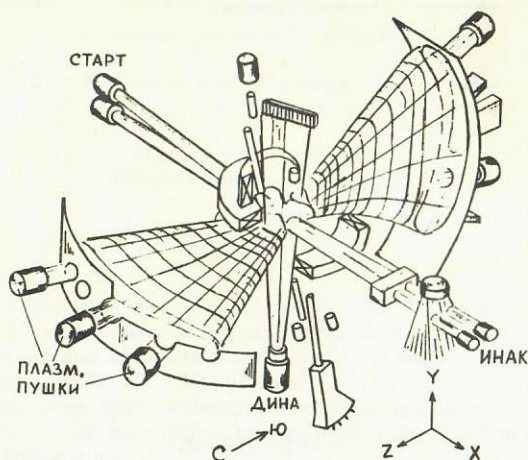


Рис. 1. Установка АМБАЛ-Ю.

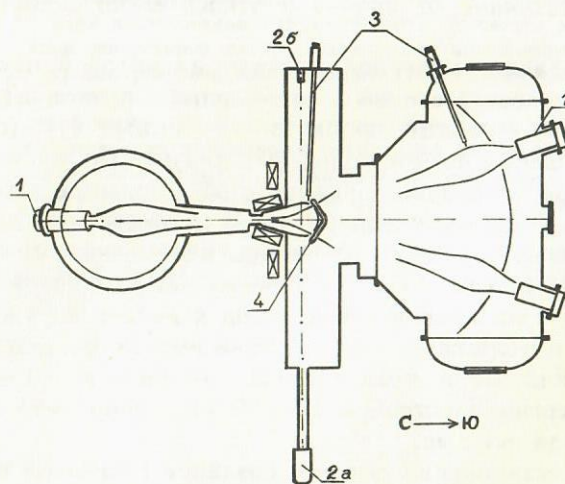


Рис. 2. Вертикальный разрез установки АМБАЛ-Ю:
1 — плазменные пушки; 2 — система многохордового зондирования (а — инжектор атомарного пучка ДИНА, б — датчики); 3 — лэнгмюровские зонды; 4 — диамагнитная петля.

пушка была помещена в импульсный соленоид с полем до 0,6 Т. Расчетная форма сечения струй мишенной плазмы в центральной плоскости пробкотрона при магнитных полях в его центре 0,7 Т и в соленоиде пушек 0,5 Т представлена на рис. 3.

По методике, описанной в [4], электронным пучком была проведена трассировка силовых линий магнитного поля, выходящих из кольцевого канала пушки. Измерения показали хорошее согласие с расчетными траекториями. В центральной плоскости пробкотрона отклонения электронного пучка от расчетного положения не превышали 6 мм.

На рис. 4 показаны сечения в двух плоскостях силовой трубки магнитного поля, транспортирующей струю при поле в центре пробкотрона 0,67 Т и в соленоиде пушки 0,43 Т. Видно, что такая конфигурация струи может привести к ряду нежелательных эффектов, значительно снижающих качество мишени в пробкотроне.

В первых экспериментах по исследованию прохождения плазменной струи от одной из пушек в пробкотрон на установке АМБАЛ [5] было обнаружено полное разрушение кольцевой структуры струи при примерном сохранении ее наружных размеров. Наблюдался высокий уровень колебаний плазмы на частотах ≤ 100 кГц и значительное по сравнению с расчетным уменьшение потока плазмы в пробкотрон.

Исследования эффектов транспортировки плазменной струи в неоднородном магнитном поле были проведены на установке МАЛ [6]. Для этого ее магнитовакуумная система была дополнена. В область между пробкотроном и пушкой был вставлен транспортирующий участок с относительно слабым магнитным полем, причем имелась возможность независимой регулировки величины этого поля. Схема установки в новой конфигурации представлена на рис. 5. Несмотря на принципиальные различия в геометрии магнитного поля (установка МАЛ — аксиально-симметричная) в этих

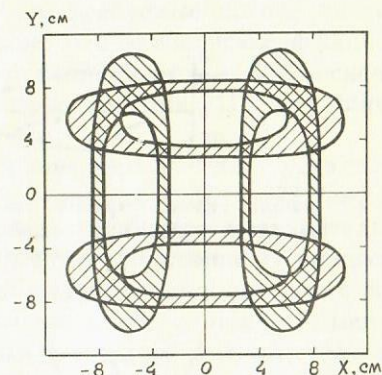


Рис. 3. Расчетная форма сечения струй мишенной плазмы в центральной плоскости пробкотрона.

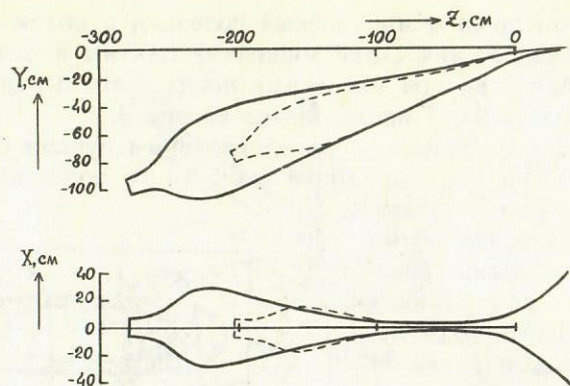


Рис. 4. Сечения силовой трубки магнитного поля, транспортирующего струю мишенной плазмы при $l=2,95$ м и $l=2,15$ м (штриховая линия): а — вертикальная плоскость; б — горизонтальная плоскость.

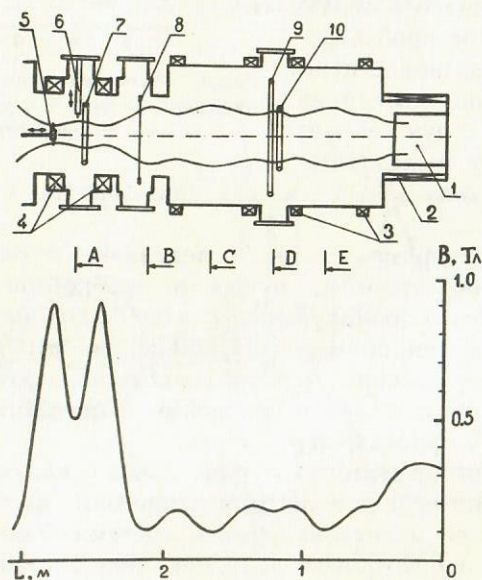


Рис. 5. Схема экспериментальной установки МАЛ и профиль магнитного поля: 1 — плазменный источник; 2 — соленоид плазменного источника; 3 — катушки транспортирующего поля; 4 — катушки пробкотрона; 5 — азимутальные зонды; 6 — ленгмюровский зонд; 7 — диамагнитная петля; 8 — кольцо с сеткой; 9, 10 — пояса Роговского диаметрами 40 и 20 см.

экспериментах было также обнаружено заполнение плазмой внутренней полости струи и значительный уровень колебаний плотности плазмы с характерными частотами ≤ 100 кГц. Показано, что разрушение кольцевой структуры струи происходит в области неблагоприятной кривизны силовых линий перед магнитной пробкой (между сечениями А, В, рис. 5). Оценена величина коэффициента диффузии, который мог бы обеспечить требуемые потоки частиц. Эта величина оказалась много больше, чем значение коэффициента диффузии за счет парных столкновений. Возможное объяснение состояло в развитии в плазменной струе быстрых МГД-неустойчивостей.

Дальнейшие эксперименты проведенные на установке АМБАЛ-Ю в декабре 1986 г, в июне — августе 1987 г. [7] показали, что плотность мишенной плазмы в пробкотроне значительно ниже расчетной. (Захват высокоэнергетичных атомов из инжекторов СТАРТ составлял $\leq 10\%$). Наблюдались мощные колебания мишенной плазмы, интенсивные потери ионов в области между пушкой и пробкой, электронные токи величиной ~ 1 кА, текущие вдоль плазменных струй.

Для выяснения причины аномальных потерь плазмы и повышения качества плазменной мишени на установках МАЛ и АМБАЛ-Ю была проделана данная работа.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА УСТАНОВКИ АМБАЛ-Ю

Для исследования характеристик плазменных струй на установке АМБАЛ-Ю использовались следующие средства диагностики (рис. 2).

1. **Диамангнитная петля** (рис. 6) специальной формы, позволяющей вести инжекцию высокоэнергетичных атомарных пучков, установлена в центре пробкотрона и имеет минимальную чувствительность к токам, текущим вдоль плазменных струй.

2. **Подвижные тройные ленгмюровские зонды**, установленные вблизи центра пробкотрона и в южной запробочной области. Они позволяли оценивать вертикальные профили плотности, температуры и плавающего потенциала струй плазмы.

3. **Система многохордового зондирования плазмы** атомарным пучком водорода [8] для измерения горизонтального профиля линейной плотности струй по 22 вертикальным хордам в централь-

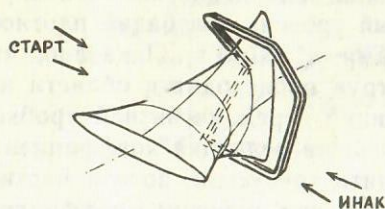


Рис. 6. Диамангнитная петля.

ной плоскости пробкотрона. Энергия диагностического пучка 10 кэВ, ток 1 экв.А, длительность импульса 100 мкс.

4. Локальные диамангнитные петли и многоштырьковые плавающие зонды, расположенные в различных частях установки для измерения колебаний плазмы.

5. Для оценки потерь плазмы в транспортирующей области использовались пластины приемника плазмы, незаземленные внутри установки. В каждом торцевом баке (рис. 1, 2) расположены четыре изолированные секции плазмоприемника, перехватывающего весь поток силовых линий из рабочей области пробкотрона. По обе стороны плазмоприемника расположены газопоглощающие пластины, по три с каждой стороны.

6. Во время совместных работ с группой из LLNL для исследования энергетических характеристик ионов мишенной плазмы использовался также времяпролетный энергоанализатор [7, 9].

ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУИ НА УСТАНОВКЕ АМБАЛ-Ю В ПРОЕКТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

На рис. 7 представлен горизонтальный профиль линейной плотности плазменных струй, снятый системой многохордового зондирования. Вертикальный профиль плотности плазмы южных пушек, измеренный тройным ленгмюровским зондом, приведен на рис. 8. На рис. 9 изображены отпечатки сечений струй в центре пробкотрона, полученные на металлических сетках, установленных в центральном сечении пробкотрона.

Данные измерения показывают, что плазменные струи распространяются вблизи расчетных траекторий, но их профиль заметно отличается от расчетного (см. рис. 3). Происходит, как это уже отмечалось выше, полное разрушение кольцевой структуры струй. Плотность плазмы более чем на порядок ниже ожидаемой. На зондовых сигналах наблюдается значительный, а вблизи границы струй $\sim 100\%$, уровень колебаний плотности и потенциала плазмы (рис. 10). Такие же колебания отмечались и на плава-

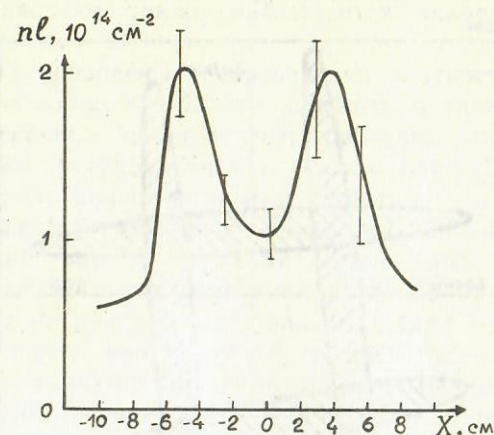


Рис. 7. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменных струй в проектной конфигурации.

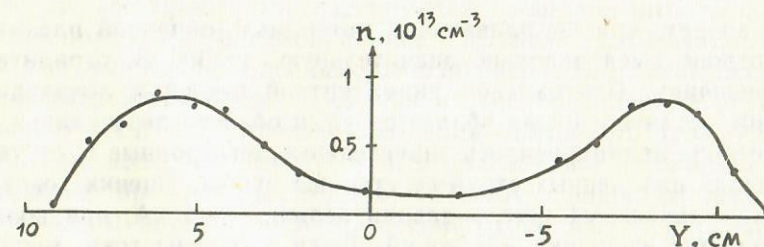


Рис. 8. Вертикальный профиль плотности плазмы южных пушек в проектной конфигурации.

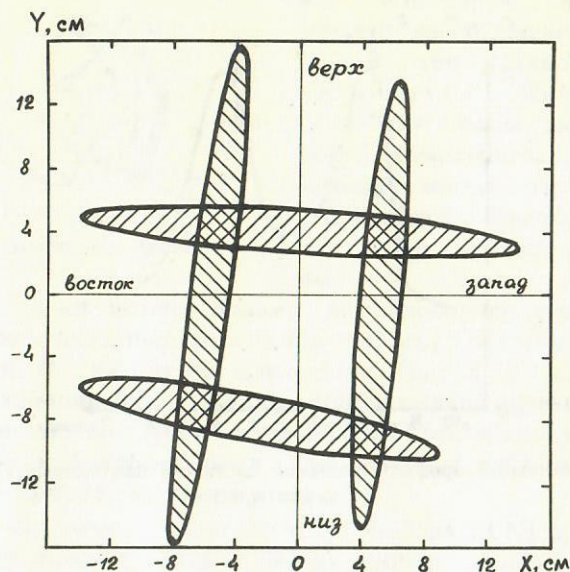


Рис. 9. Отпечатки сечения струй в центральной плоскости пробкотрона. Магнитное поле в центре пробкотрона $\sim 0,5$ Т; в пушках 0,35 Т.

ющих зондах, причем плавающий потенциал мишенной плазмы в пробкотроне имел довольно значительную, до 300 В, отрицательную величину. Центральной диамагнитной петлей и локальными петлями, установленными вблизи струй, в области переходника и в пробкотроне индцировались значительные электронные токи, текущие вдоль плазменных струй со стороны пушки. Оценки токов по сигналам локальных петель давали величину ~ 1 кА, при полном токе плазмы из пушки ~ 3 экв.кА. Были измерены токи, текущие на заземленные через низкоомные измерительные шунты секции плазмоприемника и газопоглощающих пластин. На все пластины, расположенные в баке с работающей пушкой, регистрировался ток положительной полярности, суммарной величины ~ 1 кА (при одной работающей пушке). На противоположный плазмоприемник поступает примерно такой же величины отрицательный ток. Причем, перераспределение токов по секциям плазмоприемника происходило в соответствии с изменением магнитного поля пробкотрона, т. е. при увеличении последнего, ток на центральные пластины возрастал при приблизительно сохранении суммарного тока. В

токах на пластины также наблюдается значительный уровень колебаний.

На рис. 11 приведены распределения плотности и плавающего потенциала плазмы в области слабого магнитного поля (см. рис. 4), измеренные тройным ленгмювским зондом в струе от верхней пушки, установленной в южном баке. Видно, что струя значительно разрушена уже в этой области.

Таким образом, различными средствами диагностики регистрируется высокий уровень колебаний плазмы вдоль всей плазменной струи. Частотный спектр колебаний везде приблизительно одинаков. На токах на пластины, площадью каждая ~ 1 м², наблюдается высокий уровень колебаний той же частоты, что говорит о макроскопическом характере наблюдаемой неустойчивости.

Конструкция установки АМБАЛ и сложная топология ее магнитного поля не позволяют налицными средствами диагностики получить достаточную информацию для обоснованных утверждений о типе и моде колебаний. Характер поведения плазмы указывает на наличие сильной турбулентности, развивающейся в области между пушкой и пробкотроном. Регистрируемый положительный ток на секции плазмоприемников и газопоглощающие пластины, позволяет сделать вывод о том, что до входа в пробкотрон происходит сброс ионов из струи поперек магнитного поля. Замагниченные электроны транспортируются вдоль магнитного поля на противоположный плазмоприемник, вызывая наблюдаемый ток вдоль струи. Как это неоднократно проверялось, магнитогидродинамические желобковые колебания в таких плазменных струях не развиваются из-за наличия в них керна, связанного вдоль силовых линий ведущего магнитного поля с плазменным источником (стабилизация проводящим торцом). Поэтому наиболее вероятным объяснением неустойчивого поведения струй является развитие в транспортирующей области баллонных мод. Численные расчеты, выполненные П.Б. Лысянским по методике, изложенной в [10], показывают, что критерий развития этой неустойчивости выполнен с запасом. Пороговая величина β_{gc} для развития неустойчивости баллонных мод, пересчитанная на выходное сечение плазменной пушки, составляет $\sim 10^{-3}$. В то время как в этих экспериментах $\beta_g \sim 10^{-2}$.

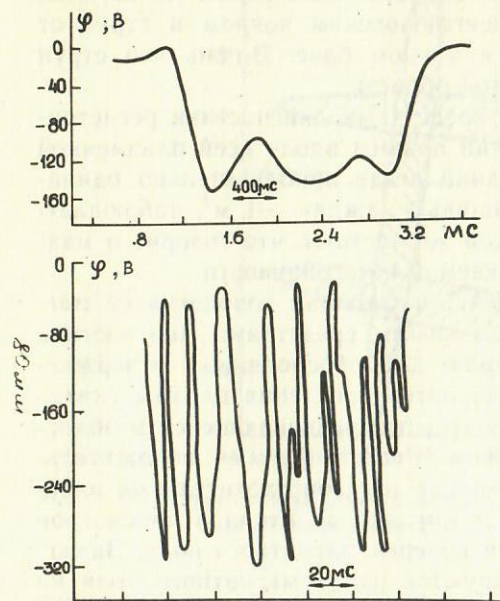


Рис. 10. Средняя величина и уровень колебаний потенциала плазмы φ в пробкотроне.

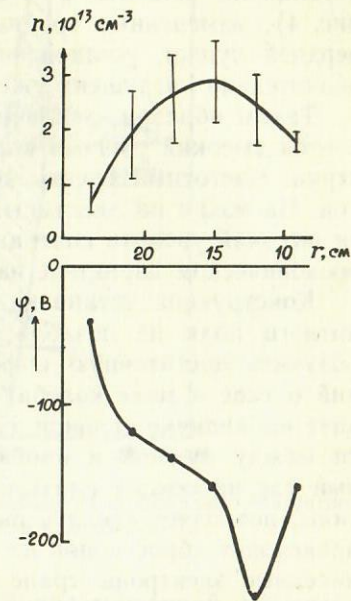


Рис. 11. Распределение плотности n и плавающего потенциала φ плазмы в области слабого поля.

Установка МАЛ, как уже указывалось выше, обладает подобной геометрией транспортирующего магнитного поля (рис. 5). На ней наблюдалась неустойчивость плазменной струи, видимо, той же природы, что и на АМБАЛе. В области сечений B , C и E (рис. 5) плазменная струя относительно баллонных возмущений может быть неустойчива. Оценка β_{gc} дает следующие значения для соответствующих областей $\beta_{gc}^B \sim 1,1 \cdot 10^{-3}$, $\beta_{gc}^C = 1,6 \cdot 10^{-3}$, $\beta_{gc}^E = 6 \cdot 10^{-3}$. Наиболее критичной, с этой точки зрения является область сечения B . Ввиду того, что возможности для работы со струей на МАЛе значительно шире, на ней и продолжались дальнейшие исследования обнаруженной неустойчивости и поиск путей ее стабилизации.

Для определения азимутальной зависимости фазы колебаний плазменной струи на установке МАЛ использовалась система из двенадцати равномерно размещенных по азимуту зондов, перемещаемая вдоль оси установки (рис. 5, 12). Подвижными ленточными зондами измерялись радиальные профили плотности плазмы, электронной температуры и плавающего потенциала в различных сечениях. При этом контролировались зависимости фазы колебаний от радиуса и от расстояния между зондами вдоль струи на одном азимуте. В различных сечениях проводились измерения диамагнитной петлей и поясами Роговского (см. рис. 5). Результаты экспериментов позволяют объяснить наблюдаемые зависимости в поведении плазменной струи колебаниями струи как целого, с развитием в области сечения B неустойчивости по баллонной моде. Основная частота колебаний $f_0 \sim 30$ кГц. Вклад более высоких мод незначителен, что, вероятно, объясняется стабилизирующим эффектом конечного ларморовского радиуса ионов. Направление колебаний, выделяемое, по-видимому, некоторой аксиальной несимметрией магнитного поля, слабо зависит от соотношения полей на различных участках и не изменяется при движении вдоль установки. Фаза колебаний также постоянна вдоль силовых линий магнитного поля. При этом, если в сечении D сохраняется исходная форма поперечного сечения струи (рис. 13, а), то в сечении B , помимо колебаний, наблюдается разрушение границы плазменной струи в направлении поперечного движения с частотой $2f_0$, что также находит отражение при дальнейшем движении плазменной

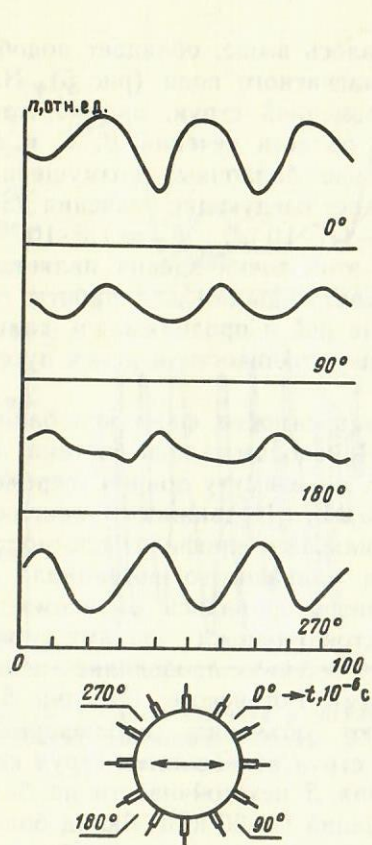


Рис. 12. Колебания плотности плазмы, измеряемые азимутальными зондами (азимуты 0, 90, 180, 270°). Стрелкой показано направление колебаний плазменной струи.

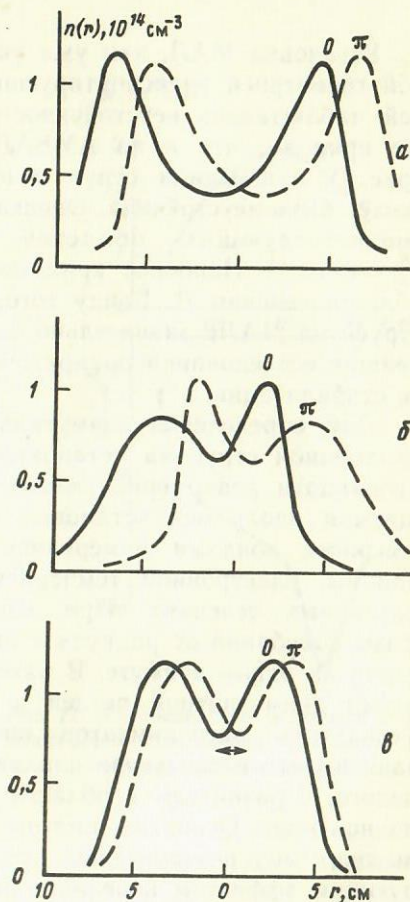


Рис. 13. Радиальный профиль плотности плазмы в фазах колебаний 0 и π : а — в сечении D; б — в сечении A без стабилизации баллонных возмущений; в — в сечении A со стабилизацией баллонных возмущений.

струи в области сечения A (рис. 13, в). Таким образом, в области сечения B развивается неустойчивость по баллонной моде. Неустойчивость не наблюдается в первые 300—500 мкс от начала дугового разряда, когда плотность плазмы в струе еще достаточно мала $((1 \div 5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3})$. При развитии баллонных возмущений происходит всплывание «языков» плазмы к стенкам камеры, сопровождаемое появлением униполярных дуг. Об этом свидетельствуют как следы дуг на стенках камеры в соответствующих сечениях, так и быстрое падение электронной температуры на неустойчивой стороне плазменной струи до величины $\ll 7 \text{ эВ}$. На устойчивой стороне плазменной струи $T_e \sim 15 \text{ эВ}$. Такому процессу колебаний со всплыванием «языков» плазмы соответствуют также колебания на частоте $2f_0$ в сигнале с диамагнитной петли.

Результаты измерений продольных токов в плазменной струе поясами Роговского оказались существенно зависящими от отношения в соответствующих сечениях диаметров плазменной струи и поясов. При измерениях поясом Роговского с диаметром, несколько меньшим наружного диаметра плазменной струи, получается убывающий от плазменного источника вдоль оси установки электронный ток (в сечении D продольный электронный ток $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ А}$, в сечении B $\sim 1,7 \cdot 10^3 \text{ А}$, в сечении A $\sim 1,6 \cdot 10^3 \text{ А}$). Измерения же поясом Роговского, диаметр которого близок к диаметру камеры и существенно больше диаметра плазменной струи, дали противоположную зависимость продольного тока от расстояния от источника (в сечении D $\sim 240 \text{ А}$, в сечении B $\sim 400 \text{ А}$, в сечении A $\sim 600 \text{ А}$). Для исследования радиального распределения продольного тока в торцевой части установки за пробкотроном был установлен секционированный по радиусу приемник плазмы. На внутренних секциях плазмоприемника наблюдается втекающий электронный ток. На наружных был зарегистрирован примерно такой же по величине обратный ток. Полная величина замыкающегося таким образом тока составила 2—3 кА. Эти измерения позволяют сделать важное в дальнейшем заключение о том, что часть тока дуги выносится потоком плазмы в виде «токовых петель» из источника. При этом по геометрии источника катоду соответствует внутренняя граница плазменной струи, а аноду — внешняя.

При развитии неустойчивости часть тока на внешней границе плазменной струи замыкается на стенки вакуумной камеры. Это сопровождается колебаниями напряжения на разряде пушки с частотой $2f_0$. Амплитуда этих колебаний составляет 10—12%, а полное напряжение разряда 90—100 В. Колебаний тока дуги не

наблюдается. Подтверждением связи колебаний напряжения на разряде с неустойчивостью, является отсутствие колебаний напряжения при выключении магнитного поля в пробкотроне и транспортирующей области. (В такой конфигурации магнитного поля МГД-неустойчивости не развиваются). Напряжение на разряде при этом снижается до 60 В.

Замыканием продольных токов на стенки вакуумной камеры за счет развития неустойчивости объясняется и поведение величины продольных токов, измеряемых поясами Роговского в различных сечениях. В противном случае, суммарный ток на струе, измеренный поясом Роговского большого диаметра, должен быть равен нулю.

Для стабилизации баллонных возмущений в указанном сечении плазменной струи, устанавливались кольца с проволоочными сетками различных типов как по геометрии сеток (рис. 14), так и по материалу, сечению и количеству проволоочек. При этом возмож-

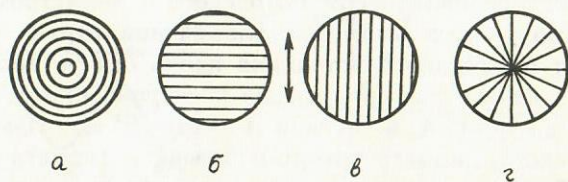


Рис. 14. Типы колец с проволоочными сетками: а — концентрическая; б, в — хордовые; г — радиальная. Стрелкой показано направление колебаний плазменной струи.

ность стабилизации связывалась с эффектом закорачивания азимутальных поляризационных полей, возникающих в плазме в силу различия скоростей азимутального дрейфа электронов и ионов, и приводящих к дрейфу всего языка плазмы наружу от струи.

Наиболее адекватными такой задаче являются сетки, представленные на рис. 14, а, б. Однако, при установке концентрической сетки (рис. 14, а), какой-либо эффект стабилизации баллонных возмущений полностью отсутствует, а при установке хордовых сеток (рис. 14, б, в) их стабилизирующее влияние незначительно.

В экспериментах обнаружена эффективная стабилизация баллонных возмущений плазменной струи радиальной сеткой (рис. 14, г) из 48 медных проволоочек диаметром 0,35 мм. Соответствующий этому радиальный профиль плотности плазмы приведен на рис. 13, в. При этом сетка с изолированными друг от друга и от кольца проволоочками стабилизирует так же эффективно, как

и с замкнутыми, что полностью исключает возможное влияние закорачивания азимутальных поляризационных полей. Увеличение или уменьшение количества проволоочек в сетке вдвое или увеличение их диаметра, приводит к ухудшению стабилизации, а при дальнейшем уменьшении диаметра проволоочки сгорают. Стабилизация отсутствует при перемещении сетки в другие сечения вдоль струи и при замене медных проволоочек на нихромовые. Стабилизация баллонных возмущений приводит к существенным изменениям продольных токов. Во-первых, заметно падает величина полного продольного электронного тока, измеряемого поясом Роговского большого диаметра. Вблизи источника в сечении D ток падает до 60 А, в пробкотроне до 190 А, т. е. стабилизация баллонных возмущений более чем в 3 раза уменьшает потери тока на внешней границе плазменной струи. При этом наблюдается уменьшение напряжения на разряде до 70—75 В, а амплитуды его колебаний до уровня 1—2%. Во-вторых, появляется резкий скачок в величине тока, измеряемого поясом Роговского малого диаметра непосредственно перед и за кольцом с сеткой. Продольный электронный ток перед сеткой со стороны источника существенно больше, чем со стороны плазмодриемника. В то же время, величина полного тока (измеряемого поясом большого диаметра) скачка не испытывает. Таким образом, на проволоочках сетки замыкается значительная часть «токовых петель». Возможность появления радиальных токов видна также и из распределения плавающего потенциала (рис. 15). Следствием этих токов является наблюдаемый нагрев проволоочек. На радиусах, соответствующих внешней границе плазменной струи, на проволоочках обнаружены следы катодных пятен, т. е. электронный ток, попадающий на проволоочки на внутренних радиусах плазменной струи, стекает с них на внешних за счет развития электрических дуг.

Эффективность стабилизации, видимо, существенно зависит от

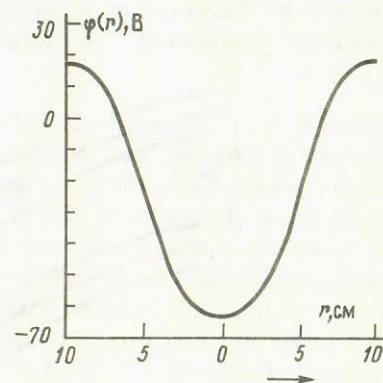


Рис. 15. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральном сечении пробкотрона установки МАЛ.

Эффективность стабилизации, видимо, существенно зависит от

величины радиальных токов, которые, в свою очередь, определяют градиент плавающего потенциала и проводимостью проволочек. Для медной сетки, проводимость которой достаточно велика, протекающий по проволочке ток ограничен мощностью дугового разряда 10^6 Вт (ток дуги 10^4 А, напряжение на разряде $\sim 10^2$ В). Отсюда, учитывая, что максимальный градиент плавающего потенциала $d\phi/dr \sim 20$ В/см, а число проволочек в сетке $N=48$, получаем ограничение на величину тока по проволочке $i < 10^3$ А. С другой стороны, для нихромовой проволочки диаметром 0,4 мм ток ограничивается ее проводимостью $i \leq 200$ А, и этого тока, как было сказано выше, оказывается недостаточно для стабилизации баллонных возмущений. Таким образом, получаем следующее допущение на величину радиальных токов медной сетки, обеспечивающих стабилизацию баллонных возмущений: $200 \text{ А} < i < 1000 \text{ А}$. Такая же величина тока в несколько сотен ампер получается из оценок по характеру движения катодных пятен на проволочках и по нагреву проволочек.

Таким образом, можно считать, что механизм наблюдаемой стабилизации баллонных возмущений плазменной струи связан с появлением кольцевой системы дискретных радиальных токов

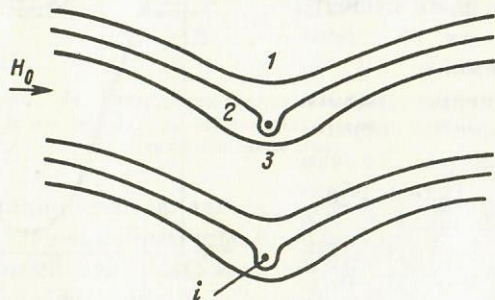


Рис. 16. Влияние на однородное поле H_0 поперечных токов i : 1, 2 — области, где $\int dl/H > \int dl/H_0$; 3 — область, где $\int dl/H < \int dl/H_0$.

определенной величины. Возможное объяснение механизма стабилизации состоит в том, что такая система токов создает цилиндрическую оболочку с особой геометрией магнитного поля, удовлетворяющей условию устойчивости:

$$\delta \int \frac{dl}{H} < 0, \quad (1)$$

где вариация интеграла берется между двумя бесконечно близкими силовыми линиями по нормали к границе плазмы.

Рассмотрим искажение первоначально однородного аксиального поля H_0 перпендикулярными ему радиальными токами i , находящимися в одном кольцевом сечении с внутренним радиусом R и внешним $R + \delta R$. Поскольку шаг S по азимуту между токами в этом сечении достаточно мал, так что

$$\frac{S}{R} \approx \frac{2\pi}{N} \sim 0,1 \ll 1,$$

где N — число токов, то можно перейти от цилиндрической к плоской геометрии токового слоя, что значительно упрощает рассмотрение (рис. 16). Легко видеть, что для силовых линий, проходящих через область 1, где магнитное поле от тока вычитается из основного поля, а длина силовых линий растет, всегда выполняется условие:

$$\int \frac{dl}{H} > \int \frac{dl}{H_0}, \quad (2)$$

где H — суммарное поле.

Для силовых линий, проходящих в области, где $H > H_0$, как показывают численные расчеты, имеется как область 2, где за счет сильного увеличения длины силовых линий по-прежнему выполняется условие (2), так и область 3, где условие (2) не выполняется. При сближении токов в области 3 кривизна силовых линий увеличивается, а величина магнитного поля падает. Очевидно, что при некотором шаге S между токами область 3 вообще исчезает, и для всех силовых линий будет выполняться условие (2). Численное моделирование для случая $H_0 = 1000$ Э и $i = 500$ А показывает, что это наступает при шаге $S \approx 1$ см, который достаточно хорошо согласуется с оптимальным шагом на радиусе плазменной струи стабилизирующей медной сетки $S \sim 0,7 \div 1,2$ см.

Таким образом, при некотором числе радиальных токов N , зависящем от H_0 , R , i и диаметра проволочек, существует цилиндрическая оболочка, на которой для всех силовых линий выполняется условие (2). Следовательно, при выходе магнитной трубки с плазмой из этой оболочки в область однородного поля H_0 выполняется условие устойчивости (1), которое можно переписать в виде (при $dP/d\Phi < 0$):

$$\frac{dU^*}{d\Phi} > 0, \quad (3)$$

где $U^* = \iint \frac{ds}{H}$ — потенциальная энергия магнитной поверхности, возмущенной радиальными токами; Φ — магнитный поток, охватываемый этой поверхностью; P — давление плазмы.

Переходя от однородного поля к реальному полю с неблагоприятной кривизной, необходимо учитывать, что для невозмущенной магнитной поверхности $dU/d\Phi < 0$. Поэтому для стабилизации баллонных возмущений существенно, насколько U^* меньше U . Эта разница $\Delta U = U - U^*$ (глубина потенциальной ямы) зависит от числа токов N , величины тока по проволочке i и диаметра проволочек. Поскольку максимальный вклад в ΔU вносят области с сильным искажением поля вблизи проволочек, глубина потенциальной ямы растет при уменьшении диаметра проволочек. Она также растет и при увеличении тока по проволочке i , и при увеличении числа токов N . Однако при стремлении N к бесконечности, при соблюдении условия $Ni = \text{const}$, ΔU стремится к нулю. Поэтому оптимальным оказывается такое число токов, при котором условию (1) только начинают удовлетворять все силовые линии на рассматриваемой поверхности.

Следует отметить, что возможен такой случай, когда для всех силовых линий выполняется условие (2) и не выполняется условие (3). Экспериментально наблюдалось, что при пропорциональном уменьшении магнитного поля во всей установке в 2 раза не удается добиться стабилизации баллонных возмущений. Это объясняется тем, что глубина потенциальной ямы оказывается недостаточной, чтобы компенсировать возросший неблагоприятный член $dU/d\Phi$.

УВЕЛИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ АМБАЛ-Ю

Одновременно с работами по поиску путей стабилизации струи в проектной геометрии системы генерации мишенной плазмы нами исследовались и другие возможности увеличения потока плазмы в пробкотрон. Как уже указывалось выше, причиной неустойчивости струи является область относительно слабого поля между плазменной пушкой и магнитной пробкой АМБАЛа. Поэтому наиболее

радикальным методом подавления этой неустойчивости явилось бы соответствующее изменение геометрии транспортирующего магнитного поля. В нашем случае МГД — устойчивую конфигурацию магнитного поля можно получить только выключив соленоиды пушек, что при слабом внешнем поле в проектном положении пушек не обеспечивает удовлетворительного качества мишенной плазмы в пробкотроне. Уменьшение влияния неустойчивости можно ожидать при увеличении минимального магнитного поля в транспортирующей области. Обе эти возможности можно легко реализовать, приближая пушки к магнитной пробке. Численные расчеты также указывают на тенденцию смягчения критерия развития баллонной неустойчивости. При приближении пушки к пробке величина β_{gc} заметно возрастает (см. табл. 1).

Таблица 1

l	2,95 м	2,65 м	2,15 м
B_g	$\sim 0,01T$	$\sim 0,015T$	$\sim 0,03T$
β_{gc}	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$

Эксперименты, проведенные на установке АМБАЛ-Ю, полностью оправдали наши надежды. Поток плазмы в пробкотрон с неожиданной точностью оказался пропорциональным β_{gc} (рис. 8, 17, 18). В положении $l = 2,15$ м пушка устанавливалась как в южный, так и в северный бак торцевого приемника плазмы, что позволило проводить измерения распределения линейной плотности струй многохордовым зондированием атомарным пучком в двух взаимно перпендикулярных направлениях. При $l = 2,15$ м поток плазмы в пробкотрон возрос более чем в 5 раз, становится заметной кольцевая структура струи. Тем не менее, как это следовало ожидать (напомним, что $\beta_g \simeq 1 \cdot 10^{-2}$), уровень колебаний плазмы остается значительным, внешняя граница плазмы размыта, наблюдаются значительные потери плазмы в области между пушкой и пробкотроном (токи на пластины плазмодриемника) и некомпенсированные электронные токи вдоль струй (табл. 2).

Таблица 2
Потенциал плазменной струи φ и суммарный электронный ток I_{Σ} , текущий на пластины северного плазмоприемника, осевой пушки, установленной в центральном фланце южного торцевого бака на $l=1,75$ м и кольцевой пушки, установленной в нижнем фланце южного торцевого бака на $l=2,15$ м

Пушка	Включение соленоида	$\varphi_{\text{max}}, \text{В}$	$I_{\Sigma}, \text{А}$
осевая	согласованное	-70	~900
	встречное	-8	~0
	отключен	-10	~0
кольцевая	согласованное	-100—300	~2000
	отключен	-35	~0

В этом положении пушек исследовалось течение плазмы без включения соленоидов пушек, т. е. в такой геометрии магнитного поля, которая позволяет рассчитывать на устойчивое течение плазмы (рис. 17, 18) и по баллонным модам. (При работе плазменных пушек в проектом положении $l=2,95$ м с отключенными соленоидами плазмы в пробкотрон практически не проникала.) В этих же экспериментах ($l=2,15$ м) в пробкотроне наблюдалась хорошо сформированная струя с четкими границами. Размеры ее несколько превышают расчетные, что, вероятно, обуславливается аномальной диффузией на дрейфовых неустойчивостях в области пробки, где градиентный размер плазмы мал. Уровень колебаний на сигналах с зондов снизился более чем на порядок. Практически полностью отсутствуют потоки ионов и электронов на плазмоприемник и газопоглотительные пластины. Диамагнитные петли не регистрируют заметных токов, текущих вдоль плазменных струй. Плавающий потенциал в струях снизился более чем в 3 раза (табл. 2). Пушка в удлиненном на 0,8 м корпусе без соленоида устанавливалась также и в центральные фланцы торцевых приемных баков. Расстояние по силовой линии до центра пробкотрона при этом составило 1,75 м, что привело к заметному улучшению параметров плазмы (рис. 19, 20).

На установках МАЛ и АМБАЛ-Ю нами было также исследовано течение плазменной струи из плазменной пушки, разработанной А.А. Ивановым для установки ГДЛ [11]. Основным отличием этого источника является отсутствие центральных шайб в газоразрядном канале (рис. 21). На выходе из анодного отверстия пушка давала сплошную струю плазмы диаметром 46 мм. Напряженность

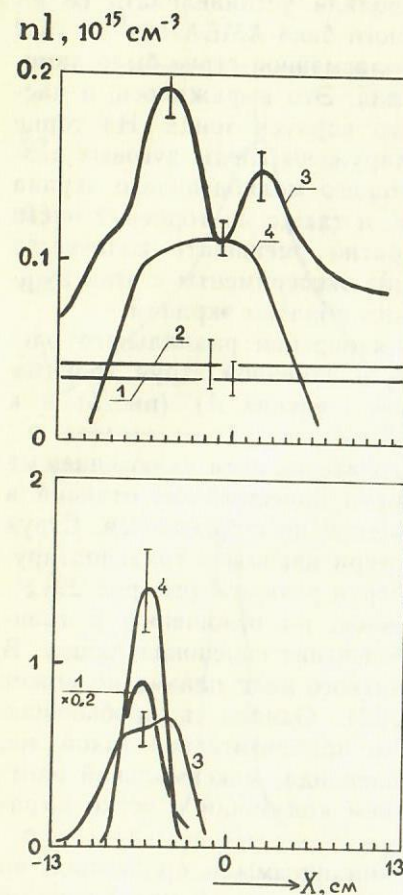


Рис. 17. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменной струи: а—южной плазменной пушки; б—северной плазменной пушки: $l=2,95$ м (1); $l=2,65$ м (2); $l=2,15$ м (3, 4). 1, 2, 3—согласованное включение соленоида пушки, 4—соленоид пушки отключен.

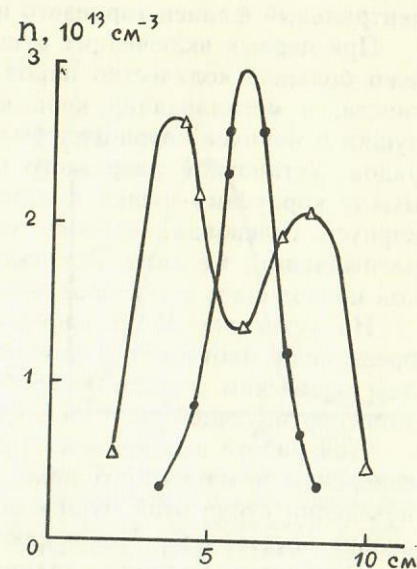


Рис. 18. Вертикальное распределение плотности плазмы южной плазменной пушки при $l=2,15$ м (Δ —с согласованным включением соленоида, $\bullet$ —с отключенным соленоидом пушки).

собственного магнитного поля соленоида в этой области до 1 Т. Наружные размеры этой пушки позволяли устанавливать ее на центральный фланец торцевого приемного бака АМБАЛА.

При первых включениях пушки в плазменной струе было замечено большое количество паров металла. Это выражалось, в частности, в металлизации керамического корпуса зонда. На торце пушки и корпуса соленоида были обнаружены следы дуговых разрядов. Установкой разрезного плавающего молибденового экрана между корпусами пушки и соленоида, а также на торцевой части корпуса соленоида, удалось многократно уменьшить количество распыляемого металла. Все дальнейшие эксперименты с этой пушкой проводились с установленным таким образом экраном.

На установке МАЛ проводились измерения радиального распределения плотности и температуры плазменной струи тройным ленточным зондом в пробкотроне (сечение А) (рис. 5) и в транспортирующей области (сечение D).

При работе плазменной пушки с согласованным включением ее соленоида и магнитного поля установки качественных отличий в поведении струи этой пушки от кольцевой не наблюдается. Струя сильно неустойчива. Наблюдаются потери плазмы в транспортирующей области. Граница плазменной струи размыта (см. рис. 22). Неожиданный результат дало встречное, по отношению к транспортирующему магнитному полю, включение соленоида пушки. В этом случае по силовым линиям магнитного поля плазма не может проникнуть в пробкотрон (см. рис. 23). Однако, в пробкотроне регистрировалась плазменная струя с приблизительно такой же, как и в согласованном включении соленоида, максимальной плотностью, но с гораздо меньшим уровнем колебаний и четко выраженной границей (рис. 22).

Для выяснения пути проникновения плазмы в пробкотрон на пушку, был установлен цилиндрический плавающий молибденовый экран, отсекающий область сгущения силовых линий за анодным отверстием пушки (рис. 23). Сравнение распределений плотности и температуры в поперечном направлении с экраном и без него (рис. 24) позволяет сделать заключение, что плазма в основном перетекает через область вблизи нуля поля.

На установке АМБАЛ-Ю эта пушка устанавливалась на центральный фланец торцевого приемника плазмы на расстоянии $l=1,75$ м и 2,25 м от центра пробкотрона. Измерялись параметры струи в центральной плоскости пробкотрона в зависимости от направления и величины поля в соленоиде пушки. Результаты измере-

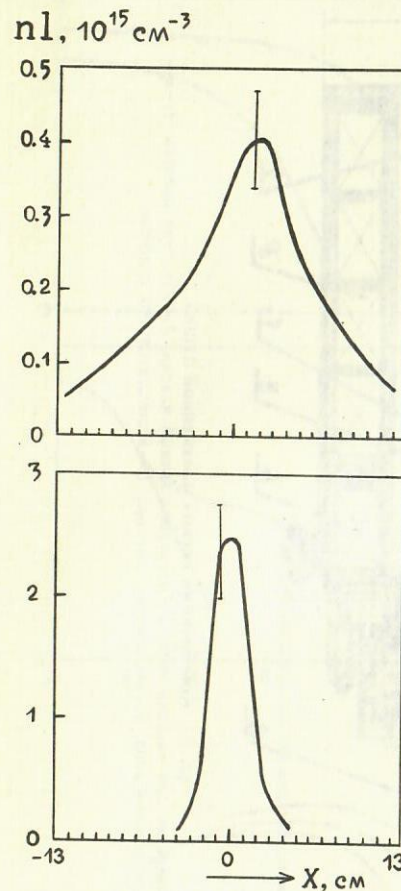


Рис. 19. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменной струи пушки без соленоида, установленной в центральный фланец (а) — южного, (б) — северного торцевого приемного бака; $l=1,75$ м.

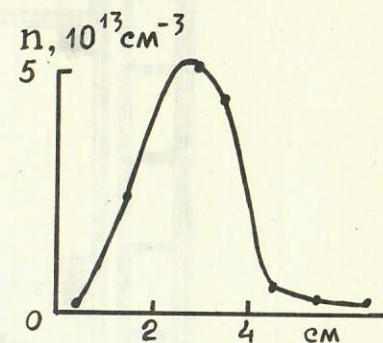


Рис. 20. Вертикальное распределение плотности плазмы пушки без соленоида, установленной в центральный фланец южного торцевого приемного бака; $l=1,75$ м.

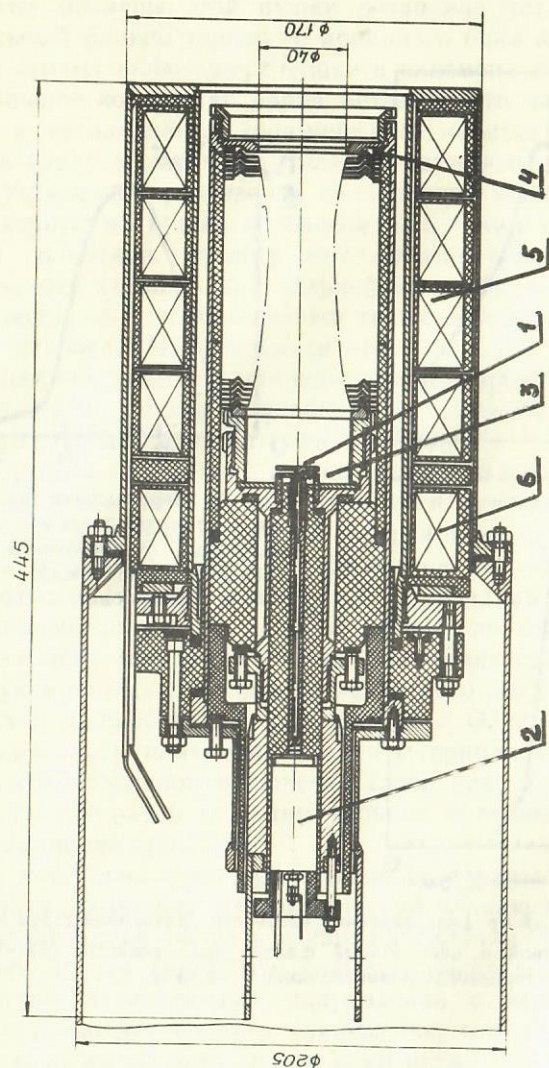


Рис. 21. Конструкция осевой плазменной пушки:
1 — кольцевое отверстие для напуска газа; 2 — электромагнитный клапан; 3 — катодная полость; 4 — мо-
либденовый анод; 5 — импульсный соленоид; 6 — вспомогательный соленоид.

n_e , ОТН. ЕД.

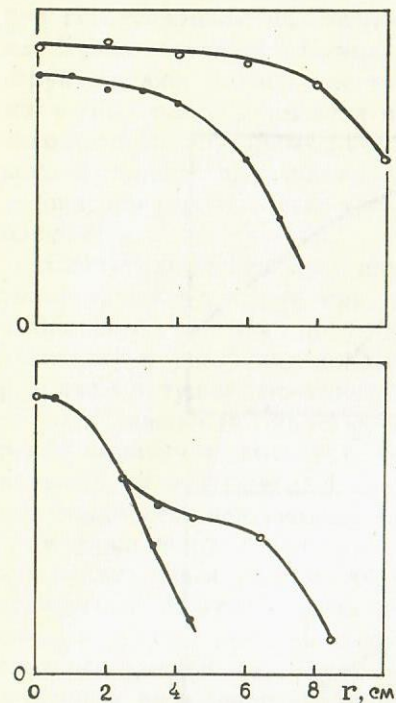


Рис. 22. Радиальное распределение
плотности плазмы осевой пушки,
(○ — согласованное включение солено-
ида пушки, ● — встречное включение):
а — в сечении D; б — в сечении A.

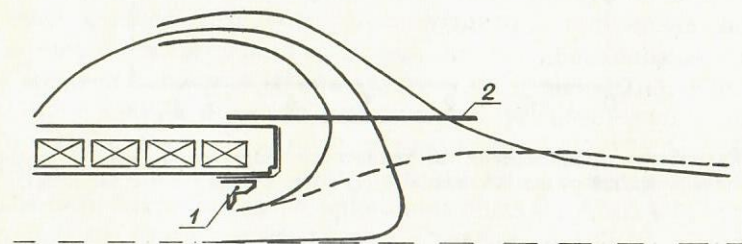


Рис. 23. Геометрия линий магнитного поля при согласованном включении соленоида
осевой пушки (штриховая линия) и при встречном (сплошная):
1 — анод источника; 2 — экран.

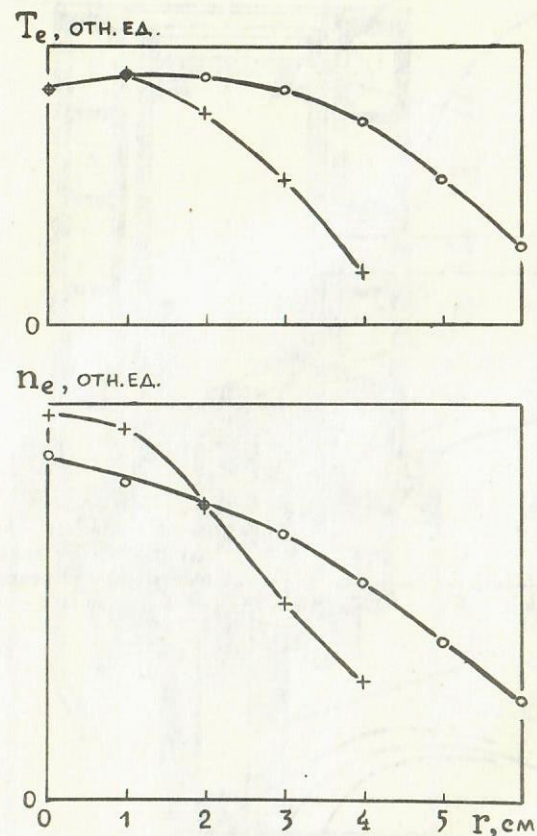


Рис. 24. Радиальное распределение (а) температуры электронов T_e и (б) плотности плазмы n_e осевой пушки в сечении D (○ — без экрана, + — с экраном).

ний приведены на рис. 25, 26. Как и в случае с кольцевой пушкой, при согласованном включении соленоида струя сильно неустойчива. С выключенным соленоидом наблюдается плотная устойчивая струя, однако, размеры ее малы (в соответствии с соотношением магнитных полей в области пушки и пробкотроне) для эффективного захвата атомарных пучков. При встречном включении в пробкотрон также проникает значительная часть первоначального потока плазмы. Сколько-нибудь значительных колебаний не наблюдается.

Следует отметить принципиальное значение удовлетворительной транспортировки струи при встречном включении соленоида для выбранного способа получения мишенной плазмы. Во-первых, такая струя устойчива по МГД-модам и без контакта с дуговым разрядом в пушке. Во-вторых, наличие области с нулем магнитного поля (касповая область) обеспечивает разрыв контакта электронов мишени с холодной плазмой дугового разряда, что дает надежду на эффективный нагрев электронов мишени при умеренных мощностях нейтральной инжекции в пробкотрон.

К сожалению, установка этой пушки из-за наличия органических изоляторов и уплотнений не позволяет производить высокотемпературный прогрев вакуумной системы АМБАЛа. Поэтому устанавливать ее в рабочем режиме невозможно. Тем не менее, для проверки уменьшения продольной электронной проводимости, при встречном включении соленоида, целесообразно ее установить на АМБАЛ-Ю для проведения экспериментов с нейтральной инжекцией, хотя бы при относительно низком ($10^{-3} - 10^{-4}$ Па) вакууме.

Г.И. Димовым была разработана пушка для установки на центральный фланец северного бака торцевого приемника плазмы. Для лучшего согласования размеров струи с необходимыми размерами мишени в центре пробкотрона и сохранения подобия газоразрядного канала надежно работающей кольцевой пушки последний имел щелевую геометрию с размерами 22×126 мм. Пушка была испытана на МАЛе, затем установлена на центральный фланец южного бака торцевого приемника плазмы АМБАЛа и в конце концов на аналогичный фланец с севера $l=1,75$ м. Струя этой пушки вела себя аналогично струе кольцевой пушки как в устойчивом (при отключенном соленоиде), так и в неустойчивом режиме. Результаты измерений ее параметров в центре пробкотрона приведены на рис. 27—29. Сравнительные характеристики струй в центральном сечении пробкотрона трех типов пушек в различных позициях приведены в таб. 3.

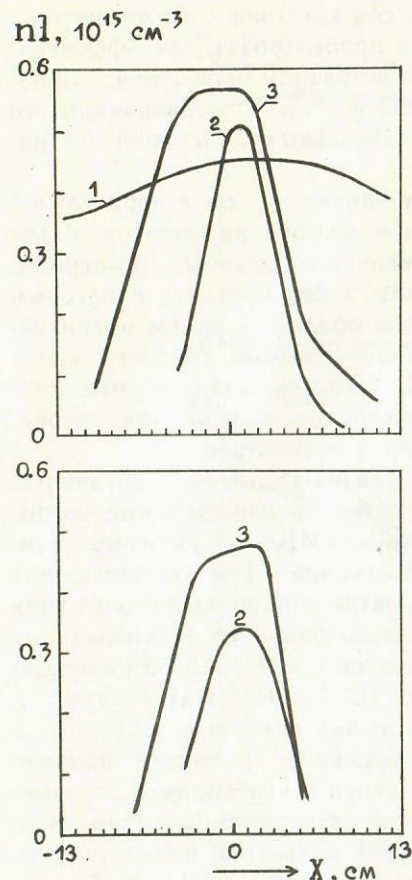


Рис. 25. Горизонтальный профиль линейной плотности плазмы осевой пушки, установленной в центральном фланце южного торцевого бака: а — $l=1,75$ м; б — $l=2,25$ м; 1 — согласованное включение соленоида пушки, 2 — соленоид выключен, 3 — встречное включение.

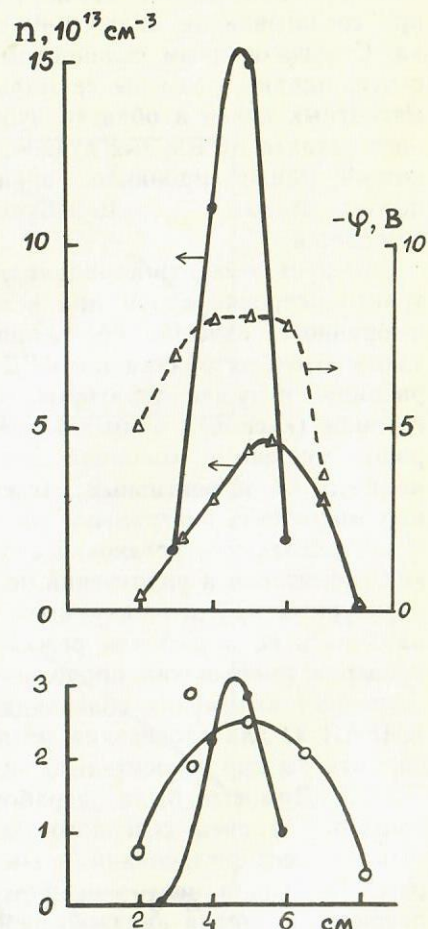


Рис. 26. Вертикальное распределение плотности плазмы n и потенциала φ осевой пушки, установленной в центральном фланце южного торцевого бака: а — $l=1,75$ м, б — $l=2,25$ м; ○ — согласованное включение соленоида пушки, ● — соленоид выключен; △ — встречное включение.

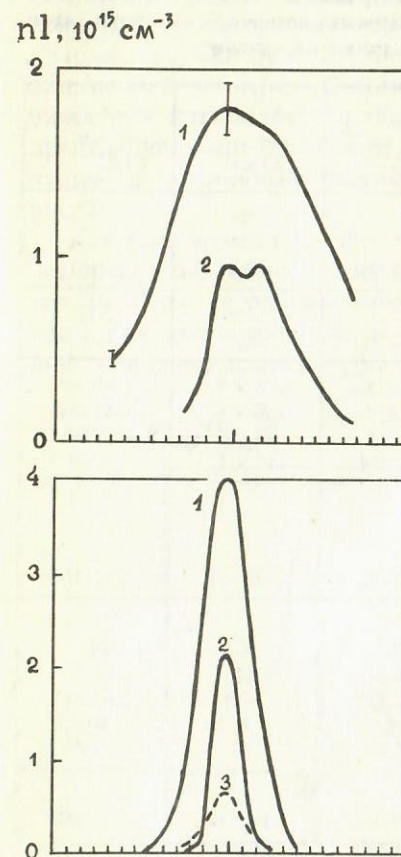


Рис. 27. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменной струи щелевой пушки, установленной в центральном фланце торцевого бака: а — южного, б — северного; 1 — согласованное включение соленоида пушки, 2 — соленоид выключен, 3 — встречное включение.

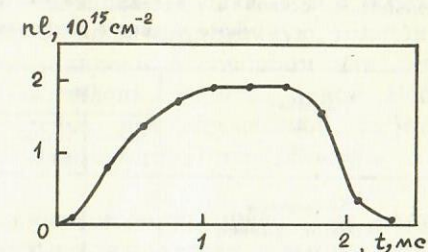


Рис. 28. Зависимость максимальной плотности плазменной струи щелевой пушки от начала поджига дугового разряда.

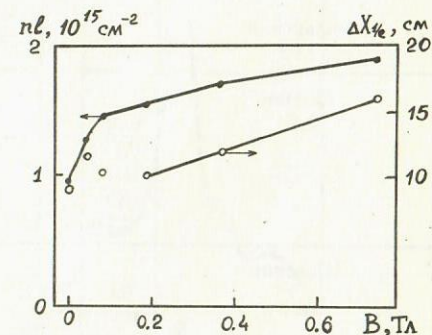


Рис. 29. Зависимость максимальной линейной плотности nl и размера плазменной струи от величины магнитного поля соленоида щелевой пушки.

Таблица 3

Сравнительные характеристики струи в центральном сечении пробкотрона кольцевой, осевой и щелевой пушек в различных позициях по результатам многохордового зондирования атомарным пучком

Позиция l , м	Поле		$nl_{\max}$, 10^{14} см $^{-2}$ Ю/С*	$\Delta x_{1/e}$, см Ю×С,	nS , 10^{14} см $^{-1}$ Ю/С
	пробк. Т	солен. Т			
Кольцевая Боковой фланец 2,95	0,5	0,22	0,35/1,8	$> 26 \times 5$	$\geq 9/9$
2,65	0,5	0,22	0,45/	> 26	≥ 11
	1,0	0,29		15	~ 7
2,15	0,5	0,35	1,6/8	$\sim 26 \times 8,5$	$\sim 40/68$
	0,67	0,35	1,8/7	$\sim 26 \times 8,5$	$\sim 47/54$
	0,5	0	1/14	26×5	$26/70$
	0,67	0	1,1/14	15×4	$16/56$
В центральном фланце:					
кольцевая 1,75	0,67	0	3,5/23	$\sim 14 \times 5$	50/115
Осевая 2,25 1,75	0,67	0	3/	8	24/
	0,67	-1,4**	4,5/	11	50/
	0,5	0,7	4,5/	> 26	$> 120/$
	0,5	0	5/	8	40/
	0,5	-1,53	5,5/	15	80/
Щелевая 1,75	0,5	0,7	19/40	14×6	270/240
	0,67	0,7	18/40	16×5	290/200
	0,67	0	9,5/20	9×3	90/60
	0,67	-0,7	/6	$\times \sim 4$	/ ~ 24

* Ю/С обозначает расположение пушки: на южном торцевом баке или на северном;

** знак минус означает встречное включение соленоида пушки по отношению к транспортирующему магнитному полю;

$\Delta x_{1/e}$ — ширина распределения nl на высоте $1/e$; $nS = nl_{\max} \cdot \Delta x_{1/e}$

Из-за конструктивных особенностей фланцы северного бака находятся дальше от центра на 0,2 м, чем южного. В настоящее время на АМБАЛ-Ю установлены с северной стороны на боковых фланцах две кольцевые пушки в удлиненных на 0,8 м корпусах

($l=2,35$ м) и на центральном фланце щелевая ($l=1,95$ м). С южной стороны установлены две кольцевые пушки в проектом положении. Северные пушки обеспечивают достаточную толщину плазменной мишени. Южные предназначены в основном для заграждения потока газа в область накопления горячих ионов. Распределение линейной плотности струи при совместной работе пушек в различных режимах и комбинациях представлены на рис. 30.

Следует отметить, что вышеприведенное распределение плотности плазмы, измеренное тройным ленгмюровским зондом, верно только в случае работы плазменных пушек с выключенным соленоидом или его встречным включением. При согласованном включении соленоида температура электронов не определяется, возможно,

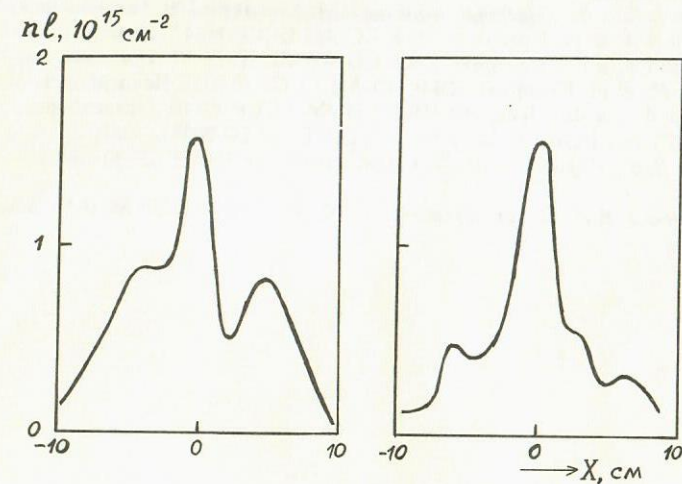


Рис. 30. Горизонтальный профиль линейной плотности плазменных струй при совместной работе пушек:

а — при согласованном включении соленоида пушек; б — при согласованном включении соленоида щелевой пушки и при отключенных соленоидах кольцевых пушек.

из-за наличия сильной турбулентности. Далее, зондовые измерения во всех случаях, кроме, возможно, встречного включения соленоида, дают заниженные величины концентрации и неточные оценки T_e , так как в струях наблюдается значительная величина направленной энергии электронов. Результаты уточненных измерений

параметров струй и оптимизации работы по накоплению горячей плазмы в пробкотроне пушек будут в ближайшее время опубликованы.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г.И. Димову за постоянное внимание и полезное обсуждение работы, А.А. Иванову за предоставление плазменной пушки, П.Б. Лысанскому за проделанные вычисления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-150. Новосибирск, 1987.
2. Димов Г.И. и др. Физика плазмы, 1982, т.8, с.970.
3. Ivanov A.A. In: Proc. Coirs on Mirror Based and Field Reversed, Approaches to Magnetic Fusion. Varenna, 1983, p.193.
4. Белкин В.С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-109. Новосибирск, 1985.
5. Иванов А.А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-47. Новосибирск, 1986.
6. Иванов А.А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-77. Новосибирск, 1986.
7. Carier M. et al. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-163. Новосибирск, 1987.
8. Иванов А.А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-15. Новосибирск, 1983.
9. TMX-U Final Report G.D.Porter, ed, LLNL, UCID-20981, 1987.
10. Рюгов Д.Д., Стулаков Г.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-130. Новосибирск, 1980.
11. Давыденко В.И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-104. Новосибирск, 1986.

А.А. Кabanцев, В.М. Карлинер, В.Г. Соколов,
С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель, В.Е. Чуприянов

Транспортировка интенсивных плазменных струй в неоднородных магнитных полях

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 17 марта 1989 г.
Подписано в печать 7.04. 1989 г. МН 12045
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,8 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 46

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротативе Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.