

К 60-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СО РАН

Исследования по физике и технике ионных и атомарных пучков в ИЯФ СО РАН

Ю.И. Бельченко, В.И. Давыденко, П.П. Дейчули, И.С. Емелев, А.А. Иванов,
В.В. Колмогоров, С.Г. Константинов, А.А. Краснов, С.С. Попов, А.Л. Санин,
А.В. Сорокин, Н.В. Ступишин, И.В. Шиховцев, А.В. Колмогоров, М.Г. Атлуханов,
Г.Ф. Абдрашитов, А.Н. Драницников, В.А. Капитонов, А.А. Кондаков

Представлен обзор исследований по физике и технике ионных и атомарных пучков, проводившихся в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ) СО РАН начиная с 1960 г. по настоящее время. Эти исследования сразу после создания ИЯФ были инициированы Г.И. Будкером с целью получения пучков для перезарядной инжекции частиц в накопительные кольца. В дальнейшем был создан целый ряд ионных источников и получены пучки для применения в ускорителях и плазменных устройствах для нагрева плазмы и диагностики.

Ключевые слова: источник ионов, нейтральный пучок, источник отрицательных ионов, источник положительных ионов, поляризованный пучок, плазменный источник

PACS numbers: 29.25.Ni, 29.27.Ac, 29.27.Fh, 29.27.Hj, **41.75.-i**,
41.75.Ak, 41.75.Cn, **41.85.-p**, 41.85.Ar, 52.50.Dg, 52.50.Gj

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.02.038305>

Содержание

1. Введение (595).
2. Ионные источники для перезарядной инжекции в ускорители и накопители (597).
 - 2.1. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов.
 - 2.2. Эксперименты по перезарядной инжекции в накопитель.
 - 2.3. Перезарядная инжекция в магнитные ловушки для удержания плазмы.
3. Ионные источники и инжекторы атомарных пучков для управляемого термоядерного синтеза (601).
 - 3.1. Высокочастотный генератор плазмы.
 - 3.2. Развитие генераторов плазмы на основе дугового разряда с холодным катодом с увеличенной длительностью импульса.
 - 3.3. Сложение плазменных струй для создания эмиттера с большим извлечённым

Ю.И. Бельченко, В.И. Давыденко, П.П. Дейчули, А.А. Иванов,
В.В. Колмогоров, А.Л. Санин, Н.В. Ступишин, И.В. Шиховцев.
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск,
Российская Федерация;
Новосибирский государственный университет,
ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: a.a.ivanov@inp.nsk.su

И.С. Емелев, С.Г. Константинов, А.А. Краснов, С.С. Попов,
А.В. Сорокин, А.В. Колмогоров, М.Г. Атлуханов, Г.Ф. Абдрашитов,
А.Н. Драницников, В.А. Капитонов, А.А. Кондаков.
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск,
Российская Федерация
E-mail: i.s.emelev@inp.nsk.su

Статья поступила 5 февраля 2018 г.

током.

3.4. Ионно-оптическая система.

3.5. Специальные ионные источники.

3.6. Инженерные системы мощных инжекторов атомарных пучков.

4. Инжекторы пучков для диагностики плазмы (617).
5. Развитие поверхности-плазменного метода получения интенсивных пучков отрицательных ионов (621).
 - 5.1. Поисковые работы по получению отрицательных ионов из разрядов в скрещенных полях.
 - 5.2. Первые источники с добавлением цезия.
 - 5.3. Поверхностно-плазменный механизм генерации отрицательных ионов в сильноточных разрядах.
 - 5.4. Кинетическая эмиссия отрицательных ионов.
 - 5.5. Импульсные поверхности-плазменные источники с генерацией ионов H^- на газоразрядных электродах и на эмиттере с независимым потенциалом.
 - 5.6. Импульсные поверхности-плазменные источники с геометрической фокусировкой.
 - 5.7. Стационарные поверхности-плазменные источники для ускорителей.
 - 5.8. Квазистационарные источники с высокочастотным разрядом для инжекторов управляемого термоядерного синтеза.
6. Конверсионные мишени для пучков отрицательных ионов большой энергии (640).
7. Заключение (647).

Список литературы (647).

1. Введение

Работы по созданию ионных источников начались в Институте ядерной физики Сибирского отделения Академии наук СССР (ныне ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН) по инициативе Г.И. Будкера и велись на начальном этапе под руководством Г.И. Димова. Первоначально целью являлось создание источников пучков отрицательных ионов для перезарядной инжекции с целью обеспечения

максимальной интенсивности протонных ускорителей и накопителей. В 1959 г. метод перезарядной инжекции независимо от Л. Альвареса (США) был предложен Г.И. Будкером [1]. Этот метод позволяет проводить инжекцию с высокой эффективностью в течение практически неограниченного числа оборотов. Кроме того, появляется возможность многократного введения инжектируемого пучка в один и тот же однооборотный элемент фазового объёма ускорительного кольца, что невозможно при использовании других методов из-за ограничений, накладываемых теоремой Лиувилля [2, 3]. Чтобы реализовать максимальный ток протонов в ускорителе, необходимо не только ввести в него требуемое количество частиц, но и обеспечить наиболее благоприятное их распределение в фазовом объёме ускорительного кольца. Благодаря указанным преимуществам перезарядный метод позволяет относительно просто достигать необходимого распределения частиц в фазовом объёме. При этом возможно плавное повышение плотности во всём объёме за счёт многократного сканирования по нему инжектируемого пучка.

Для перезарядной инжекции можно использовать пучки молекулярных ионов водорода, а также пучки отрицательных ионов. Удобнее использовать отрицательные ионы водорода, чтобы избежать уменьшения энергии частиц при захвате в ускоритель. Интенсивность пучков отрицательных ионов в то время, когда эти работы разворачивались в ИЯФ, была совершенно недостаточной для использования в схеме перезарядной инжекции. Так, пучки отрицательных ионов в 1960-х годах, получаемые перезарядкой протонов из ионного источника, имели токи до 200 мкА [4]. Заметим, что токи пучков протонных источников, в качестве которых чаще всего использовались плазмотроны или дуплазмотроны, достигали величины 1,5 А, а токи высокочастотных источников составляли 100 – 300 мА [5]. Это существенно ограничивало в то время возможности перезарядного метода ввиду достаточно низких значений коэффициента преобразования протонов в отрицательные ионы в газовых мишениях (2 %) или мишениях из паров металлов (8 %) в требуемом диапазоне энергий частиц.

Исследования непосредственного вытягивания отрицательных ионов из ионных источников, предназначенных для получения протонных пучков, в то время только начинались. В частности, в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) были проведены эксперименты по экстракции отрицательных ионов из плазмы дуплазмотрона [6]. Было обнаружено, что максимальный ток можно вытягивать с периферии плазменного столба, где плотность отрицательных ионов выше [7]. Характерная величина извлекаемых токов отрицательных ионов составляла несколько миллиампер. Таковы были обстоятельства, при которых в ИЯФ началась разработка перезарядного метода инжекции, требующего пучков отрицательных ионов большей интенсивности и лучшего качества. Для этого в ИЯФ был разработан ряд источников отрицательных ионов, которые основывались на непосредственном извлечении отрицательных ионов из газоразрядной плазмы и по параметрам находились на уровне лучших в то время разработок в мире. Однако наилучшие результаты были достигнуты с использованием перезарядного источника отрицательных ионов с дуговым источником плазмы оригинальной конструкции, в дальнейшем модифицированного с

целью получения мощных протонных пучков. Для получения спокойной плотной плазмы практически со 100%-ной степенью ионизации в этом источнике используется сильноточный разряд в диафрагмированном канале. Основным преимуществом такого источника ионов является высокая плотность ионного тока в сочетании с низкой поперечной температурой ионов в плазменном эмиттере, что позволяет получать пучки с высокой яркостью. Интенсивный протонный пучок затем конвертируется на газовой мишени в пучок отрицательных ионов. Результаты исследований ионных источников для перезарядной инжекции обсуждаются в разделе 2. Обзор результатов начального этапа работ по созданию ионных источников для перезарядной инжекции дан также в [8].

В дальнейшем работы по оптимизации параметров протонных источников, созданных для перезарядной инжекции, продолжились в связи с сооружением в ИЯФ амбиполярной плазменной ловушки [9]. Для создания и поддержания в ловушке плазмы были разработаны мощные инжекторы нейтральных пучков на основе источников положительных ионов [10]. В этих инжекторах использовались плазменные эмиттеры с расширяющейся плазменной струёй из дугового генератора, часть которой при расширении отражалась от периферийного магнитного поля, обеспечивая однородность эмиссионной поверхности. Формирование слаборасходящихся ионных пучков с поверхности плазменного эмиттера осуществлялось многощелевыми четырёхэлектродными ионно-оптическими системами с проволочными электродами. Эта работа была продолжена с целью увеличения мощности пучков и их длительности. Для формирования пучков большой длительности были созданы плазменные эмиттеры на основе индукционного высокочастотного (ВЧ) разряда. Были также разработаны большие многоапertureные трёх- и четырёхэлектродные ионно-оптические системы с баллистической фокусировкой пучка. Такая фокусировка позволила инжектировать мощные пучки быстрых атомов для нагрева плазмы через узкие входные порты современных установок управляемого термоядерного синтеза (УТС). Результаты этих работ представлены в разделе 3.

Для диагностики плазмы в ИЯФ были созданы специализированные перезарядные инжекторы атомарных пучков [11 – 13], имеющих уникальные параметры по эмиттансу, плотности потока атомов в области фокуса пучков, а также параметры временной модуляции тока пучка, что важно для диагностических целей. Ранее для диагностических целей использовались, за редким исключением (см., например, [14]), пучки мощных инжекторов, применяемых для нагрева плазмы. В диагностических инжекторах, созданных в ИЯФ, пожалуй, впервые в полной мере удалось реализовать специфические требования к диагностическим пучкам атомов [15]. Диагностические инжекторы ИЯФ не имеют аналогов в мире и широко используются в различных схемах активной корпскулярной диагностики на многих современных установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы. Результаты последних разработок ИЯФ в этом направлении представлены в разделе 4.

В 1971 – 1973 гг. в ИЯФ был открыт и разработан уникальный поверхностью-плазменный метод получения интенсивных пучков отрицательных ионов. Таким образом были заложены основы целого направления, опреде-

ляющего вид ионных источников в современных системах перезарядной инжекции в ускорители и накопители. Этот метод основан на извлечении из плазмы и формировании в пучок отрицательных ионов, эмитируемых с поверхности электродов при бомбардировке потоком частиц газоразрядной плазмы [16]. При этом отрицательные ионы эффективно образуются за счёт захвата электронов из электродов с пониженной работой выхода на уровнях электронного состояния распылённых и отравившихся частиц [17]. Уже на начальном этапе в эксперименте были получены пучки ионов H^- с током до 1 А при длительности около 1 мс. Эмиссионную плотность тока ионов H^- удалось довести до 4 A cm^{-2} . Исследования ИЯФ по этой тематике представлены в разделе 5. Кроме того, в разделе 5 уделено внимание работам по увеличению тока, извлекаемого из источников отрицательных ионов. Это направление исследований связано с физикой горячей плазмы и работами по УТС. На крупных установках реакторного масштаба требуются нейтральные пучки большой энергии ($\sim 1 \text{ МэВ}$), которые невозможно получить с помощью источников положительных ионов из-за падения эффективности нейтрализации пучков положительных ионов в области энергий более 120 кэВ для дейтерия.

Для эффективной нейтрализации ускоренных пучков отрицательных ионов необходимы специальные конверсионные мишени, работы над созданием которых ведутся в ИЯФ начиная с 1970-х годов. С этой целью Г.И. Димовым было предложено использовать плазменный нейтрализатор [3]. Эти пионерские работы ИЯФ намного опередили время. Лишь спустя продолжительный период после первых успешных экспериментов появились работы и других авторов в данном направлении (см., например, [18, 19]). В этом смысле характерно, что даже для сооружаемого Международного экспериментального термоядерного реактора ITER в настоящее время предусмотрено использование газовых мишеней, обладающих низкой эффективностью нейтрализации ($\sim 60\%$). В то же время на основе конструкции плазменного нейтрализатора, предложенного [20] и созданного в ИЯФ, можно достичь эффективности около 85 %. Основные результаты исследований в ИЯФ высокоэффективных конверсионных мишеней для пучков отрицательных ионов большой энергии обсуждаются в разделе 6, где, кроме того, представлены работы ИЯФ по фотонному нейтрализатору, который в принципе позволяет достичь 100%-ной эффективности конверсии. Предложенная и экспериментально исследованная схема фотонного нейтрализатора имеет определённые преимущества перед традиционной резонансной схемой нейтрализатора.

Читателям, незнакомым с терминологией физики ионных источников и пучков заряженных частиц и желающим получить общее представление о проблематике, а также о используемых подходах и методах исследований в данной области, можно рекомендовать замечательные обзоры [21–24].

2. Ионные источники для перезарядной инжекции в ускорители и накопители

Перезарядный метод захвата протонов на дорожку ускорителя обсуждался Л. Альваресом [25] в 1951 г. Суть метода состоит в вводе пучка ионов H^- , H_2^+ , H_3^+

либо нейтральных атомов H^0 на дорожку ускорителя или накопителя так, чтобы этот пучок проходил через локальную обтирочную мишень, конвертировался в ионный пучок и захватывался магнитным полем ускорителя. Потери энергии и рассеяние частиц в обтирочной мишени могут быть достаточно малыми в течение импульса инжекции. По окончании инжекции мишень можно "убирать", тем самым полностью исключая её воздействие на движение частиц. Существенно, что при этом новые порции частиц попадают в области фазового пространства, уже заполненные захваченными частицами, так что яркость накапленного пучка может превысить яркость инжектируемого на несколько порядков. При этом удается обойти ограничения, накладываемые теоремой Лиувилля [3].

Особенно выгодно использовать для перезарядной инжекции пучки отрицательных ионов водорода высокой энергии, чтобы захватываемые ионы имели энергию, равную энергии инжекции. При этом в случае необходимости нейтрализация пучка отрицательных ионов может быть осуществлена в газовой мишени с достаточно большой эффективностью (см. ниже). Однако в то время (1950–1960-е годы) уровень развития методов получения отрицательных ионов был настолько низок, что можно было говорить только о исследовании орбит в стационарном магнитном поле без надежды на накопление пучков с заметной интенсивностью. Позднее привлекательность перезарядной инжекции протонов в ускорители независимо отмечалась рядом авторов (см., например, [1, 3] и приведённые там ссылки).

Целенаправленное исследование проблем, связанных с перезарядной инжекцией протонов в ускорители, было начато в 1960 г. в ИЯФ по предложению Г.И. Будкера в связи с разработкой программы встречных антипротон-протонных пучков (ВАПП) [26, 27]. Поскольку речь шла о накоплении пучков с предельно высокой интенсивностью, важной частью реализуемой программы явилась разработка методов получения интенсивных пучков отрицательных ионов водорода.

Первыми источниками, установленными на инжектор протонного накопителя ИЯФ (1,5-МэВ-ный ускоритель Van de Graaf), стали плазменные источники с вытягиванием отрицательных ионов из ВЧ-разряда. В первых экспериментах использовался ВЧ-источник отрицательных ионов водорода с током 21 мкА при мощности 400 Вт [28]. Вытягивающее напряжение составляло 12 кВ. Особенностью источника являлось запирание вторичных электронов в перезарядном канале вытягивающего электрода напряжением 250–300 В. С этим источником от ускорителя Van de Graafа (энергия до 1,5 МэВ) был получен пучок отрицательных ионов водорода с током до 12 мкА [29]. В накопитель пучок подводился импульсами длительностью 1–300 мкс, получаемыми с помощью отсекающего конденсатора, установленного в ионопроводе. После фокусировки пучок вводился в газовую нейтрализующую мишень с поперечным размером 3–4 мм и угловым раствором 2×10^{-3} рад, выполненную в виде проточной трубы длиной 5 см и диаметром 1 см с диафрагмами и дифференциальной откачкой. Газ в проточную трубку напускался импульсами длительностью 1 мс с помощью электромагнитного клапана. Атомарный пучок водорода из мишени вводился на орбиту с точностью ± 1 мм по положению и $\pm 2 \times 10^{-3}$ рад по углу. Стабильность энергии составляла $\pm 0,2\%$.

Для получения максимального выхода атомарного пучка масс-спектрометрическим методом измерялись сечения нейтрализации отрицательных ионов в ряде газов (H_2 , N_2 , C_2H_2 , C_3H_8 , CO_2 , SF_6 , CCl_2F_2) при энергии 1–1,5 МэВ. Оказалось, что максимальный выход атомарного пучка слабо зависит от сорта газа и энергии и составляет 50–55 %. Далее в нейтрализующей мишени использовался водород или углекислый газ с оптимальной толщиной слоя $2,5 \times 10^6$ и 3×10^{15} молекул на 1 см² соответственно. В дальнейшем для накопления больших токов на ускорителе был установлен дуговой источник отрицательных ионов с током 1 мА в импульсе длительностью 1 мс. От ускорителя с этим источником получен пучок отрицательных ионов с током 800 мкА, позволяющий накапливать на орбите установки 10^{12} частиц (ток около 1 А).

В следующих экспериментах по перезарядной инъекции использовался плазменный источник с отражательным разрядом и током ионного пучка 8 мА [30], а затем — перезарядный источник ионов H^- [31] с током ионного пучка до 15 мА, в котором первичный пучок положительных ионов создавался разработанным под руководством Г.И. Димова сильноточным источником с диафрагмированным дуговым каналом и многощелевой системой вытягивания. Модернизация перезарядного источника отрицательных ионов позволила повысить ток до 20 мА [32] и улучшить качество пучка. В дальнейшем ток источника был доведён до 76 мА [33]. Нормализованный эмиттанс пучка с током 50 мА составлял по разным направлениям 2×10^{-4} – $2,5 \times 10^{-5}$ см рад. Модернизированный источник Димова–Рослякова использовался для перезарядной инъекции в течение многих лет [8, 34], а его конструкция легла в основу серии атомарных инжекторов, подробно описанных в разделе 3.

2.1. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов

Значительного повышения тока пучка отрицательных ионов для инъекции в накопитель, как указывалось выше, удалось достичь с использованием импульсного перезарядного источника отрицательных ионов водорода [32], схема конструкции которого приведена на рис. 1. Основные узлы источника: импульсный дуговой генератор плазмы, мелкоструктурная трёхэлектродная ионно-оптическая система и импульсная водородная

перезарядная мишень. Ионно-оптическая система (ИОС) имела шаг проволок $s = 0,3$ мм, межэлектродное расстояние $d = 2,4$ мм с диаметром проволок у плазменной сетки 0,05 мм и пластинами толщиной 0,05 мм и высотой 0,5 мм у вытягивающей жалюзийной сетки. Эмиссионный диаметр плазмы величиной от 10 мм до 22,5 мм задаётся диафрагмой, установленной на плазменную сетку. При вытягивающем напряжении 13 кВ из источника получен пучок протонов с током 3 А длительностью 10^{-4} с. После перезарядки в равновесной водородной мишени интенсивность пучка ионов H^- достигла 54 мА, а нормализованный эмиттанс пучка на уровне 0,9 интенсивности составил 0,2 мрад см в направлении, перпендикулярном нитям сеток, и 0,025 мрад см в параллельном направлении.

В источнике была применена тиатронная схема защиты вытягивающего промежутка от пробоев (б на рис. 1). Применение схемы защиты, ограничивающей энерговыделение в ИОС, исключило перегорание нитей сеток и позволило значительно сократить срок высоковольтной тренировки вытягивающего промежутка.

Разработанный источник был применён для получения пучков отрицательных ионов водорода и гелия методом перезарядки в парах натрия [33]. В результате были получены пучки ионов водорода с током 76 мА, дейтерия — 100 мА, гелия — 12 мА и уточнены имеющиеся к моменту проведения экспериментов данные о величине выхода отрицательных ионов водорода при перезарядке протонов, а также определена зависимость выхода от энергии при перезарядке атомов водорода в парах натрия.

Описанный импульсный источник отрицательных ионов водорода с перезарядкой в водородной мишени был применён в инжекторе на базе ускорителя ЭГ-1,5 (ЭГ — электростатический генератор) [32] для инъекции протонов перезарядным методом в накопительное кольцо [33]. Инжектор формировал пучок ионов H^- с энергией 1 МэВ, током 20 мА и длительностью 2×10^{-4} с. Полный заряд пучка 4×10^{-6} Кл соответствовал максимальному допускаемому возможностями схемы импульсной стабилизации потенциалу головного электрода использовавшегося электростатического ускорителя [30].

На рисунке 2 показан общий вид источника. Источник находился в камере 6, гальванически связанной с высоковольтным электродом ускорителя ЭГ-1,5. Импульсный дуговой генератор плазмы 1, имеющий потенциал камеры, отделён от основного объёма камеры перегородкой для уменьшения импульсной загрузки водородом ионного тракта и ускорительной трубы. Расход водорода в источнике плазмы 3×10^{17} молекул за импульс. Буферный объём с источником плазмы откачивается через специальную трубку после каждого импульса в течение $\approx 0,1$ с. Ионно-оптическая система 2 формирует из плазмы пучок протонов с овальным сечением (16 мм × 18 мм) и энергией 12 кэВ. Протоны поступают в перезарядную трубку, в которую дополнительно напускается водород в количестве 2×10^{16} молекул за импульс электромагнитным клапаном 3. Пучок из перезарядной трубы сепарируется постоянным магнитом 4, находящимся под одним потенциалом с трубкой. Апертуры сепарирующего магнита источника и анализирующего магнита на выходе ускорителя минимальны в направлении вдоль магнитного поля. Для улучшения прохождения пучком магнитов нити сеток в

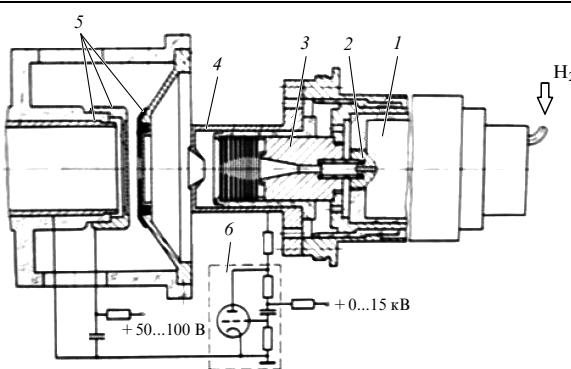


Рис. 1. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода: 1 — газовый клапан, 2 — поджигающий электрод, 3 — катод, 4 — анод, 5 — электроды ионно-оптической системы, 6 — тиатронная схема защиты от пробоев.

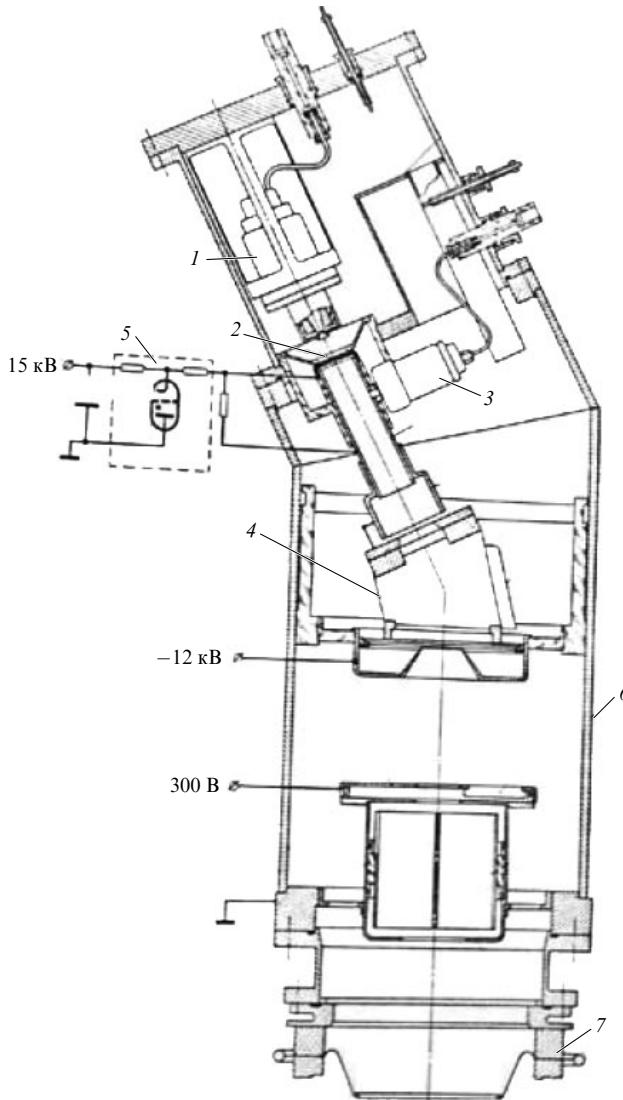


Рис. 2. Ионный источник на высоковольтном электроде ускорителя ЭГ-1,5: 1 — генератор плазмы, 2 — ИОС, 3 — клапан, 4 — магнит, 5 — тиатрон защиты от пробоев, 6 — корпус, 7 — высоковольтный электрод ускорителя.

источнике направлены параллельно магнитному полю сепарирующего магнита, который установлен в плоскости анализирующего магнита.

Диафрагма на выходе магнита и специальный козырёк являются приёмниками нейтрального и положительного компонентов пучка, ток которых составляет около 1,5 А. Далее в зазоре между диафрагмами ионы H^+ дополнительно ускоряются до энергии 24 кэВ, после чего через охранный цилиндр поступают в ускорительную трубку 7. В охранном цилиндре расположена электростатическая система отклоняющих пластин, которая позволяет корректировать углы входа пучка в ускорительную трубку.

Значительная удалённость элементов источника от ускорительной трубы, а также хорошее экранирование её электростатического поля охранным цилиндром исключают пробои на элементах источника и перенапряжения в его схеме питания при разрядах в ускорительной трубке.

Использование tandemной схемы ускорения ионов в источнике позволило упростить схему питания источника и облегчило его ионно-оптическое согласование с

ускорительной трубкой. Фокусировка пучка в тракте источника снижена до минимума, при этом положение кроссовера пучка с током 20 мА и энергией 1 МэВ соответствует расчётному с учётом пространственного заряда пучка и находится в 2 м от выходного торца ускорительной трубы. На выходе из ускорителя фазовый объём пучка H^- увеличивался по сравнению с исходным в источнике и составлял $0,26 \times 0,1$ мрад см. Инжектор использовался в экспериментах по накоплению в кольце протонов с током, превышающим предел по пространственному заряду [8, 34].

2.2. Эксперименты по перезарядной инжекции в накопитель

Перезарядную инжекцию протонов на кольцевую дорожку накопителя удалось осуществить экспериментально [35–37] в 1964 г. Затем удалось довести интенсивность протонного пучка, накопленного на дорожке накопителя перезарядным методом, до предела по пространственному заряду [8, 38]. Схема установки ИЯФ для изучения перезарядной инжекции показана на рис. 3.

В качестве обидирочной мишени использовалась сверхзвуковая струя водорода, включаемая на время инжекции. Достигнутая при накоплении с высокочастотной компенсацией ионизационных потерь эффективность захвата в течение 2000 оборотов составляла 75 % в соответствии с площадью сепаратрисы, а при инжекции в течение 4000 оборотов эффективность снижалась только на 20 % [39]. В этих экспериментах впервые наблюдалась и была подавлена обратной связью электрон-протонная неустойчивость — эффект электронного облака (electron cloud effect), лимитирующая интенсивность пучков в мезонных фабриках и других больших ускорителях и накопителях [40].

Накопленный пучок существует в течение 1–1,5 мс, затем раскачиваются бетатронные колебания и пучок сбрасывается с орбиты за несколько десятков оборотов.

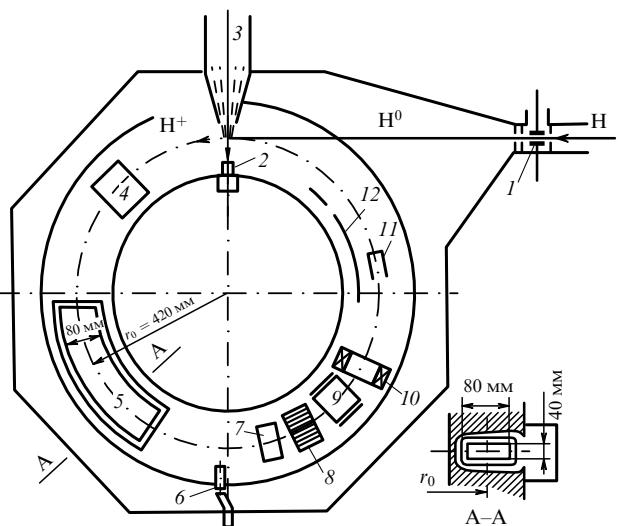


Рис. 3. Схема установки для изучения перезарядной инжекции: 1 — первая обидирочная мишень, 2 — сопло сверхзвуковой струи, 3 — приёмник струи, 4 — кольцевой питак-электрод, 5 — дрейфовая трубка ВЧ-ускорения, 6 — колиматор светового профилометра пучка, 7 — ионизационный измеритель интенсивности пучка, 8 — ионизационный профилометр, 9 — питак-монитор, 10 — пояс Роговского, 11 — цилиндр Фарадея, 12 — дефлектор для подавления электрон-протонной неустойчивости.

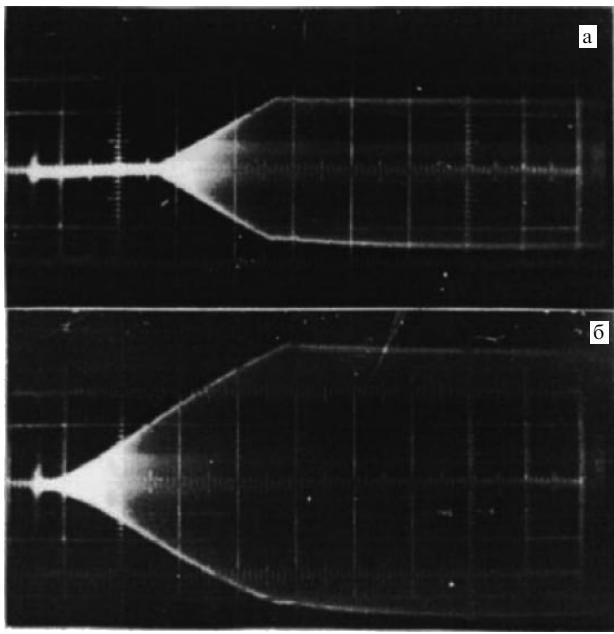


Рис. 4. Сигнал с пикапа для накопления протонов в течение (а) 500 оборотов и (б) 1000 оборотов [1].

В дальнейшем были проведены эксперименты по получению циркулирующего протонного пучка с компенсированным пространственным зарядом.

Для подавления эффекта отрицательной массы в электромагнит накопителя были установлены полюсы с сильной фокусировкой. С этими полюсами исследовано накопление пучка с компенсацией ионизационных потерь индукционным полем. Ток пучка накапливался и затем насыщался с возрастанием горизонтальных и вертикальных потерь. Сигнал с пикапа, пропорциональный току циркулирующего пучка, при накоплении протонов в кольце в резонансной моде показан на рис. 4.

Пикап вертикального положения пучка фиксировал возрастание амплитуды вертикальных бетатронных колебаний вплоть до сброса пучка по вертикали [38]. Эта неустойчивость, связанная с осцилляцией компенсирующих частиц в потенциальной яме пучка, хорошо описывается теорией неустойчивости, разработанной Б.В. Чириковым [40] для электронного пучка, компенсированного ионами. Исследование коллективных эффектов в циркулирующих пучках с предельной по пространственному заряду интенсивностью в сочетании с перезарядной инжекцией позволило создать такое "супернеравновесное" образование, как циркулирующий протонный пучок, компенсированный электронным газом, с интенсивностью, почти на порядок большей предела по пространственному заряду [38].

Результаты исследования перезарядного метода инжекции протонов в ускорители представлены в работах [3, 41, 42]. В [41] дан также подробный обзор состояния исследований по разработке источников отрицательных ионов водорода за рубежом.

2.3. Перезарядная инжекция в магнитные ловушки для удержания плазмы

Перезарядная инжекция мощных потоков ускоренных частиц — один из наиболее обещающих методов получения и поддержания плазмы с термоядерными парамет-

рами в магнитных ловушках. Плазма, удерживаемая в ловушке, играет роль мишени, преобразующей инжектируемые частицы в захватываемые при стационарной инжекции. Для первичного накопления горячей плазмы приходится использовать плазменные пушки, индукционные разряды в газе, разряд в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) и т.д. [43]. Одно из первых применений перезарядных технологий в термоядерных исследованиях, предложенное Г.И. Будкером [44], — накопление плазмы в пробочной ловушке "Огра", реализованное под руководством И.Н. Головина [45]. Первичное накопление плазмы осуществлялось за счёт образования быстрых протонов при столкновении ускоренных ионов H_2^+ с остаточным газом. На установке DCX (Direct Current eXperiment) в Окридской национальной лаборатории (США) для диссоциации ионов H_2^+ использовалось их взаимодействие с частицами газоразрядной плазмы сильноточной дуги [46].

Позднее применялась лоренцевская ионизация в магнитном поле ловушки высоковозбуждённых атомов, образующихся при перезарядке протонов в специальных мишениях [47]. Перезарядная технология получения горячей плазмы в магнитных ловушках, которая была предложена довольно давно [48], имеет длительную историю развития. Благодаря высокой эффективности преобразования при низких энергиях протонов в атомы удалось создать инжекторные комплексы, генерирующие потоки атомов H^0 с энергией в несколько десятков кэВ при полной плотности тока до нескольких сотен и тысяч ампер на 1 см². Ряд инжекторов пучков атомарного водорода был разработан в ИЯФ (см. раздел 3). Разработанные инжекторы имеют энергию от 15 до 55 кэВ, ток пучков от 1 до 175 А, угловую расходимость 10⁻² рад, длительность импульсов 10⁻²–10 с [49].

Удалось также осуществить эффективный захват частиц в магнитное поле ловушек, используя ионизацию быстрых атомов в предварительно созданной высокоионизованной плазме токамаков [50] или в предварительно инжектированной плазме пробочных ловушек [51]. Перезарядная инжекция позволяет создавать произвольные распределения частиц по энергиям и в пространстве, осуществлять объёмные воздействия на состояния плазмы, поддерживать в ней ток. Для дальнейшего продвижения к реакторным параметрам и условиям необходимы пучки атомов с энергией по крайней мере в несколько сотен кэВ. При таких энергиях эффективность преобразования положительных ионов изотопов водорода в атомы становится неприемлемо низкой (см. раздел 6). Единственной альтернативой остается получение атомов высокой энергии из ускоренных отрицательных ионов.

Предложенную в 1950-х годах американским учёным Н. Кристофилосом для осуществления термоядерного синтеза замкнутую конфигурацию силовых линий с обращённым магнитным полем в циркулирующем электронном пучке удалось реализовать при инжекции в магнитное поле электронного пучка с током в несколько десятков килоампер [52]. При этом удалось избежать неустойчивостей, разрушающих циркулирующий пучок при медленном накоплении, инжектируя пучки, для которых уже при инжекции существенна фокусировка собственным магнитным полем. Эти достижения стимулировали разработку систем для термоядерного синтеза, основанных на конфигурации с замкнутыми сило-

выми линиями и циркулирующими замкнутыми ионными пучками [53, 54]. Для получения таких конфигураций предполагается использование перезарядной инжекции. В связи с этим необходимы хорошо сформированные потоки преобразуемых частиц H^- с плотностью тока в несколько сотен и тысяч ампер на 1 см^2 при энергии в несколько сотен кэВ. В разделе 3 представлены разработанные для этих целей в ИЯФ инжекторы атомарных пучков.

В заключение этого раздела отметим достижения начального этапа исследований ионных источников в ИЯФ. Выше мы не касались разработок поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов, которые проводились для реализации проектов по перезарядной инжекции в ускорители и других применений. Впервые в мире источники такого типа были созданы в ИЯФ. В дальнейшем они послужили основой успешно развивавшегося направления исследований, позволившего создать как ряд источников с выдающимися параметрами для современных ускорительных комплексов, так и инжекторы пучков высокой энергии для УТС. Эти пионерские исследования проводились в ИЯФ группой под руководством Г.И. Димова, в которую входили Ю.И. Бельченко, Е.Д. Бендер, В.И. Давыденко, Г.Е. Деревянкин, В.Г. Дудников, М.Е. Кишиневский, А.С. Куприянов и др. Подробно эти работы представлены в разделе 5.

Сказанное выше в полной мере относится и к перезарядным источникам отрицательных ионов, которым посвящён этот раздел. Применявшиеся при разработке таких источников подходы позволили создать ионные источники с уникальными параметрами, которые в дальнейшем послужили основой для построения современных диагностических и нагревных инжекторов для исследований в области УТС. Основной их особенностью является использование сильноточного газоразрядного источника плазмы [31, 32] для создания плазменного эмиттера с низкой поперечной температурой ионов и высокой степенью ионизации плазмы, близкой к 100 %. Кроме того, впервые были применены прецизионные ионно-оптические системы с большой плотностью тока ионов ($\sim 1 \text{ A cm}^{-2}$), позволившие в полной мере реализовать преимущество малой температуры ионов плазменного эмиттера для получения пучков с высокой яркостью (подробнее см. раздел 4).

3. Ионные источники и инжекторы атомарных пучков для управляемого термоядерного синтеза

Инжекция мощных пучков атомов водорода или deutерия широко используется для нагрева и поддержания плазмы в установках с магнитным удержанием. С применением атомарных пучков возможна также генерация токов в плазме [55–58]. В настоящее время наиболее востребованный диапазон энергии атомарных пучков изотопов водорода для современных установок УТС 30–150 кэВ. Такие пучки получают с использованием ускоренных до необходимой энергии пучков положительных ионов с последующей перезарядкой в газовой мишени. В будущих реакторах УТС будут также применяться пучки атомов с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$. Такие пучки можно получать с достаточно большой эффективностью только с использованием отрицательных ионов.

В ИЯФ работы по созданию мощных атомарных инжекторов на основе положительных ионов, начавшиеся в 1970-х годах, были стимулированы задачей нагрева плазмы в сооружавшихся в то время в ИЯФ амбиполярной атомной ловушке (АМБАЛ) [9] и газодинамической ловушке (ГДЛ) [59].

В первых атомарных инжекторах, разработанных в ИЯФ для нагрева плазмы в установках АМБАЛ и ГДЛ, использовались конструктивно близкие между собой ионные источники "Старт" [60–62], ИНАК (Источник нейтральных атомов квазистационарный) [63]. Последние были созданы благодаря развитию идей, заложенных в конструкцию ионного источника, описанного в разделе 2 [30–33]. В состав этих источников входит генератор плазмы на основе дугового генератора с холодным катодом [31, 32], который был существенно модернизирован для увеличения выхода плазмы. Для этого использовалось магнитное поле в разрядном канале, которое уменьшило потери плазмы на его стенки [60, 63]. Для формирования плазменного эмиттера с однородной плотностью тока ионов большой площади в конструкцию была введена расширительная камера с периферийным магнитным полем ("магнитной стенкой"). Ионный пучок формировался с помощью многоапertureной щелевой ИОС с проволочными сетками. Такие инжекторы могли обеспечить формирование пучков длительностью до 0,1 с при мощности пучка в несколько сотен кВт.

В начале работы возникла необходимость выбора ИОС, обеспечивающей формирование пучков протонов с энергией $\approx 40 \text{ кэВ}$ и эмиссионной плотностью тока $\approx 0,5 \text{ A cm}^{-2}$. Применение обычных трёхэлектродных систем было затруднено из-за отсутствия технологии изготовления электродов сложной формы. Кроме того, использование хорошо освоенной многощелевой мелкоструктурной трёхэлектродной системы представлялось затруднительным ввиду больших токовых и тепловых нагрузок. Поэтому были исследованы ионно-оптические свойства многощелевой четырёхэлектродной ИОС с электродами круглого поперечного сечения [60]. Основной вариант элементарной ячейки исследованной ИОС приведён на рис. 5. Отличие такой системы от обычной трёхэлектродной заключается в том, что направленный к центральной плоскости ячейки импульс, необходимый для компенсации суммарного действия рассеивающей выходной электростатической линзы и пространственного заряда, частицы пучка получают не на самом начальном этапе формирования — вблизи искривлённой с помощью электрода специальной формы плазменной границы, а в поперечном электрическом поле, локализованном вблизи вытягивающего электрода.

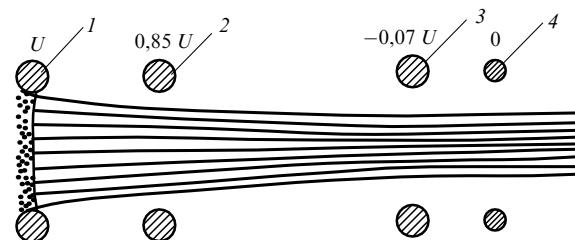


Рис. 5. Схема четырёхэлектродной ИОС: 1 — плазменный электрод, 2 — вытягивающий электрод, 3 — ускоряющий электрод, 4 — заземлённый электрод, U — напряжение на плазменном электроде.

Фокусирующее действие вытягивающего электрода аналогично действию катодной линзы в электронной оптике, а каждая элементарная ячейка в целом представляет собой иммерсионный объектив [65].

Для создания и поддержания высокотемпературной плазмы в крайних пробкотронах плазменной ловушки АМБАЛ были предусмотрены интенсивные пучки быстрых атомов водорода двух типов. Первый тип — это импульсные пучки, инжектируемые в начале рабочего импульса установки с целью создания горячей долгоживущей мишенной плазмы для основных пучков с длительностью импульса 200 мкс, эквивалентным током 50 А, энергией атомов 20 кэВ. Второй тип — это квазистационарные пучки, инжектируемые в течение всего рабочего импульса для накопления и поддержания горячей плазмы, с длительностью импульса 0,1 с, эквивалентным током 20 А, энергией атомов 25 кэВ. Для создания таких пучков был разработан инжектор с перезарядкой соответствующих протонных пучков, который в дальнейшем модифицировался под конкретную задачу. Схема конструкции экспериментального протонного источника "Старт-1" приведена на рис. 6. Плазма в источнике генерируется дуговым разрядом. Генератор плазмы состоит из холодного катода, изготовленного из сплава алюминия с магнием и медью (из Д16Т), разрядного канала диаметром 1 см, образованного изолированными медными диафрагмами, и анода с отверстием диаметром 9 мм для выхода плазмы. После импульсного напуска газа в катодную область клапаном [66] и подачи высоковольтного импульса на специальный электрод поджигается разряд, генерирующий водородную плазменную струю, свободно расширяющуюся на выходе из анодного отверстия. Для увеличения выхода плазмы из анодного отверстия источник плазмы помещён в продольное магнитное поле напряжённостью до 1 кЭ, возбуждаемое импульсом тока в соленоиде. Экран из магнитомягкой стали защищает от воздействия магнитного поля область расширения плазменной струи. Плазменная струя при расширении взаимодействует с периферийным магнитным полем напряжённостью 50 Э, возбуждаемым импульсом тока внутри прозрачной то-

роидальной обмотки, состоящей из 16 равномерно размещенных по азимуту витков из изолированного медного провода диаметром 2,5 мм. В результате отражения плазмы в плоскости плазменного электрода оптической системы создаётся пространственно однородный плазменный эмиттер протонов. Неоднородность эмиссионной плотности тока в круге с эмиссионным диаметром 9 см не превышает $\pm 5\%$.

Полученный из источника ток ионов в условиях оптимального формирования пучка следовал зависимости $U^{3/2}$ и составлял 37 А при энергии ионов 25 кэВ. Эмиссионная плотность тока с поверхности плазмы при этом равнялась 0,8 А см⁻². В результате измерений, проведённых с помощью магнитного анализатора, установлено, что доля протонов в пучке составляет 95 %, остальная его часть состоит из молекулярных ионов водорода — H₂⁺ (2 %), H₃⁺ (1 %) — и ионов с массами 12–40 (2 %). Тяжёлые ионы, по-видимому, возникают в эмиттирующей плазме вследствие ионизации и перезарядки молекул газа, адсорбированных на плазменном электроде и деталях соленоида, создающего периферийное магнитное поле, и сбитых плазменной струей. Присутствие примесных ионов в пучке приводит к некоторому снижению оптимального тока пучка.

В направлении вдоль щелей ИОС температура ионов плазменного эмиттера составляет 3 эВ. Эта величина хорошо согласуется с измерениями, проведёнными с помощью датчика поперечных скоростей, описанного в работе [67]. Угловая расходимость пучка в направлении поперёк щелей вдвое превышает расходимость в направлении вдоль щелей.

Протонный источник "Старт-1" работал с частотой 0,2 Гц, определяемой параметрами системы электропитания. На основе проведённых исследований был разработан серийный вариант импульсного протонного источника "Старт-2" [61] с током пучка 75 А, энергией 20 кэВ и длительностью импульса 250 мкс. В разработанном позднее источнике "Старт-3", отличающемся от "Старта-2" только небольшим изменением в конструкции дугового источника плазмы, сделанным для обеспечения равномерной во времени подачи водорода, длительность импульса тока пучка увеличилась до 1 мс. Далее был разработан ионный источник ИНАК [63], схема которого приведена на рис. 7. Общая схема конструкции ИНАК подобна таковой импульсных источников типа "Старт", но конструкция ИНАК выполнена с учётом более значительных тепловых нагрузок. Ионно-оптическая система состоит из четырёх электродов, соединённых между собой восемью стержнями из алюндовой керамики. Плазменный, вытягивающий и ускоряющий электроды — многощелевые, а четвёртый, заземлённый кольцевой электрод имеет открытую апертуру. Щелевая структура электродов образована молибденовыми проволоками диаметром 1 мм, уложенными с шагом 3 мм в пазы кольцевых оправок. Проволоки предварительно подвергались вакуумному отжигу в натянутом состоянии. Крепление проволок в кольцевых электродах позволяет им свободно расширяться при нагреве. На плазменном электроде установлена tantalовая шайба с фрезерованными под проволоки пазами — аналог пирсовского электрода.

В результате испытаний квазистационарного протонного источника на экспериментальном стенде был получен протонный пучок с проектными параметрами: током

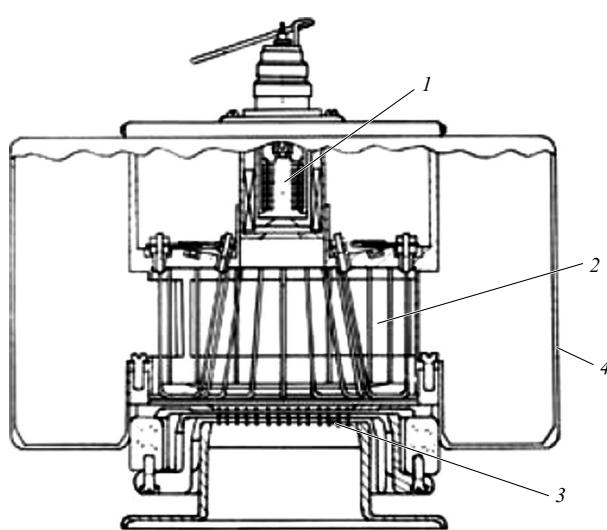


Рис. 6. Протонный источник "Старт-1": 1 — дуговой генератор плазмы, 2 — "магнитная стенка", 3 — ИОС, 4 — экранный электрод.

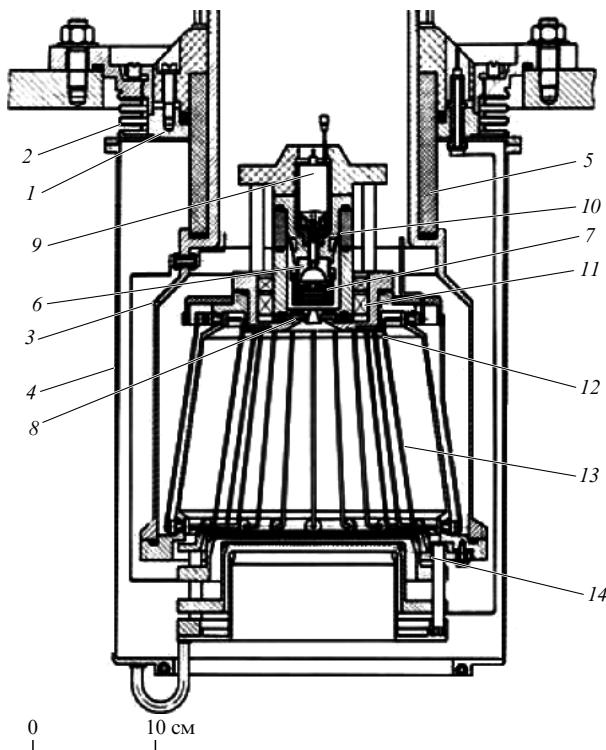


Рис. 7. Ионный источник ИНАК: 1 — установочный фланец, 2 — сифон, 3 — вакуумный кожух "магнитной стенки", 4 — экран, 5 — керамический изолятор, 6 — катод, 7 — канал разряда, 8 — анод, 9 — газовый клапан, 10 — поджигающий электрод, 11 — соленоид, 12 — магнитный экран, 13 — витки "магнитной стенки", 14 — ИОС.

25 А, энергией 25 кэВ, длительностью 0,1 с. Из измерений состава ионного пучка следует, что свыше 90 % его составляют протоны, доля молекулярных ионов не превышает 10 %. Измеренная величина газовой эффективности источника 30 %.

Инжектор ИФ-6 (инжектор с фокусировкой, 6 кэВ) [68] разрабатывался для поддержания ионно-горячей плазмы в полукаспе ловушки АМБАЛ-М. Для снижения температурного вклада в угловую расходимость сформированного пучка в ионном источнике этого инжектора (рис. 8) используется плазменный эмиттер с малой по-перечной температурой ионов, образованный бесстол-

ковительно расширяющейся плазменной струёй. Пучок формируется фокусирующей ИОС с возрастающими по радиусу зазорами. Ионный источник отличается высокой эффективностью использования генерируемой плазмы, на эмиссионную область падает примерно половина потока плазменной струи.

Зазоры между плазменным и вытягивающим, а также между плазменным и ускоряющим электродами на оси ИОС составляют 1 и 2,5 мм соответственно. На периферийном радиусе ИОС 7 см указанные зазоры возрастают вдвое. Формирование протонного пучка осуществляется 2700 апертурами диаметром 2 мм, образующими гексагональную структуру с шагом 2,5 мм. Электроды ИОС изготовлены из тантала толщиной 0,5 мм, отверстия в них просверлены на прецизионном станке. Конструкция ИОС допускает прогрев электродов до температуры 400 °C.

При экспериментальном исследовании источника получен импульсный протонный пучок с током 12 А, энергией протонов 6 кэВ, длительностью импульса 0,2 мс. Протонный пучок перезаряжался в атомы в импульсной перезарядной мишени, расположенной на небольшом расстоянии (около 10 см) от ИОС, обеспечивающем минимальное уширение пучка протонов под действием присутствующего в нём радиального электрического поля напряжённостью до 3 В см^{-1} . Полученный пучок атомов фокусировался на расстоянии 65 см от источника и в области фокуса имел на уровне $1/e$ диаметр 2,5 см, что соответствует интегральной угловой расходимости 2×10^2 рад. Измерения локальной угловой расходимости пучка показали, что угловая расходимость, составляющая в центральной части пучка $\sim 2,5 \times 10^{-2}$ рад, снижается к его периферии до $1,7 \times 10^{-2}$ рад. Снижение локальной угловой расходимости с увеличением радиуса пучка объясняется уменьшением aberrаций вследствие возрастания зазора между электродами ИОС.

Максимальный ток пучка в импульсном режиме составил 36 А при энергии протонов 14 кэВ. В ходе квазистационарных испытаний источника получен пучок с током 17 А, энергией протонов 8 кэВ и длительностью импульса 0,1 с. В дальнейшем была разработана и испытана версия ионного источника с фокусным расстоянием 250 см. Кроме того, на основе подобного источника был изготовлен диагностический инжектор с энергией 14–16 кэВ, обеспечивший пучок с плотностью потока атомов до $0,8 \text{ А см}^{-2}$ в схеме диагностики с искусственной мишенью на установке ГДЛ [69].

Ранняя версия применяемого в конструкции ионных источников серии "Старт" и ИНАК генератора плазмы с дуговым разрядом с холодным катодом описана в работе [70]. В дальнейшем конструкция генератора плазмы претерпела изменения, которые в основном были направлены на увеличение надёжности и срока службы. В процессе эволюции ионных источников серии "Старт", от "Старт-1" до "Старт-4", уточнилась общая компоновка газоразрядной камеры, особенности которой можно увидеть на рис. 6, 7 на примере инжекторов "Старт-1" и ИНАК. Плазма генерируется в дуговом разряде с полым полусферическим катодом в цилиндрической камере диаметром 1 см и длиной 3 см. В разрядном канале с помощью специальной катушки генерируется продольное магнитное поле с максимальной напряжённостью до 1 кГс. Магнитное поле в генераторе плазмы существенно неоднородно. Напряжённость магнитного поля в при-

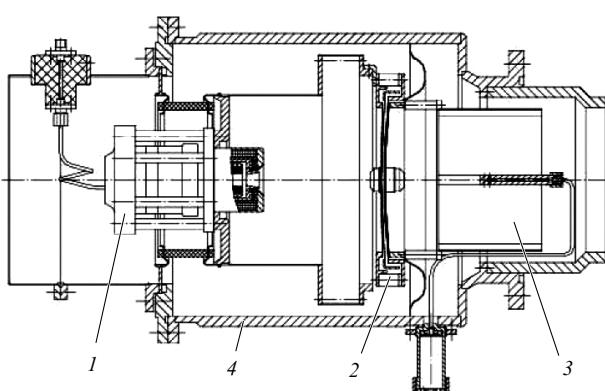


Рис. 8. Ионный источник инжектора ИФ-6. 1 — генератор плазмы, 2 — ИОС, 3 — перезарядная трубка, 4 — корпус.

катодной области близка к нулю. Форма кромки анода выбирается таким образом, чтобы силовые линии выходили из газоразрядного канала по касательной к аноду. Экран из магнитомягкой стали экранирует от магнитного поля область расширения плазменной струи. Напуск рабочего газа производится как в прианодную, так и в катодную область разряда с помощью импульсных газовых клапанов [66]. Канал разряда между катодом и анодом диафрагмирован по всей длине набором металлических шайб-диафрагм, находящихся под плавающим потенциалом. Струя плазмы истекает через осевое отверстие в аноде.

Выход плазмы зависит от тока разряда и величины продольного магнитного поля в разряде, которое определяется током в катушке магнитной изоляции. Изменение напряжённости магнитного поля позволяет изменять выход плазмы почти на порядок при одной и той же мощности разряда. Процесс формирования плазменного эмиттера подробно описан в [60].

В 1990-х годах развитие инжекторов для нагрева плазмы продолжилось. В это время были разработаны диагностические инжекторы с баллистической фокусировкой пучка, в диагностическом инжекторе RUDI (Russian Diagnostic Injector) успешно использовался плазменный эмиттер на основе ВЧ-разряда с длительностью импульса до 10 с. Кроме того, стали доступными постоянные NdFeB-магниты, благодаря которым появилась возможность создавать магнитные поля для управления потоком плазмы при формировании плазменного эмиттера с нужными свойствами. Очень важным обстоятельством стало появление компьютерных кодов для оптимизации сеточных электродов сложной формы и инженерных кодов для расчёта нагрева и деформации электродов ИОС. Помимо того, стали доступными инженерные программы, облегчающие и убыстряющие проектирование сложных инжекторных комплексов. Что особенно важно, появились также станки с программным управлением, которые позволили, в частности, освоить производство ИОС ионных источников с недостижимыми ранее высокими точностью и сложностью формы электродов. В особенности это обстоятельство важно для триодных ИОС, в которых важную роль играет форма плазменного мениска, очень чувствительного к мельчайшим деталям формы плазменного электрода. Учёт этих факторов позволил при разработке следующих инжекторов пучков быстрых атомов для нагрева плазмы выйти на новый уровень по мощности и длительности пучков.

Внедрение новых технологий началось постепенно с создания диагностических пучков относительно небольшой мощности (до 160 кВт [71–73]). В дальнейшем ИОС с геометрической фокусировкой, развитые для ионных источников диагностических инжекторов, модифицировалась с целью их применения в инжекторах для нагрева плазмы мощными сфокусированными пучками быстрых атомов. В начале 1990-х годов в ИЯФ был разработан инжектор, формирующий сфокусированный пучок атомов водорода с энергией 6 кэВ и током ≈ 20 А [68, 74]. В 2001–2003 гг. был создан инжектор для нагрева плазмы сфокусированным пучком атомов с энергией 25 кэВ и мощностью около 900 кВт [75, 76]. Оба инжектора обеспечивают диаметр сфокусированного пучка в несколько сантиметров. Возможность сфокусировать пучок так, чтобы он проходил без потерь через довольно узкие, как

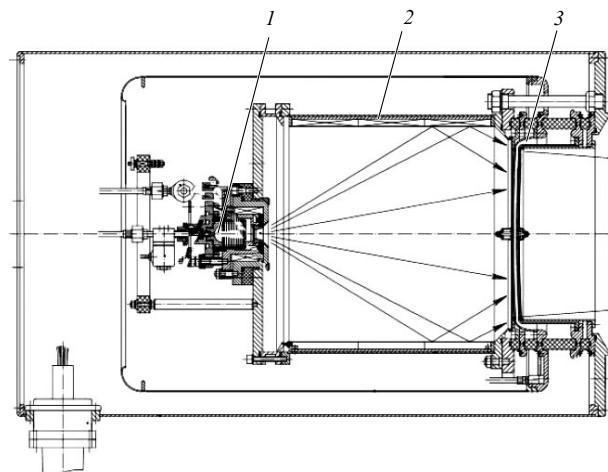


Рис. 9. Ионный источник нагревного инжектора MST и ГДЛ: 1 — генератор плазмы, 2 — постоянные магниты, 3 — ИОС.

правило, вакуумные патрубки плазменных установок, является важным для применения инжекторов в условиях реального эксперимента.

Ниже представлен разработанный в ИЯФ инжектор для установки MST (Madison Symmetric Torus) (США) с геометрической фокусировкой пучка для нагрева плазмы в пинче с обращённым полем и создания популяции быстрых ионов в плазме ГДЛ. Схема ионного источника этого мощного нагревного инжектора [75] показана на рис. 9. Для получения пространственно однородного плазменного эмиттера используется отражение плазмы от периферийного мультипольного магнитного поля, создаваемого 32 постоянными магнитами, представляющими собой прямоугольные бруски с размерами $9 \times 12 \times 240$ мм. Величина магнитного поля на внутренней стенке экспандерного объёма составляет 2 кГс и снижается до 100 Гс при смещении внутрь на 2 см. Отражение плазменной струи от "магнитной стенки" увеличивает поток плазмы на эмиссионную поверхность в 1,5 раза. Измеренная величина неоднородности плазменного эмиттера не превышает $\pm 10\%$.

Сетки ИОС изготовлены из слоя молибдена толщиной 0,5 мм методом фототравления. Каждая сетка имеет более 3000 отверстий диаметром 2,5 мм, расположенных внутри круга диаметром 200 мм. Период гексагональной структуры отверстий для всех сеток 3,2 мм, прозрачность сеток 53 %. Все электроды имеют одинаковый радиус кривизны 150 см, и в соответствии с рассмотрением, представленным в разделе 4, фокусное расстояние пучка, сформированного такой системой, должно составлять 120 см. Ускоряющий электрод является составным, что позволяет эффективно увеличить его толщину и снизить требуемую величину отрицательного напряжения на запирающем электроде до 300 В.

В результате испытаний источника получен протонный пучок с током 50 А, энергией 25 кэВ и длительностью импульса 3 мс. Длительность импульса определялась высоковольтным модулятором. Радиальные профили потока атомов в пучке измерялись на разных расстояниях от источника с помощью линейки вторично-эмиссионных датчиков и подвижного калориметра. На рисунке 10 показан профиль плотности потока атомов, измеренный в фокусе пучка на расстоянии 120 см от

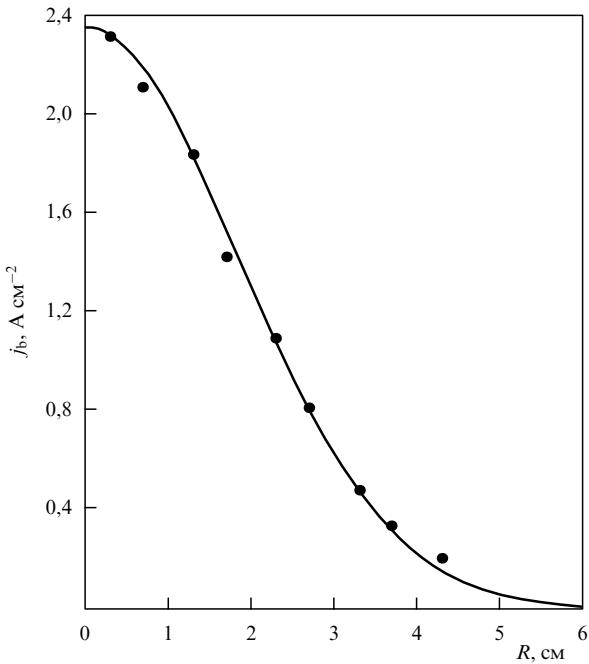


Рис. 10. Профиль плотности потока атомов, измеренный в фокусе пучка на расстоянии 120 см от источника.

источника. Из этого профиля видно, что радиус пучка на уровне $1/e$ составляет 2,5 см, что соответствует интегральной угловой расходимости 2×10^{-2} рад. Плотность потока атомов в фокусе $2,4 \text{ A cm}^{-2}$. На рисунке 11 приведена измеренная зависимость диаметра пучка от тока пучка. Видно, что ширина пучка достигает минимума при токе пучка 45–50 А.

Измерение состава пучка производилось магнитным анализатором, доля протонов в сформированном ионном пучке 90 %, доли ионов H_2^+ и H_3^+ 7 % и 3 % соответственно. Измеренная эффективность нейтрализации пучка 73 %, что близко к равновесному выходу атомов при энергии 25 кэВ, равному 76 %. Мощность полученного пучка быстрых атомов 0,9 МВт.

Ранние разработки ионных источников ИЯФ предназначались для получения пучков со сравнительно небольшой длительностью (0,01–0,1 с), что определялось параметрами плазменных ловушек [9, 59]. Ограничение по длительности и мощности связано главным образом с резким снижением ресурса источника плазмы (в основ-

ном из-за эрозии катода) и перегревом сеток ИОС в длинных импульсах. В исследованиях по УТС с 1980–1990-х годов типичным требованием стал многосекундный режим работы, а требуемая мощность единичного модуля инжектора возросла до величины более чем 1 МВт. Создание в ИЯФ современных инжекторов атомарных пучков потребовало внести ряд корректировок практически во все элементы конструкции. Прежде всего модернизации подверглись генератор плазмы и электроды, формирующие пучок.

3.1. Высокочастотный генератор плазмы

Использование ВЧ-генераторов плазмы практически снимает проблему эрозии элементов конструкции плазменного источника, так что в принципе возможна работа на длинных импульсах, вплоть до стационарного режима. В ИЯФ была разработана серия ВЧ-источников плазмы для диагностических и нагревных инжекторов, различающихся плотностью тока эмиттера ионов и полным током ионов.

Конструкция разработанных ВЧ-источников плазмы примерно одинакова [77]. Антенна, состоящая из нескольких витков, поддерживает разряд с частотой около 4 МГц в цилиндрической керамической камере при давлении ~ 10 мТорр. На задней стенке плазменной камеры установлены постоянные магниты, которые не только играют роль магнитной стенки для изоляции плазмы и снижения её потерь, но и при специально подобранный конфигурации увеличивают эффективность генерации плазмы. В первых версиях источников происходила металлизация диэлектрической стенки камеры, что приводило к изменению состава плазмы — увеличению доли молекулярных ионов. Как показал опыт длительной работы инжектора [78], содержание основного компонента в пучке со временем уменьшилось от 70 % до 40 %.

В работе [79] был применён фарадеевский экран для защиты внутренней поверхности разрядной камеры от напыления и снижения тепловых нагрузок на стенку разрядной камеры. Это решило проблему металлизации, умеренно ухудшив молекулярный состав, но обеспечив стабильность параметров в течение длительного времени. Однако создание плазменного эмиттера, предназначенного для извлекаемого тока более 50 А, требует ВЧ-генератора высокой мощности, что резко усложняет и удорожает систему питания. Метод повышения плотности плазменного эмиттера почти вдвое, найденный в [79, 80], заключается в оптимизации геометрии магнитной стенки на заднем торце цилиндрической плазменной камеры. Пример ВЧ-разрядного источника плазмы, предложенный в [80], приведён на рис. 12.

ВЧ-разрядные источники плазмы с фарадеевским экраном и улучшенной магнитной стенкой применялись в мегаваттных инжекторах секундного диапазона [80–82]. В [82] для питания разряда использовался ВЧ-генератор с источником питания на полупроводниковых элементах, что существенно упрощает конструкцию. В других случаях в ВЧ-генераторе использовался ламповый тетрод с мощностью до 100 кВт.

Во всех случаях применялась симметричная двухфидерная система подачи питания на антенну, поддерживающую газовый разряд (рис. 13). Подача мощного ВЧ-питания производится по коаксиальным кабелям. Изолирующий высоковольтный трансформатор подключается к антенне ВЧ-эмиттера двумя коаксиаль-

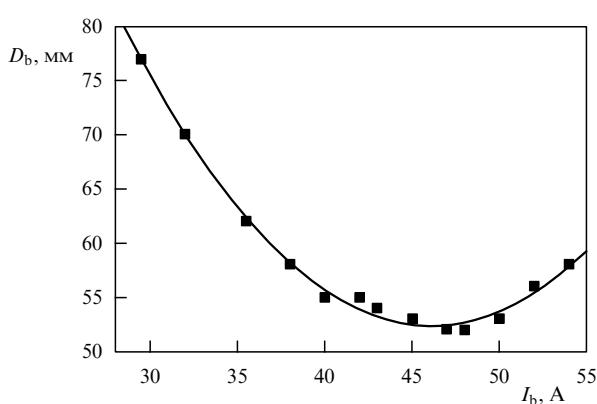


Рис. 11. Зависимость диаметра пучка (уровень $1/e$) от тока пучка.

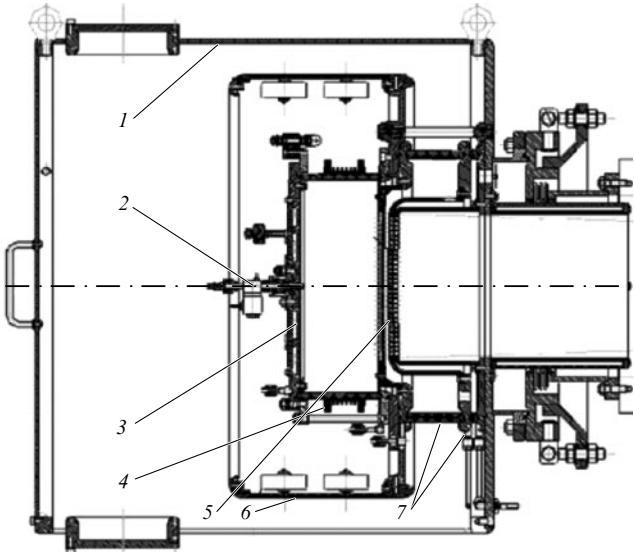


Рис. 12. Высокочастотный ионный источник: 1 — защитный кожух, 2 — газовый клапан, 3 — постоянные магниты, 4 — ВЧ-антенна, 5 — ИОС, 6 — экран, 7 — изоляторы ИОС.

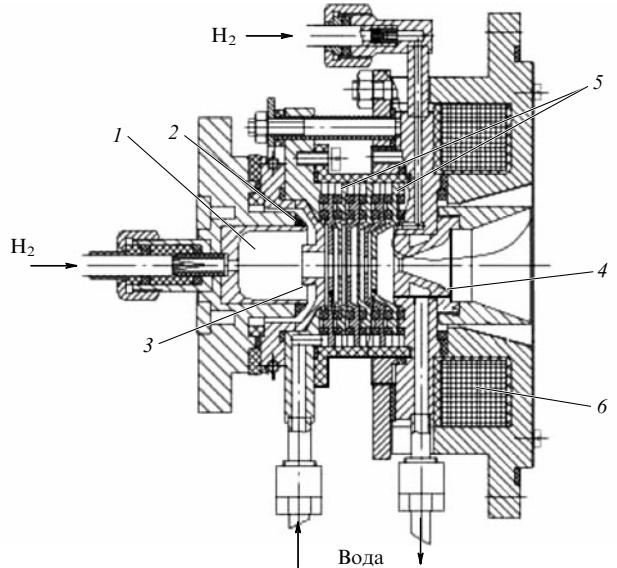


Рис. 14. Дуговой генератор плазмы: 1 — медный катод, 2 — Мовставка, 3 — катодная шайба, 4 — анод, 5 — шайбы разрядного канала, 6 — обмотка магнитной изоляции.

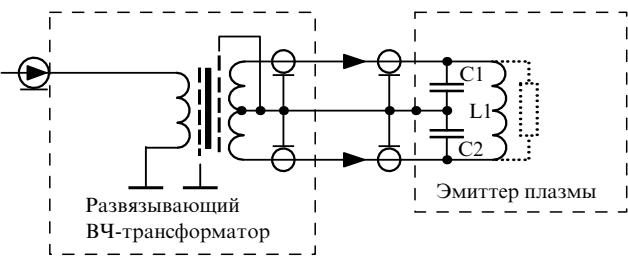


Рис. 13. Схема подачи напряжения на ВЧ-антенну.

ными кабелями, центральные жилы которых подсоединяются к концам антенны. Оплётки этих кабелей соединены со средней точкой трансформатора и ВЧ-экраном эмиттера плазмы, к которому подключена общая точка конденсаторов С1 и С2. Эти конденсаторы и индуктивность антенны L1 настроены в резонанс. Противофазные токи фидеров прецизионно симметризуются подстройкой ёмкостей, параллельных антенне. Такая система позволяет получить полное напряжение на антenne при половинном напряжении каждого вывода антены относительно элементов конструкции. При этом резко снижается уровень помех, обусловленных антенной, и, соответственно, их влияние на окружающее оборудование установки УТС. Симметричная схема, известная в радиотехнике, используется там для питания дипольных антенн. Применение её в описанной модификации ВЧ-источников плазмы оказалось очень удачным.

3.2. Развитие генераторов плазмы

на основе дугового разряда с холодным катодом с увеличенной длительностью импульса

На рисунке 14 приведена конструкция дугового генератора плазмы, работающего при длительности импульса до 2 с [83]. Для того чтобы повысить длительность работы генератора плазмы с нескольких десятков миллисекунд, заметно увеличен объём катодной полости — полусферическая полость радиусом 10 мм заменена цилиндрической диаметром 22 мм и глубиной 22 мм.

Катодный молибденовый электрод 1 запрессован в медный фланец, в котором имеется охлаждающий канал.

В дуговых генераторах с холодным катодом проблемой является интенсивное напыление металла катода на изолятор между катодом и плавающей прикатодной диафрагмой. Это приводит к закорачиванию прикатодной диафрагмы на катод и нарушению режима работы. В данной конструкции изолятор имеет больший радиус, а на приосевом отверстии диафрагмы сделан выступ в глубь катодной полости, препятствующий катодным пятнам и токам разряда перемещаться на кромку катода. На поверхности катодного электрода вокруг кромки катода встроен кольцевой изолятор 2, также препятствующий проникновению разрядных токов в периферийную область зазора между катодом и диафрагмой. Все диафрагмы разрядного канала, катод и анод имеют водяное охлаждение. Эти меры увеличили ресурс работы дугового источника плазмы в инжекторе примерно до одного года в типичном режиме экспериментов на токамаке. Генератор является легкоизыменным узлом, после выработки ресурса производится его замена (либо чистка). Для дальнейшего повышения ресурса работы дугового генератора плазмы впоследствии был применён нагреваемый составной катод из борид-лантановых дисков с прослойками из анизотропного графита [84]. Для разогрева катода через сборку пропускался ток, и выделение тепла происходило преимущественно в графитовых прослойках. При токе разряда ≈ 400 А длительность работы источника плазмы удалось довести до 10 с.

3.3. Сложение плазменных струй

для создания эмиттера с большим извлечённым током

Совместная работа нескольких дуговых генераторов позволяет повысить плотность плазмы на эмиттере и увеличить его площадь, что актуально для мощных ионных источников с извлечённым ионным током ИОС более 50 А. Ранее этот метод изучался в [85]. В работе [86] исследовался источник плазмы со сложением плазменных струй от четырёх дуговых генераторов для получе-

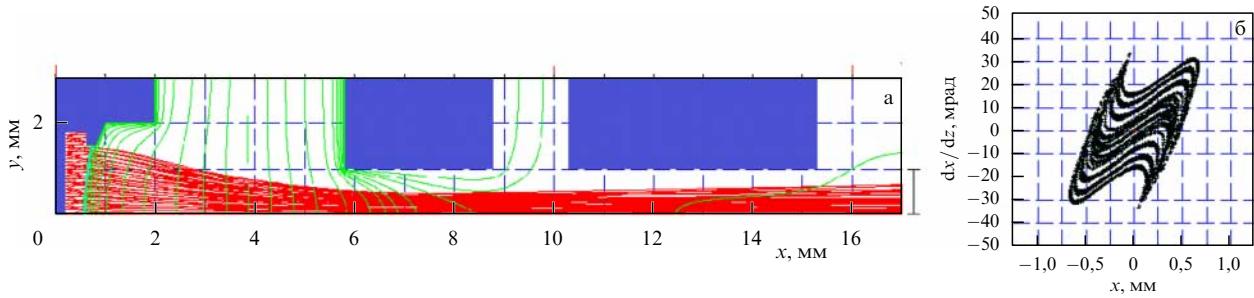


Рис. 15. (а) Траектории ионов в ИОС и картина эквипотенциалей. (б) Диаграмма эмиттанса.

ния тока ионного пучка до 180 А. В [87] успешно использовано сложение двух плазменных струй. Однако в экспериментах со сложением струй в расширительном объёме при длительности разряда ≥ 10 мс обнаружилось взаимное влияние газовых потоков генераторов, что приводило к снижению плотности плазмы в области эмиттера (первой сетки ИОС). Взаимное влияние плазменных струй снижается при предельно малой подаче рабочего газа в разряд, однако такой режим разряда является нестабильным и сопровождается шумами на токе разряда и пучка. Ситуация значительно улучшилась при использовании описанного в [87] режима объёмного разряда, при котором корпус камеры с магнитной стенкой играли роль второго анода, общего для всех генераторов, и часть тока дугового разряда ответствовалась на него. В описанных в [86] ионных источниках, где потребовалось сложение четырёх плазменных струй, практически весь ток разряда направлялся на второй анод. При этом объёмный режим разряда обеспечивает не только сложение струй без потерь плазмы, но и значительное возрастание эффективности генерации плазмы каждым генератором. Благодаря этому ионный ток источника достигает требуемой величины при намного меньшем токе дугового разряда. Например, в [87] при схожих параметрах требовался ток разряда до 1100 А для извлечения тока пучка 40 А, а в [86] с объёмным режимом разряда и при сложении четырёх струй оказалось достаточно тока разряда 650 А для извлечения пучка током 180 А.

3.4. Ионно-оптическая система

Выбор геометрии элементарной ячейки ИОС (щелевой ячейки) проводится с помощью моделирования на основе кода PBGUNS (Particle Beam GUN Simulation) [89]. Один из примеров оптимизированной геометрии электродов показан на рис. 15 для инжектора с изменяемыми во время импульса энергией и мощностью пучка [89] для энергии 30 кэВ. В данном случае форма элемен-

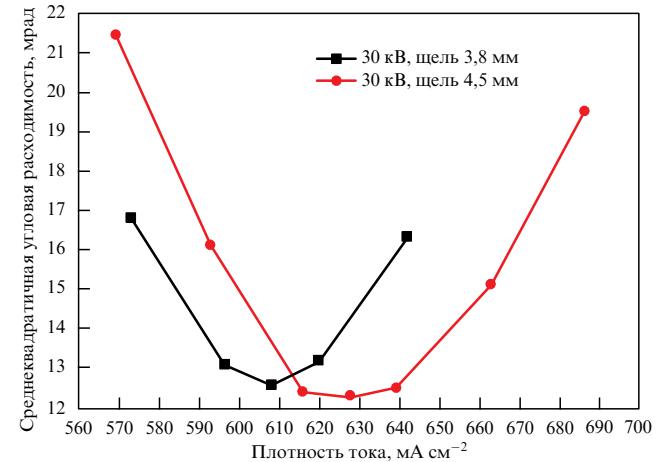


Рис. 16. Угловая расходимость поперёк щелей при разных энергиях пучка.

тарной ячейки ИОС — щелевая размером 21×3 мм. На рисунке 15а представлены траектории ионов и эквипотенциали электрического поля поперёк щели. Расчётная диаграмма поперечного эмиттанса показана на рис. 15б. Расчётная зависимость угловой расходимости пучка поперёк щели от плотности извлекаемого тока приведена на рис. 16.

Для проверки результатов были выполнены также расчёты с помощью трёхмерного кода для решения задач ионной и электронной оптики KOBRA3-INP [90] при энергии пучка 35 кэВ, результаты которых показаны на рис. 17–19. Расчёт с помощью кода KOBRA3-INP щелевой 3-миллиметровой ячейки даёт угловую расходимость поперёк щели 13 мрад, вдоль щелей — 12 мрад. Значения параметров плазмы в эмиттере ионов принимались следующие: потенциал плазмы 20 В, температура ионов 0,7 эВ, температура электронов 5 эВ. Состав плазмы: 70 % протонов, 20 % H_2^+ , 10 % H_3^+ .

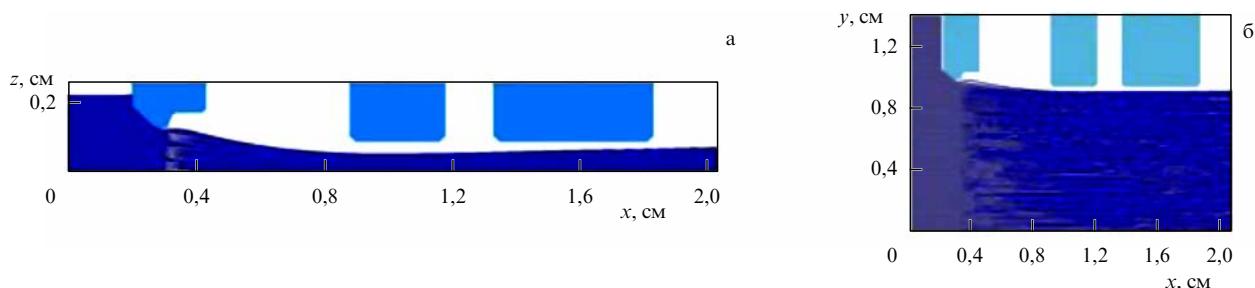


Рис. 17. Траектории ионов в элементарной ячейке ИОС в разрезе (а) поперёк, (б) вдоль щели. Энергия пучка 35 кэВ.

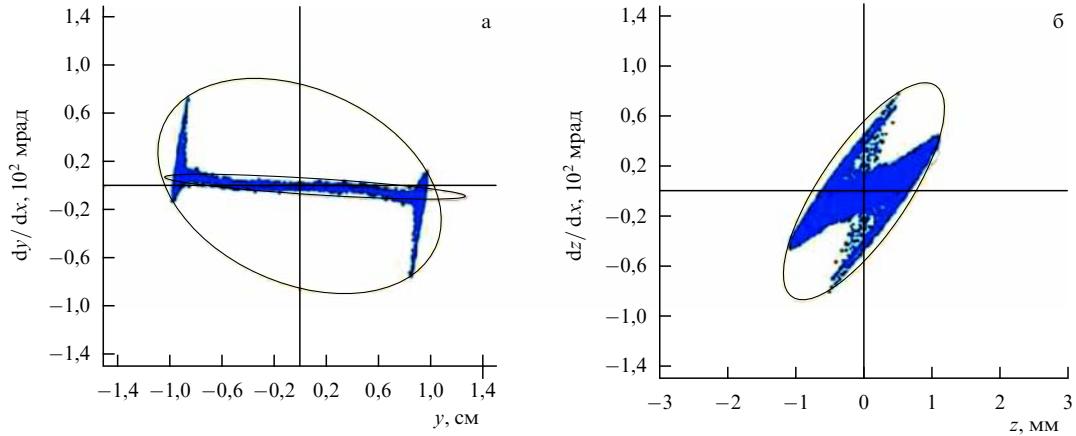


Рис. 18. Диаграмма эмиттанса (а) вдоль и (б) поперёк щели.

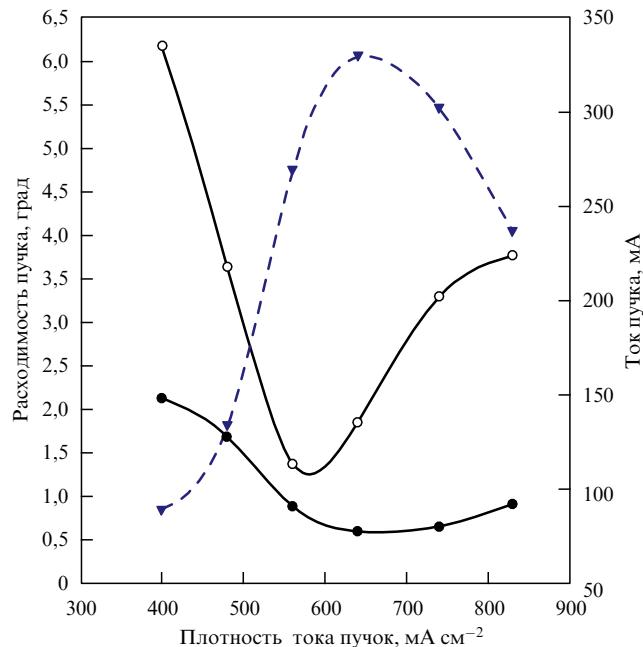


Рис. 19. Расходимость вдоль щели (тёмные кружки) и поперёк щели (светлые кружки) как функция плотности тока. Плотность ионного тока как функция полного тока в ячейке (треугольники).

Значения плотности извлекаемого тока для обоих расчётов практически совпадают — около 600 mA cm^{-2} для водородного пучка с массовым составом, типичным для ВЧ-источника плазмы. В экспериментах с ионным источником измеренная угловая расходимость пучка поперёк щелей оказалась примерно вдвое больше расчётной, что связано, по-видимому, с неточностью изготовления электродов и недостаточной определённостью в расчётах границы компенсации пространственного заряда вблизи заземлённого электрода на выходе из ИОС. Величина плотности тока, вычисленная с помощью кода PBGUNS, также обычно отличается от измеренной в эксперименте. Это расхождение объясняется несколькими факторами. Так, снижение плотности тока по сравнению с расчётной на $\sim 5\%$ обусловлено наличием молекулярных компонентов в пучке, на $\sim 5\%$ — неоднородностями плазменного потока и на 30% — потерей частиц на краях эмиссионного отверстия.

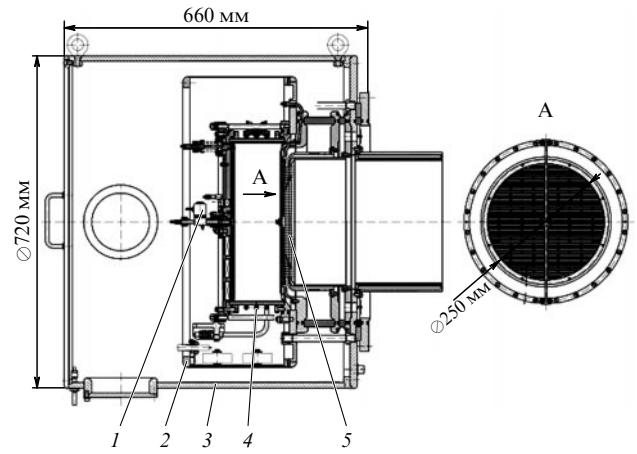


Рис. 20. Схема конструкции ионного источника [90]: 1 — газовый клапан, 2, 3 — магнитные экраны, 4 — ВЧ-антенна, 5 — электроды ИОС.

Схема разработанного ионного источника в разрезе приведена на рис. 20. Щели длиной 47 мм в электродах ИОС располагаются внутри окружности диаметром 250 мм, поперечный шаг между ними 6 мм. Электроды изготавливаются из жаропрочной хромоциркониевой бронзы марки БрХЦр. Затем готовая деталь припаивается к держателю, изготовленному из бескислородной меди марки М06.

В процессе работы ионного инжектора на электродах ИОС выделяется заметное количество тепла.

Причина тепловыделения связана с рассеянием частиц на нейтральном газе, его ионизацией в ускоряющем зазоре и частичной перезарядкой частиц пучка в зазорах ИОС. Характерная величина выделяемой мощности — около 1 % от полной мощности ионного пучка на каждый электрод [91]. Выделяемая мощность приводит к разогреву электродов и их последующим тепловым деформациям. Поскольку электроды имеют сферическую форму для обеспечения фокусировки пучка, из-за деформаций изменяются ускоряющий зазор, радиус кривизны электродов, взаимное положение щелей, в результате чего качество извлекаемого пучка может резко снизиться. Особенно эта проблема важна тогда, когда отсутствует система активного охлаждения электродов, что имеет место в данном случае.

Изготовление электродов ИОС с каналами охлаждения является довольно сложной технологической задачей. Существует несколько подходов к её решению [92, 93], но оптимальное решение до сих пор не найдено. В ионных источниках, создаваемых в ИЯФ, активное охлаждение электродов используется достаточно редко, так как оно приводит к резкому ухудшению прозрачности ИОС в целом. В большинстве ионных источников вместо активного охлаждения используется так называемое инерциальное охлаждение электродов. В этом случае температура электродов ограничивается только их теплопёмкостью, а охлаждение происходит между импульсами благодаря контакту с активно охлаждаемым держателем электрода. Разумеется, такой подход может быть использован при длительности импульса не более нескольких секунд [94]. Преимущества этого подхода состоят в увеличении прозрачности электродов и упрощении технологического цикла их изготовления. В случае инерциального (пассивного) охлаждения для компенсации деформаций электродов необходимо применять специальную систему разрезов в держателях электродов, позволяющую минимизировать деформации в направлении вдоль поверхности электрода и оси ИОС. В случае ионного источника, показанного на рис. 20, для плазменного электрода применена система азимутальных разрезов, для ускоряющего и заземлённого электродов — радиальных разрезов.

Необходимо учитывать, что азимутальные разрезы существенно ухудшают отвод тепла от рабочей части плазменного электрода. В данном случае для улучшения теплоотвода центральная часть электрода механически соединяется с бобышкой, сквозь которую проходит охлаждаемая водой трубка. Трубка закреплена на краях электрода снаружи от разрезов для снижения механической нагрузки на рабочую часть. Радиальные разрезы не препятствуют отводу тепла от рабочей части электрода, и оно беспрепятственно снимается в паузах между импульсами за счёт контакта с охлаждаемым фланцем. Расчёты нагрева, охлаждения и деформаций сеток выполнялись с помощью программного пакета ANSYS Workbench [95]. Тепловой поток на каждую из сеток составлял 12 кВт в течение 2 с. Результаты расчётов поведения плазменной сетки при нагреве показаны на рис. 21.

Выбранная система разрезов позволяет эффективно подавить деформации вдоль оси пучка до некритичных значений (расчётные значения: 0,01 мм — плазменная сетка, 0,18 мм — ускоряющая и заземлённая сетки). Существенного накопления повышения температуры при указанной скважности (2/300 с) также не происходит. Температура плазменной сетки повышается на 25 °C, остальных сеток — на 7 °C. Похожие конструкции ИОС применяются в различных инжекторах, разработанных в ИЯФ, при длительности пучка до 2 с и мощности до 1 МВт в нейтральном пучке.

3.5. Специальные ионные источники

3.5.1. Источник отрицательных ионов углерода для ускорительного магнитного масс-спектрометра. В настоящее время ускорительные масс-спектрометры (УМС), которые имеются в большинстве развитых стран, представляют собой мощное средство для научных и практических исследований. В ИЯФ СО РАН был создан обладающий высокой разрешающей способностью УМС [96].

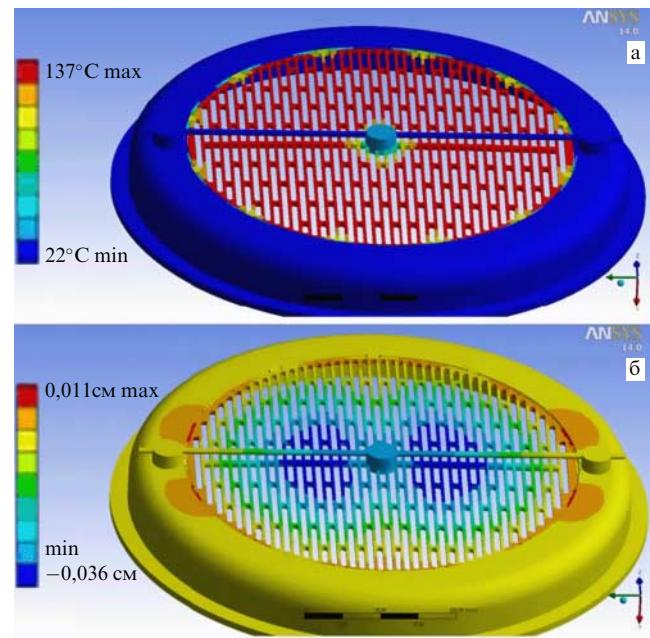


Рис. 21. (В цвете онлайн.) (а) Поле температуры плазменной сетки после нагрева. (б) Деформация плазменной сетки вдоль оси пучка.

позволяющий работать с очень малыми количествами вещества. В настоящее время этот прибор успешно используется для датировки радиоуглеродным методом. Отсутствие возможности отделить изобары накладывает ограничения на разрешающую способность обычной масс-спектроскопии, которая достигает семи порядков величины. Эту задачу успешно решает УМС, позволяя измерять потоки ионов, различающиеся на 15 порядков по величине, доводя измерение до подсчёта отдельных ионов.

В конструкции созданного в ИЯФ СО РАН УМС используется специально разработанный источник отрицательных ионов углерода распылительного типа. В этом источнике отрицательные ионы исследуемого вещества генерируются с помощью сфокусированного пучка положительных ионов цезия. При этом цезий используется одновременно в двух процессах: распыляет исследуемый образец и создаёт условия для генерации отрицательных ионов на его поверхности. Разработка распылительного источника отрицательных ионов потребовала решения нескольких задач, связанных с необходимостью длительной работы его элементов в экстремальных условиях: высокой температуры, агрессивной среды и высокой напряжённости электрических полей. В частности, для термической ионизации атомов цезия требуется температура ионизатора $\sim 1100^\circ\text{C}$. Для обеспечения непрерывной смены тестовых и рабочих образцов разработан источник с вращающимся барабаном для зарядки 24 мишней. Схема конструкции источника, установленного на УМС [97], приведена на рис. 22, его внешний вид показан на рис. 23.

Источник успешно эксплуатируется в течение 10 лет на УМС в Центре коллективного пользования "Геохронология кайнозоя" СО РАН (Новосибирск).

3.5.2. ЭЦР-источник протонов. На протяжении ряда лет в ИЯФ разрабатывались ионные источники для приклад-

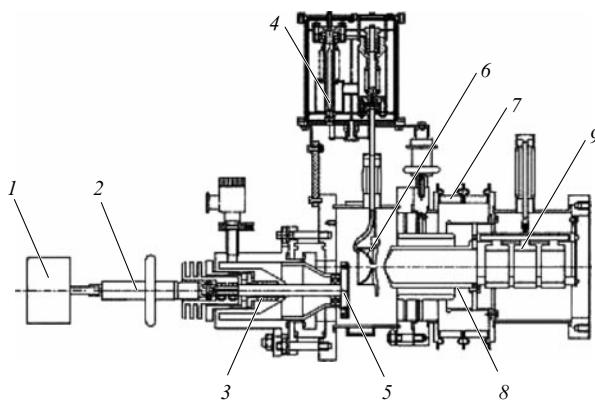


Рис. 22. Схема конструкции источника, установленного на УМС. 1 — шаговый двигатель, 2 — изолирующий вал, 3 — уплотнение Вильсона, 4 — позиционная печка с клапаном, 5 — барабан с образцами-мишеними, 6 — термический ионизатор, 7 — изолятор, 8 — электрод-экстрактор, 9 — электростатическая линза.

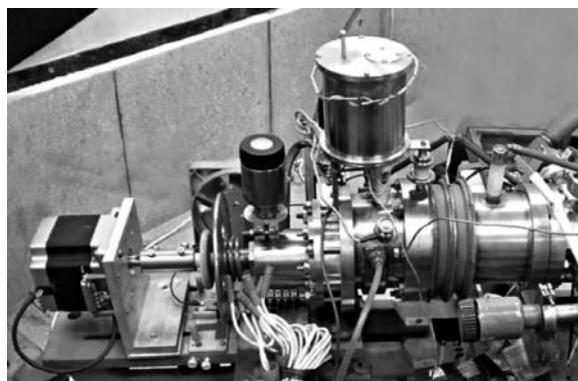


Рис. 23. Внешний вид источника, установленного на УМС.

ных целей: имплантация ионов в полупроводник, изучение бистеринга при бомбардировке нейтронно-генерирующей литиевой мишени и др. Для решения этих задач был разработан ионный источник с ЭЦР-генерацией плазмы [98]. Схема источника показана на рис. 24. При подводимой сверхвысокочастотной (СВЧ) мощности 150 Вт, что допускает воздушное охлаждение, источник обеспечивает вытягиваемый ионный ток до 17 мА при ускоряющем напряжении 45 кВ. Расходимость пучка 0,4°, эмиттанс 0,13π мм мрад, содержание протонов ≈ 70 %.

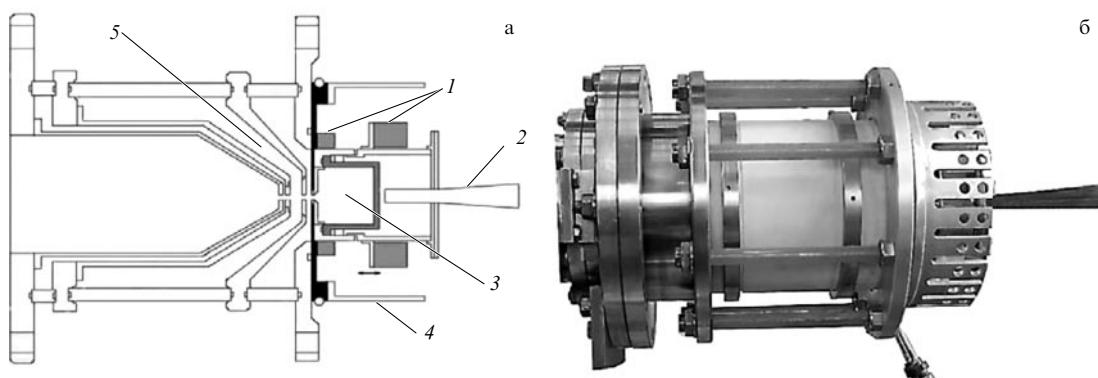


Рис. 24. (а) Схема ЭЦР-источника протонов: 1 — магнитная система, 2 — волновод, 3 — керамическая газоразрядная камера, 4 — радиатор, 5 — ионно-оптическая система. (б) Внешний вид ЭЦР-источника протонов.

Разработанный в ИЯФ протонный ЭЦР-источник работает без размещения питающих устройств под высоким потенциалом, а малая потребляемая мощность в разряде не требует подачи охлаждающей жидкости с низкой электропроводностью.

3.5.3. Источник ионов Xe^{+1} для измерений профиля потенциала в установке ГДЛ. Пространственный профиль электрического потенциала является одной из характеристик плазмы, необходимых для понимания физики удержания плазмы в магнитных ловушках. В настоящее время распределение потенциала в ГДЛ измеряется с помощью набора ленгмюровских зондов. Потенциал плазмы на оси измеряется энергетическим анализатором ионов, выходящих из магнитной системы ГДЛ через торцы. Однако зонды не могут использоваться в плазме с электронной температурой, увеличенной до 1 кэВ в результате дополнительного ЭЦР-нагрева. Для точных измерений потенциала плазмы в средней плоскости ГДЛ разработан измеритель потенциала на основе пучка тяжёлых ионов. Основными частями этого измерителя являются инжектор первичного пучка и детектор отклонённых ионов.

Трёхмерная модель инжектора пучка ионов ксенона [99] приведена на рис. 25. Ксенон ионизуется дуговым разрядом в генераторе плазмы 6, свободно расширяется в плазменной камере источника 7 и затем попадает в ионно-оптическую систему 8, где ускоряется до энергии 75 кэВ. Для уменьшения влияния магнитного поля на формирование и транспортировку ионов источник и пучковый тракт защищены экранами 2 и 5 из магнитомягкой стали.

Геометрия ИОС выбрана таким образом, чтобы минимизировать угловую расходимость пучка. Размер пучка на выходе из системы составляет 2 × 20 мм при угловой расходимости 4 мрад. Величина тока ионов Xe^{+1} в системе 7 мА.

3.6. Инженерные системы мощных инжекторов атомарных пучков

3.6.1. Системы вакуумной откачки. Для инжекторов большой мощности в ИЯФ созданы системы вакуумной откачки большой производительности (до 10^6 л с^{-1}) с дуговыми испарителями титана [86, 100], криосорбционными насосами [75, 80, 82, 89] и системами откачки с использованием нераспыляемых геттеров.

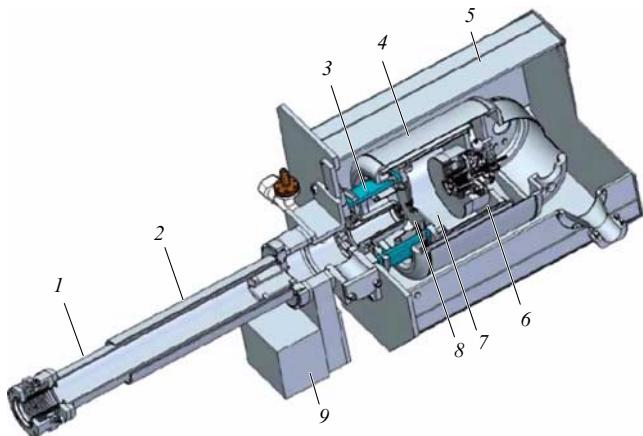


Рис. 25. Источник ионов Xe^{+1} для измерителя потенциала. 1 — пучковый тракт, 2 — магнитный экран пучкового тракта, 3 — изоляторный узел источника ионов, 4 — электростатический экран источника, 5 — магнитный экран источника, 6 — дуговой генератор плазмы, 7 — расширительный объём, 8 — ионно-оптическая система, 9 — вакуумный затвор.

В процессе работы атомарного инжектора неизбежно появляется поток сопутствующего газа. Часть газа выходит непосредственно из ионного источника вследствие его конечной газовой эффективности. Заметная доля газа напускается в нейтрализатор ионного пучка. Другая часть образуется после прохождения пучком нейтрализатора при сбросе неперезарядившихся ионов отклоняющим магнитом на приёмник. Кроме того, газ выделяется при десорбции со стенок пучкового тракта под действием частиц пучка и излучения. Суммарный поток сопутствующего газа в камеру инжектора для разработанных в ИЯФ образцов может достигать 30 л Торр с^{-1} .

Между тем требования плазменного эксперимента определяют газовые потоки из инжектора в установку. Это в свою очередь диктует требования к средствам вакуумной откачки, используемым в инжекторе. Помимо того, надо учитывать, что, поскольку инжектор атомов работает в рассеянном магнитном поле плазменной ловушки, часть атомов оказывается потерянной из-за рекомбинации на сопутствующем газе. Также может возникнуть так называемый эффект блокировки пучка (beam blocking), который проявляется в том, что в патрубке, соединяющем инжектор и плазменную ловушку, происходит лавинообразное возрастание рекомбинационных потерь пучка на газе, десорбированном пучком со стенок патрубка [101]. Таким образом, при выборе средств откачки необходимо учитывать все эти обстоятельства.

Для обеспечения газовых условий необходима высокопроизводительная дифференциальная откачка. Требуемая скорость откачки обычно составляет от 10^4 до 10^6 л с^{-1} . Такую скорость могут обеспечить криогенные насосы криоконденсационного типа, геттерные сорбционные насосы, а также насосы на основе нераспыляемых геттеров.

3.6.2. Криогенные насосы. Криогенные насосы криоконденсационного типа широко используются для откачки вакуумных ёмкостей большого объёма. В частности, такие насосы нашли применение в атомарных инжекторах, разработанных в ИЯФ. Откачка водорода проис-

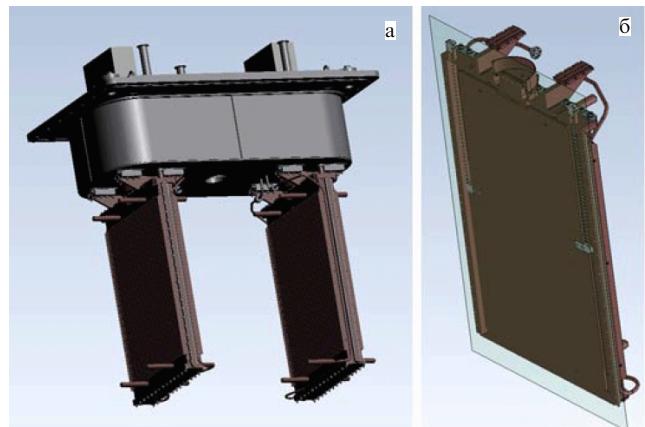


Рис. 26. Криогенный насос (а) инжектора установки TCV [90] и (б) криогенная панель этого насоса.

ходит благодаря прилипанию молекул газа к поверхности пластины криопанели, имеющей температуру, близкую к температуре жидкого гелия. Для уменьшения теплового потока от окружающей среды пластина закрывается шевронной системой, имеющей температуру жидкого азота. Скорость откачки при этом определяется проводимостью шевронной системы, так что скорость откачки уменьшается примерно втрое по сравнению с таковой в конструкции с полностью открытыми криопанелями.

Обычно в крионасосе охлаждение рабочей поверхности происходит за счёт теплового контакта с резервуаром с жидким гелием. Необходим также резервуар для жидкого азота, охлаждающего шевроны. В ИЯФ СО РАН разработаны диагностические инжекторы с заливными крионасосами для токамаков TEXTOR (Technology Oriented Research) ($2 \times 5 \times 10^4 \text{ л с}^{-1}$), RFX (Reversed-Field eXperiment), Alcator C-Mod и TCV (Tokamak à Configuration Variable), а также крионасос для 9-амперного источника ионов H^- в ИЯФ ($2 \times 5 \times 10^5 \text{ л с}^{-1}$).

В последнее время крионасосы для инжекторов пучков, производимые в ИЯФ, используют замкнутый гелиевый цикл. Отвод тепла производится с помощью промышленной криоголовки, имеющей тепловой контакт с откачивающей панелью крионасоса. Отводимая тепловая мощность 1,5 Вт, предельно достижимая температура 3,5 К. К несомненным преимуществам такого насоса следует отнести дешевизну его эксплуатации благодаря отсутствию расхода жидкого гелия и более низкому давлению по сравнению с таковым в заливных крионасосах вследствие низкой температуры (до 10^{-11} Торр). Крионасосы подобного типа устанавливались на инжекторах TAE-1 (Tri Alpha Energy 1) [80] (скорость откачки $2 \times 7 \times 10^4 \text{ л с}^{-1}$), COMPASS-D (COMPact ASSEMBly D-shaped vessel) ($2 \times 6 \times 10^4 \text{ л с}^{-1}$) [87], TCV ($4 \times 6 \times 10^4 \text{ л с}^{-1}$) [88]) (рис. 26) и стенда 120-киловольтного источника ионов H^- ($2 \times 6 \times 10^4 \text{ л с}^{-1}$) в ИЯФ [102, 103].

Недостатки, присущие насосам этого типа, определяются ограничением отводимой тепловой мощности. Так, в определённых условиях при превышении некоторого уровня теплового потока на криоповерхность происходит её нагрев с последующим испарением намороженного криосадка.

3.6.3. Сорбционные насосы с распылением титана. Системы откачки, основанные на сорбции водорода покрытой титаном поверхностью, достаточно часто используются в инжекторах атомарных пучков относительно небольшой длительности (несколько десятков миллисекунд), созданных в ИЯФ [76, 100]. Рассмотрим особенности таких систем на примере системы откачки инжектора установки С-2U/W [100]. В этом случае скорость откачки водорода составляет 10^5 л с^{-1} для тёплого состояния и $4 \times 10^5 \text{ л с}^{-1}$ при охлаждении панелей до температуры жидкого азота.

Внутри вакуумного танка (рис. 27) размечены размерами $\varnothing 1300 \times 1400 \text{ мм}$ помещён медный лайнер, охлаждаемый жидким азотом, протекающим по каналам, образующим каркас лайнера. Лайнер имеет внутренние ребра, увеличивающие его площадь до 5 м^2 . В лайнер вдоль оси введены четыре дуговых распылителя титана. Конструкция распылителя показана на рис. 28 [100].

Вакуумная дуга с током 250–300 А поджигается между титановым стержнем и стенками лайнера. Катодные пятна движутся по поверхности стержня со скоростью около 10 м с^{-1} , распыляя титан со скоростью $\sim 10^{-2} \text{ г с}^{-1}$.

3.6.4. Насосы на нераспыляемых геттерах. Нераспыляемые геттеры, которые получают прессованием и спеканием порошков из активных материалов: Ti и сплавов Ti–V, Ti–Zr–Al, обладают высокоразвитой поверхностью благодаря пористой структуре.

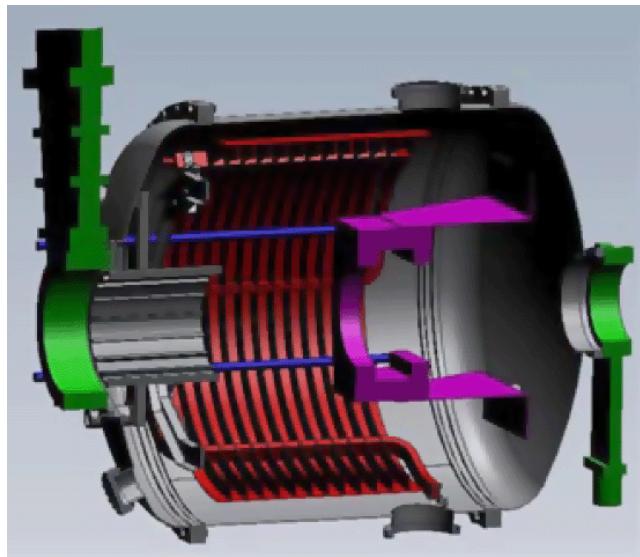


Рис. 27. Геттерный насос.

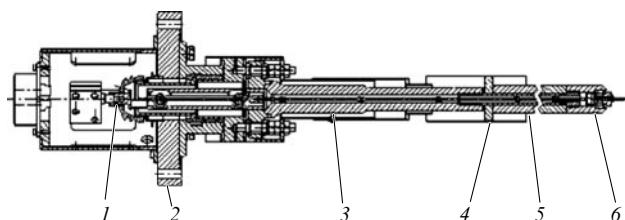


Рис. 28. Дуговой распылитель титана: 1 — электрический ввод, 2 — фланец, 3 — экран, 4 — дугогаситель, 5 — титановый стержень, 6 — устройство поджига дуги.

Порошки могут применяться для изготовления таблеток, а также геттеров сложной формы, например в виде пористых брикетов на никелевой ленте, или наносятся напылением на подложки в виде пористого слоя необходимой толщины. Геттер активируется нагревом до температуры около 400°C и обладает большой сорбционной ёмкостью.

Составной насос из нераспыляемых геттеров с производительностью 10^6 л с^{-1} было предложено использовать для откачки сопутствующего потока из источника отрицательных ионов с током 9 А и энергией 120 кэВ [102]. Были проведены испытания геттерных панелей при наличии пучка отрицательных ионов с током 1 А, подтвердившие правильность принятых инженерных решений по конструкции составного насоса.

3.6.5. Калориметры-поглотители мощного атомарного пучка. Неотъемлемой частью пучкового тракта инжектора, как диагностического, так и используемого для нагрева плазмы, является поглотитель пучка. Он необходим, поскольку на практике значительная часть выстрелов инжектора (тренировка высоковольтной прочности ИОС, настройка, тестирование) производится не в плазму установки, а в автономном режиме. Вследствие нейтральности атомарного пучка электрические измерения его мощности затруднены, и поглотитель выполняет также функцию калориметра — измерителя мощности. При этом энергии частиц, попадающих в калориметр, определяются молекулярным составом исходного пучка. После нейтрализации в газовой мишени в результате фрагментации молекулярных ионов в пучке присутствуют частицы с полной энергией, соответствующей ускоряющему напряжению, а также с энергиями $1/2$ и $1/3$ от полной энергии (в случае водородного или дейтериевого пучков). Соотношение этих энергетических фракций определяется либо оптическими измерениями интенсивности доплеровских линий излучения частиц пучка после нейтрализации [105], либо масс-спектрометрией исходного ионного пучка с последующим учётом зависимости коэффициента нейтрализации от энергии. Калориметр обычно размещается на выходе пучкового тракта инжектора, и для выпуска пучка в плазму установки его конструкция предусматривает возможность ввода – вывода с оси пучка.

Главная проблема при создании поглотителей мощных пучков связана с высокой плотностью мощности, которая может составлять несколько десятков kVt см^{-2} , и с явлением кризиса теплосъёма в водоохлаждаемых конструкциях, порог которого составляет несколько kVt см^{-2} . При кризисе теплосъёма резко снижается эффективность передачи тепла на границе контакта приёмника пучка с охлаждающей жидкостью и происходят перегрев и разрушение металла. Помимо требования недопущения кризиса теплосъёма, поглотитель атомарного пучка должен быть компактным, чтобы не удлинять пучковый тракт и работать при умеренных требованиях к системе снабжения охлаждающей жидкостью. Для мощных инжекторов секундного диапазона в ИЯФ разработаны конструкции сравнительно простых в изготовлении поглотителей-калориметров, удовлетворяющих этим требованиям.

Для поглотителей мощных пучков инжекторов секундного диапазона работа на тепловой инерции приёмника невозможна и требуется его активное охлажде-

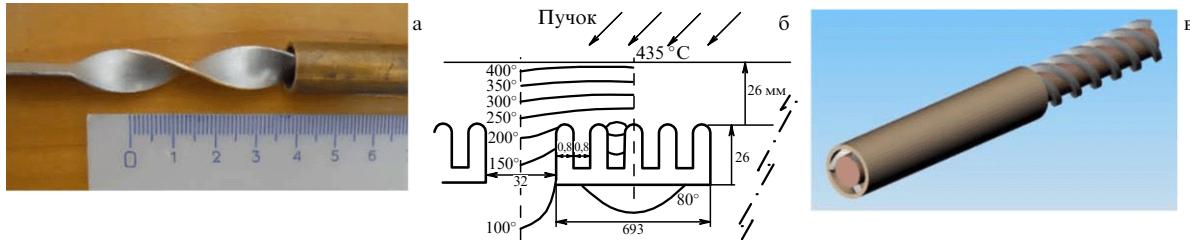


Рис. 29. (а) Канал с завихрителем. (б) Профилированный канал. (в) Кольцевой канал со спиральным завихрителем.

ние. Температура поглотителя достигает максимума на облучаемой поверхности, пропорционального плотности мощности пучка. Поэтому для снижения максимального значения температуры поглотителя выгодно уменьшать угол наклона приёмной поверхности к оси пучка и располагать каналы охлаждения как можно ближе к облучаемой поверхности. Важно также, чтобы приёмник пучка имел минимальный возможный размер вдоль пучкового тракта. Этими требованиями определяется V-образная форма приёмника, при которой угол наклона поверхности минимален при вершине, расположенной на оси пучка, где плотность мощности максимальна. Однако на практике применять угол наклона, меньший $5-7^\circ$, проблематично, поскольку при малых углах тепловые деформации приводят к заметному изменению наклона, большому локальному возрастанию падающей мощности и дальнейшему росту деформаций. Уменьшение расстояния до канала охлаждения на практике также ограничено величиной 1–2 мм из-за риска появления микротрещин при многократных циклах нагрева пучком и микротечей воды в вакуум.

Известными методами повышения коэффициента теплопередачи на границе стенка – вода и, соответственно, повышения порога кризиса теплосъёма являются каналы с ленточным завихрителем потока (рис. 29а), использовавшиеся в калориметрах атомарных пучков [106, 107], либо канал с развитым периметром и малым гидравлическим диаметром (рис. 29б), использовавшийся в калориметре [108]. Первый метод является технологически простым и обеспечивает выигрыш в несколько раз по коэффициенту теплопередачи и порогу кризиса теплосъёма. Недостаток этого метода заключается в необходимости поддерживать высокую скорость потока в канале (12 м с^{-1} при давлении 15 атм) [106]. Это приводит к заниженному (для заданной отводимой мощности) расходу воды при небольшом нагреве теплоносителя и, соответственно, к повышенному давлению в магистрали. Во втором методе [107] канал сложен в изготовлении и из-за его малого гидравлического размера (0,8 мм) также требуется высокое давление (12 атм) для подачи охладителя даже при относительно коротком ($\sim 15 \text{ см}$) канале. В практике использования таких каналов (в приёмниках пучка и генераторах пара) максимальная плотность мощности не превышала 3 кВт см^{-2} , тогда как в системах с вращением потока предельно допустимые значения мощности $5-10 \text{ кВт см}^{-2}$.

Конструкция калориметра для мегаваттных пучков в системе атомарной инжекции [80, 109] предусматривает использование трубок с коаксиальной кольцевой щелью и спиральным завихрителем потока воды (рис. 30).

Калориметр состоит из двух створок, каждая из которых содержит 11 медных трубок, присоединённых

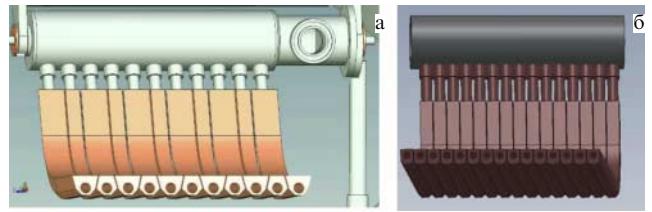


Рис. 30. (а) Общий вид калориметра. (б) Перекрытие пучка одним эшелоном трубок.

параллельно к общим коллекторам подачи и слива воды. Створки могут поворотом раздвигаться для пропуска пучка. Кольцевой канал каждой трубки образован стержнем диаметром 6 или 7 мм, вставленным в канал с внутренним диаметром 10 мм. Спираль из провода (одиночная или двойная), вставленная в коаксиальную щель, поддерживает кольцевой зазор 1,5 или 2 мм в канале и одновременно служит завихрителем потока. Шаг спирали, как и в случае ленточного завихрителя [106], выбирается таким, чтобы поворот потока на 180° происходил на расстоянии, примерно равном двум диаметрам канала. Трубки охлаждения, изготовленные фрезеровкой из стандартных медных шин прямоугольного сечения с каналом охлаждения $\varnothing 10 \text{ мм}$, имеют в сечении трапециoidalную форму, в отличие от круглых трубок, использовавшихся в [102, 105]. Такая конструкция позволяет перекрыть пучок при расположении трубок в один эшелон (а не в два, как в [102, 105]) и вдвое уменьшить число паяных или сварных соединений в вакууме. Для перекрытия пучка одним эшелоном трубок сначала применялась показанная на рис. 30а схема, в которой чётные и нечётные трубы имеют разные профили. В последующих калориметрах использовалась схема (рис. 30б), в которой все трубы одинаковы, но немного повернуты в плоскости створки в направлении, перпендикулярном оси пучка. Достаточно отклонения на угол $\sim 1^\circ$ для исчезновения просвета для пучка между соседними трубками. Такой приём позволяет перекрыть пучок одним эшелоном трубок даже в случае цилиндрических трубок.

Другая конструкция калориметра была разработана для инжектора пучка мощностью 1 МВт и длительностью 2 с [82, 89] (рис. 31б). В этом случае створки поглотителя образованы медными пластинами с каналами охлаждения, ориентированными поперёк оси пучка. Для пропускания пучка в плазменную установку предусмотрен сдвиг створок в разные стороны в направлении, перпендикулярном пучку. В каждой пластине имеется три канала охлаждения с кольцевым зазором, аналогичным описанному выше. Внешний диаметр ка-

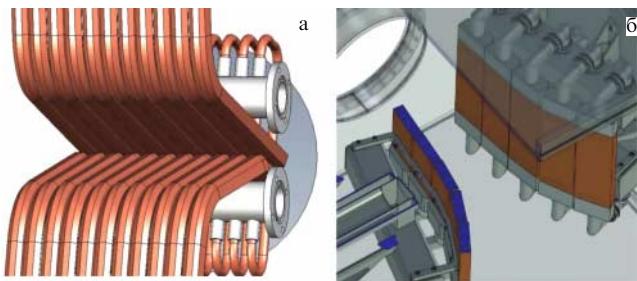


Рис. 31. Калориметр (а) с продольным расположением трубок и (б) с поперечным и с кольцевыми каналами в пластинах (показан в раскрытом положении).

нала 16 мм, внутренний — 12 мм. Размер приёмной поверхности 75×200 мм². Угол наклона пластин к оси пучка — переменный, для того чтобы обеспечить примерно одинаковую нагрузку на поверхность всех пластин. При типичном гауссовом распределении мощности по радиусу пучка угол наклона к оси $\alpha(r)$ определяется соотношением

$$\alpha(r) = \arcsin \left[K \exp \left(\frac{r^2}{r_0^2} \right) \right], \quad (3.1)$$

где константа $K = \sin \alpha_0$, α_0 — минимальный угол наклона на оси пучка при вершине створок. Аналогичным образом задавался угол наклона трубок в конструкции с продольным расположением трубок. Это позволяет минимизировать продольный размер поглотителя.

Кольцевой канал со спиральным завихрителем, простой в изготовлении, позволяет снизить расход воды при одинаковой скорости потока в полтора-два раза (в зависимости от величины кольцевого зазора). Благодаря малому размеру зазора гидродинамические характеристики потока (числа Нуссельта и Рейнольдса) обеспечивают больший коэффициент теплосъёма по сравнению с таковым в случае цилиндрического канала с ленточным завихрителем, что позволяет работать при меньшей скорости потока и, соответственно, при меньшем давлении, которое квадратично возрастает с увеличением скорости. Например, калориметр [109] в первых испытаниях при недостаточном давлении (3,5 атм) в магистрали работал даже при скорости потока всего 2,5 м с⁻¹ и нагреве воды на выходе вплоть до кипения. По сравнению с профилированным каналом, гидродинамический размер которого мал (всего 0,8 мм в [108]), кольцевой зазор имеет преимущество завихренного потока с вращением, т.е. больший выигрыш в коэффициенте теплосъёма и пороге кризиса.

Таким образом, описанная форма водного канала частично объединяет преимущества конструкций [106, 107] и смягчает их недостатки.

3.6.6. Системы электропитания. Опыт построения экспериментальных физических установок в ИЯФ СО РАН и других ведущих научных центрах показывает, что только специально спроектированные системы позволяют достичь необходимого качества питания элементов физических установок. Промышленных изделий, обладающих необходимыми характеристиками, часто просто не существует. Кроме того, системы питания экспериментальных физических установок интегрированы в слож-

ные комплексы нестандартного электротехнического и электронного оборудования, поэтому их целесообразно составлять из устройств, специально построенных по единым правилам, обеспечивающим совместимость оборудования с системами управления и электромагнитную совместимость источников питания с измерительными и другими устройствами. При этом необходимо учитывать также то, что экспериментальные физические установки нередко являются источниками различного рода излучений и создают помехи различной природы. В частности, работа мощных плазменных установок, таких как токамаки, стеллараторы и плазменные установки "открытого" типа, сопровождается генерацией мощных рассеянных магнитных и электрических полей широкого частотного диапазона. Кроме того, импульсный или квазимпульсный режимы работы таких установок приводят к существенному возмущению питающей сети. Разработку и создание специализированных систем высоковольтного питания экспериментальных физических установок можно рассматривать как необходимое важное направление работ.

Одним из основных источников дополнительного нагрева плазмы в плазменных установках, а также инструментом для диагностики характеристик плазмы являются инжекторы быстрых атомов, или атомарные инжекторы. Сформулируем основные требования к источнику высоковольтного питания атомарного инжектора. Так как источники ионов инжекторов быстрых атомов оптимизированы для определённого рабочего напряжения (для источников положительных ионов типичным является диапазон энергии 15–80 кэВ при мощностях от нескольких сотен киловатт до нескольких мегаватт), номинальное выходное напряжение определяется конфигурацией ИОС ионного источника. Однако диапазон регулировки вытягивающего напряжения должен быть достаточно широким. Относительно малые напряжения нужны для тренировки электродов при начальном включении, а также при ухудшении вакуума вследствие нарушения герметичности вакуумного объёма. Уровень пульсаций и долговременная нестабильность выходного напряжения обычно не должны превышать $\pm 1\%$ от номинального напряжения.

В конструкциях ИОС источников ионов приняты максимальные возможные напряжённости электрического поля, поэтому существует период работы источника с многочисленными пробоями — режим высоковольтной "тренировки". Источник высоковольтного питания должен быть способен выключаться и включаться в режиме полного напряжения и выходить из этого режима за время, не превышающее 100–200 мкс, причём восстановление напряжения после пробоя должно происходить автоматически через период времени, необходимый для восстановления высоковольтной прочности ИОС (обычно 1–2 мс). В процессе "тренировки" необходимо плавное регулирование напряжения высоковольтного источника от минимального уровня до номинального значения. Шаг перестройки выходного напряжения должен быть порядка 1 % от номинального напряжения. Пробой или оговорённое количество пробоев подряд не должны приводить к деформированию или разрушению электродов ИОС. Известно, что выделение энергии в системе электродов при пробое не должно превышать 3–5 Дж. Резкое снижение напряжения и возрастание тока вследствие высоковольтного про-

боя сопровождаются попаданием пучка ионов на элементы конструкции (главным образом сетки) и их локальным перегревом.

Для повышения возможностей регистрирующей аппаратуры и улучшения соотношения сигнал/шум часто требуется формирование как непрерывного, так и на 100 % амплитудно-модулированного выходного напряжения, причём частота модуляции выходного напряжения может быть выбрана в широких пределах. Период модуляции высоковольтного источника синхронизован с периодом модуляции уровня выходной мощности ВЧ-генератора в случае высокочастотного эмиттера и с периодом модуляции уровня дугового тока в случае дугового эмиттера ионов. Характерная частота модуляции напряжения высоковольтного источника 5–300 Гц. При этом время нарастания и спада напряжения не должно превышать 100–200 мкс.

Источник высоковольтного питания как составная часть сложной физической установки должен иметь возможность дистанционного компьютерного управления состояниями и статусами и контроля над ними, а также измерения выходных параметров с требуемой точностью и быстродействием. Существует несколько основных вариантов выбора принципиальной схемы источника (модулятора) высоковольтного питания инжекторов быстрых атомов.

Очень часто применяются источники высоковольтного питания с использованием повышающих высоковольтных трансформаторов, работающих на частоте промышленной сети 50 (60) Гц. Такие трансформаторы могут конструироваться как с большим количеством относительно низковольтных вторичных обмоток (схемы типа "пошаговая импульсная модуляция" (Pulse-Step Modulation), так и с единым высоковольтным выпрямителем вторичного напряжения и быстродействующим ключом, рассчитанным на работу с полным выходным напряжением и током. Появление на рынке быстродействующих высоковольтных полупроводниковых ключей даёт возможность создавать регуляторы высокого напряжения с выходным напряжением до 100 кВ и мощностью в несколько мегаватт на основе импульсных схем с широтно-импульсным регулированием. При этом высоковольтный полупроводниковый ключ играет также роль элемента быстродействующей защиты при высоковольтном пробое в нагрузке. Подобные источники питания могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах. На рисунке 32 приведена функциональная схема источника питания такого типа для мощного атомарного инжектора, разработанного в ИЯФ [80].

Приведённая на рис. 32 схема явилась основой для создания около десяти источников высоковольтного питания атомарных инжекторов с энергией частиц 40 кэВ и более, эквивалентным атомарным током более 25 А и длительностью работы 1–2 с.

В 1970-е годы был создан диагностический инжектор ДИНА-2 с единым высоковольтным выпрямителем вторичного напряжения и быстродействующим ключом на лампе [110, 111], рассчитанным на работу с полными выходными напряжением и током (ДИНА — аббр. от "Диагностический инжектор нейтральных атомов"). В диагностическом инжекторе [111] была достигнута частота модуляции пучка до 0,5 МГц. При создании ионных источников для перезарядной инжекции был также использован ламповый модулятор [112].

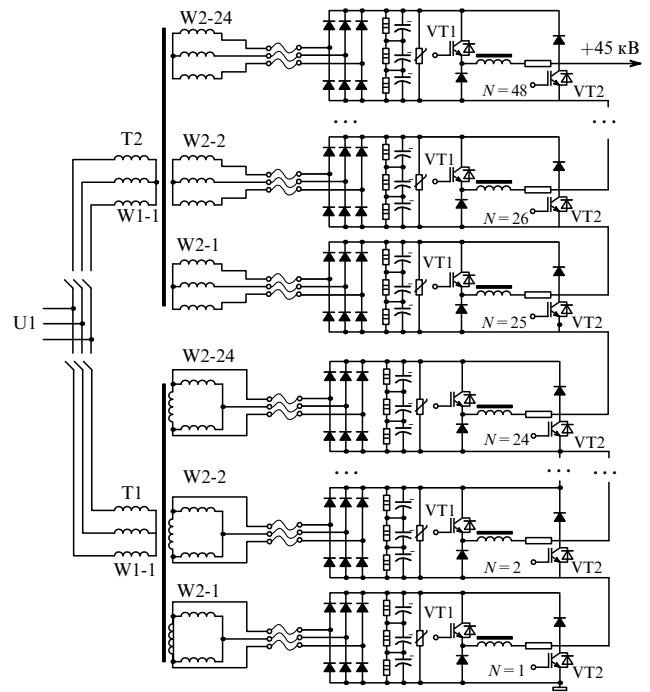


Рис. 32. Функциональная схема источника питания мощного квазистационарного атомарного инжектора. U1 — входная сеть, T1, T2 — входные трансформаторы, W1-1 — схема включения первичной обмотки, W2-N — схема включения вторичной N-й обмотки, VT1, VT2 — управляемые ключи, N = 1, 2, ..., 48 — номер обмотки.

Находят применение также источники высоковольтного питания с использованием импульсных повышающих трансформаторов. В случае необходимости создания импульсов высоковольтного напряжения большой мощности длительностью до нескольких миллисекунд надёжным и дешевым способом является использование импульсного повышающего трансформатора, на первичную обмотку которого быстродействующим ключом подаётся напряжение предварительно заряженной формирующей линии (рис. 33). Напряжение на формирующую линию и коэффициент трансформации трансформатора определяют напряжение вторичной обмотки. Иногда применяют дополнительные стабилизаторы высоковольтного напряжения на основе последовательно включённых варисторов.

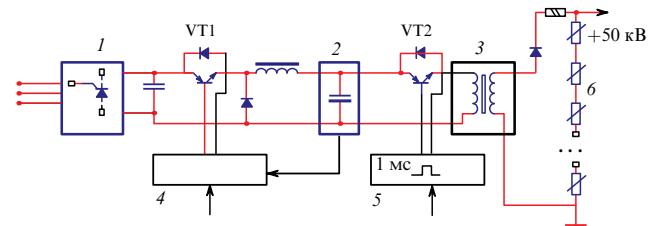


Рис. 33. Функциональная схема высоковольтного источника на основе импульсного трансформатора. 1 — сетевой выпрямитель, 2 — разрядная ёмкость или формирующая линия, 3 — повышающий импульсный трансформатор, 4 — система управления зарядным преобразователем на основе ключа VT1, 5 — система управления разрядным преобразователем на основе ключа VT2, 6 — варисторная сборка для стабилизации выходного напряжения. На основе ключа VT1 построено устройство зарядки формирующей линии.

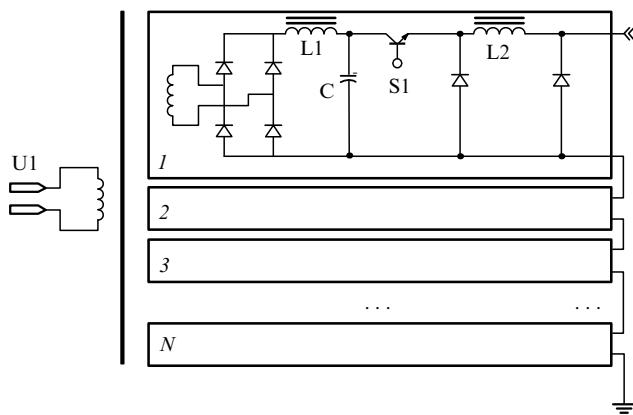


Рис. 34. Источник высокого напряжения на основе секционированного ёмкостного накопителя энергии. U_1 — зарядное напряжение повышенной частоты (обычно 20 кГц), L_1 — зарядный токоограничивающий дроссель, C — ёмкостный накопитель, S_1 — полупроводниковый ключ, L_2 — защитный дроссель. $1, 2, \dots, N$ — индентичные секции выпрямителя.

На основе схемы, приведённой на рис. 33, в ИЯФ изготовлено и введено в эксплуатацию несколько источников высоковольтного питания диагностических атомарных инжекторов [113–115] и инжекторов для нагрева плазмы типа "Старт" [116].

В источниках [110–116] использовалось питание дугового разряда от формирующей линии с высокоточным поддержанием тока на вершине импульса (с точностью, лучшей чем $\pm 5\%$).

В нескольких инжекторах, созданных в ИЯФ, используются также импульсные источники регулируемого высоковольтного напряжения на основе распределённого или секционированного ёмкостного накопителя энергии (рис. 34). Секционированный ёмкостный накопитель энергии состоит из большого количества относительно низковольтных ёмкостных батарей, которые предварительно заряжаются до необходимого напряжения. С помощью полупроводниковых ключей ёмкостные батареи включаются последовательно, формируя импульсы высокого напряжения необходимой длительности. Полупроводниковые ключи могут также использоваться в качестве элемента высокочастотного регулятора широтно-импульсной модуляции (ШИМ) напряжения, что позволяет получать высоковольтные импульсы со стабилизированным напряжением. Важной характеристикой схем с использованием ёмкостных накопителей является низкая потребляемая из промышленной сети мощность при импульсной выходной мощности от нескольких сотен киловатт до нескольких мегаватт.

При использовании ключа S_1 (см. рис. 34) в качестве элемента ШИМ-регулятора, работающего с высокой частотой преобразования напряжения, удаётся достичь стабильности выходного напряжения, лучшей чем 1 %. Источники питания мощных атомарных инжекторов, работающих с длительностями в несколько десятков миллисекунд, введены в эксплуатацию в нескольких лабораториях, исследующих высокотемпературную плазму.

Кроме рассмотренных выше схем в инжекторах применялись импульсные или стационарные источники высоковольтного питания на основе высокочастотных полупроводниковых преобразователей — инверторов

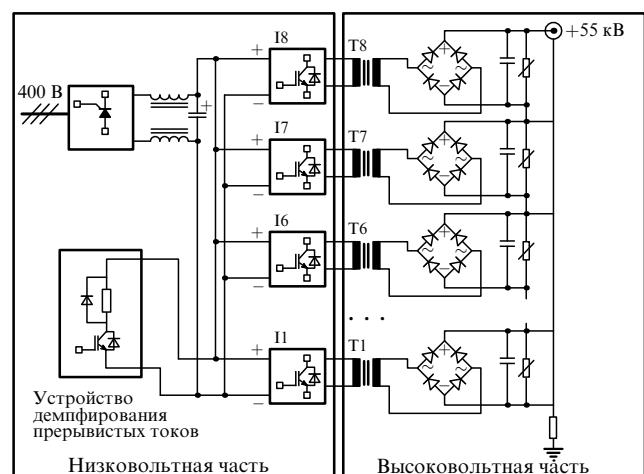


Рис. 35. Функциональная схема источника высоковольтного питания с использованием высокочастотных инверторов II – $I8$. $T1$ – $T8$ — повышающие трансформаторы.

напряжения, разделительных повышающих трансформаторов с последовательно включёнными диодными схемами выпрямления (рис. 35). Такие модульные конструкции позволяют создавать источники питания большой мощности (до нескольких мегаватт) с широким диапазоном регулирования выходного напряжения и высоким качеством выходных параметров. Мощность отдельного полупроводникового преобразователя и повышающего трансформатора, работающего на частоте до 20 кГц, обычно не превышает 50 кВт, что делает конструкцию такого типа привлекательной благодаря её гибкости и удобству сборки и обслуживания в процессе эксплуатации.

Транзисторные (используются биполярные транзисторы с изолированным затвором (БТИЗ) (Insulated-Gate Bipolar Transistor, IGBT)) инверторы II – $I8$ (см. рис. 35), работающие со сдвигом фазы таймирования относительно друг друга, предназначены для генерации регулируемого с помощью широтно-импульсной модуляции напряжения повышенной частоты (в данном случае 16 кГц). Это напряжение подаётся на первичные обмотки повышающих трансформаторов $T1$ – $T8$ высоковольтного выпрямителя. Число последовательно включённых выпрямителей, а следовательно, и число инверторов в подобных схемах выбирается от 6 до 12, в зависимости от требуемой выходной мощности источника высокого напряжения. В показанной на рис. 35 схеме число выпрямительных ячеек и инверторов равно восьми. На вход каждого из восьми включённых по входу параллельно транзисторных инверторов подаётся постоянное напряжение, регулируемое в пределах от нуля до 550 В с помощью сетевого тиристорного выпрямителя с частично демпфированным LC -фильтром. Такое двухступенчатое регулирование — с помощью фазового управления тиристорами сетевого выпрямителя и широтно-импульсного регулирования транзисторными преобразователями — обеспечивает глубокую перестройку выходного высокого напряжения (от 10 до 60 кВ) и обеспечивает его надёжную стабилизацию. На основе схемы высоковольтного питания, приведённой на рис. 35, в ИЯФ изготовлено и введено в эксплуатацию в различных лабораториях и университетах около

десяти атомарных инжекторов для диагностики и нагрева плазмы [117–119].

4. Инжекторы пучков для диагностики плазмы

Для детального изучения поведения плазмы в магнитных ловушках используют различные диагностические методы. Особое место занимают методы активной корпускулярной диагностики, основанные на применении специальных пучков быстрых атомов. С помощью этих методов параметры плазмы определяются в результате изучения взаимодействия атомов диагностического пучка с плазмой. Методы активной корпускулярной диагностики позволяют надёжно определять локальные параметры плазмы, и в течение последних десятилетий они интенсивно развиваются.

Параметры применяемых пучков быстрых атомов определяются типом диагностики и параметрами исследуемой плазмы. Как правило, интенсивность пучка должна быть достаточно высокой для достижения приемлемого отношения сигнал/шум. Особенно это важно при исследованиях флюктуаций, требующих высокого временного разрешения. Размер пучка должен быть достаточно малым для обеспечения хорошего пространственного разрешения. Состав пучка и энергия частиц определяются используемой диагностикой. В частности, для пучково-эмиссионной спектроскопии примесей особый интерес представляют пучки атомов водорода с энергией 50–60 кэВ, близкой к максимуму энергии сечения перезарядки для возбуждения оптического перехода 8–7 ионов C⁵⁺. Эта энергия также достаточна для уверенного проникновения пучка быстрых атомов внутрь плазмы в современных экспериментах с радиусом объёма плазмы 0,5–1 м и её средней плотностью порядка 10²⁰ м⁻³. Оценки показывают, что инжеектируемый в плазму диагностический пучок атомов с эквивалентным током ~1 А обеспечит разумную величину сигналов детекторов спектроскопической системы [120, 121]. В то же время во избежание предотвращения значительного локального нагрева плазмы мощность пучка должна быть умеренной. Это требование, как правило, согласуется с получением достаточно сильного сигнала от детекторной системы, если поток пучка атомов ограничен несколькими эквивалентными амперами.

Диагностические пучки быстрых атомов с энергией до 100 кэВ получают перезарядным методом. В ионном источнике диагностического инжектора многоапертурная ИОС формирует ионный пучок с током в несколько ампер с поверхности плазменного эмиттера. Затем ионы сформированного пучка перезаряжаются в атомы в газовой перезарядной мишени. Такая схема формирования используется также в мощных инжекторах пучков быстрых атомов для нагрева плазмы. Однако в диагностических инжекторах для получения более узкого пучка часто требуется его фокусировка с минимально возможной угловой расходимостью. Весьма часто в эксперименте также требуются модуляция диагностического пучка и высокая стабильность энергии атомов. Этими требованиями определяется специфика диагностических инжекторов.

Разработка диагностических инжекторов серии ДИНА для экспериментов по физике плазмы была начата в ИЯФ более трёх десятилетий назад. Первоначально раз-

работанные инжекторы имели длительность импульса 0,1–0,2 мс и энергию пучка 10–25 кэВ [111, 113, 115, 122], что соответствовало характерным параметрам плазмы, достигнутым в то время в тороидальных системах и открытых ловушках. В ионном источнике этих инжекторов плазменный эмиттер создавался расширяющейся струёй плазмы из дугового источника. В результате охлаждения ионов при бесстолкновительном расширении струи поперечная ионная температура снижалась до ~0,2 эВ [123]. Для формирования ионного пучка использовались мелкоструктурные многощелевые трёх- или четырёхэлектродные ИОС. Вследствие сниженной температуры ионов плазменного эмиттера угловая расходимость в направлении вдоль щелей в сформированном пучке была мала (~5 мрад). В ряде инжекторов неперезаряженная на выходящем из источника газе часть пучка фокусировалась магнитной линзой и затем нейтрализовалась в импульсной перезарядной мишени. В инжекторе с магнитной фокусировкой пучка ДИНА-3 [115] для токамака Т-10 плотность потока атомов на расстоянии 1,5 м от инжектора составила 250 эквивалентных миллиампер (экв. мА) на 1 см². На токамаке Т-10 этот инжектор использовался для локальных измерений ионной температуры по доплеровскому уширению атомов перезарядки [124] и резерфордовскому рассеянию быстрых атомов [125].

В 1990-х годах развитие инжекторов серии ДИНА продолжилось. Следующим необходимым шагом явилось увеличение длительности импульса тока пучка. Поскольку при повышении длительности импульса магнитная фокусировка сформированного протонного пучка становится неэффективной вследствие перезарядки на вытекающем из ионного источника газе, в следующих инжекторах серии ДИНА была использована баллистическая фокусировка пучка. Для баллистической фокусировки ионного пучка, как показано на рис. 36, используются многоапертурные ионно-оптические системы со сферически изогнутыми электродами. Благодаря использованию фокусирующих многоапертурных ИОС длительность импульса тока пучка была увеличена более чем на порядок. В инжекторе ДИНА-5Ф [126] длительность импульса составляла 3 мс при энергии атомов до 30 кэВ и потоке атомов до 3 экв. А. Инжекторы ДИНА-6 и -7 [127] формировали пучки атомов, состоящие из серии импульсов (до 20) длительностью 1 мс.

Инжектор ДИНА-5Ф (рис. 37) состоит из ионного источника и перезарядной трубы — нейтрализатора. Ионный источник формирует сфокусированный ионный пучок, который затем перезаряжается в атомы в импульсной газовой мишени перезарядной трубы. В ионном источнике плазменный эмиттер создаётся дуговым

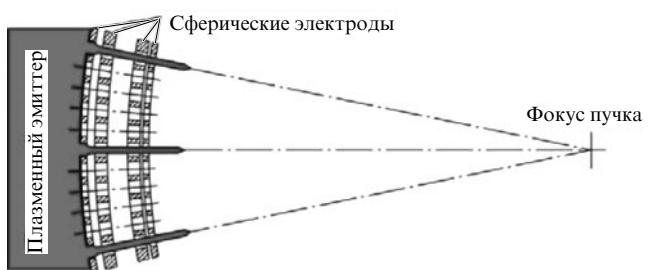


Рис. 36. Схема баллистической фокусировки пучка.

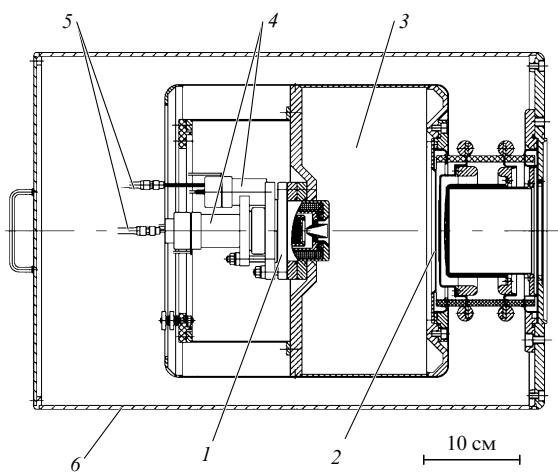


Рис. 37. Ионный источник диагностического инжектора ДИНА-5Ф: 1 — дуговой генератор плазмы, 2 — ИОС, 3 — экспандерный объём, 4 — импульсные газовые клапаны, 5 — газовые трубы, 6 — корпус.

генератором плазмы, расположенным на расстоянии 10 см от ИОС.

Многоапертурная четырёхэлектродная система со сферическими электродами обеспечивает фокусировку пучка на расстоянии 130 см. Каждый электрод ионно-оптической системы имеет 547 отверстий диаметром 2,5 мм. Отверстия образуют гексагональную структуру с шагом 3,2 мм и внешним диаметром 8 см. Электроды изготовлены из молибдена толщиной 0,5 мм. Отверстия в электродах делались методом фототравления. Сферическая форма электродов задавалась термоштамповкой в вакууме при температуре рекристаллизации молибдена. Колоколообразное радиальное распределение плотности тока протонов в плазменной струе из источника плазмы аппроксимируется выражением [60]

$$j(r, z) = \frac{I}{\pi^2 z^2 (1 + r^2/z^2)^2},$$

где I — полный ток протонов в струе. Таким образом, для обеспечения оптимального формирования протонного пучка в соответствии с законом "трёх вторых" требуется возрастание зазоров ИОС с увеличением радиуса по закону $d(r) = d_0(1 + r^2/z^2)$, где d_0 — величина зазора на оси. Для оптимального формирования пучка с повышенным использованием плазменной струи следует применять ИОС с уменьшающимися радиусами кривизны плазменного, вытягивающего и ускоряющего электродов. Для водородного варианта инжектора радиусы кривизны плазменного, вытягивающего и ускоряющего электродов составляли соответственно 400, 120 и 50 см, для гелиевого — 160, 120 и 60 см.

Ионный источник водородного инжектора ДИНА-5Ф формирует пучок ионов с энергией 30 кэВ и током 4 экв. А, ионный источник гелиевого инжектора — пучок с энергией 20 кэВ и током 4,5 экв. А. Измеренная угловая расходимость обоих пучков $1,6 \times 10^{-2}$ рад, плотность потока атомов в фокусе, расположенному на расстоянии 130 см, для водородного пучка 210 экв. mA cm^{-2} , для гелиевого пучка — 300 экв. mA cm^{-2} . Состав водородного пучка измерялся магнитным анализатором, перед которым устанавливалась обтирочная гелиевая мишень.

Измеренное содержание водородных атомов с полной энергией превышает 90 %. Такое высокое содержание объясняется довольно большой плотностью плазмы и, соответственно, высокой скоростью диссоциации молекулярных ионов в области анодного отверстия дугового генератора плазмы.

В экспериментах на пинче с обращённым полем MST (Мэдисон, США) водородный инжектор ДИНА-5Ф использовался для быстрых измерений ионной температуры по допплеровскому уширению линий примесей и величины магнитного поля по динамическому эффекту Штарка [128]. Гелиевый инжектор применялся для измерений ионной температуры методом резерфордовского рассеяния. Временное разрешение этих диагностик 10 мкс.

В 1992–1997 гг. для пучковой спектроскопии примесей на токамаке TEXTOR (Юлих, Германия) был разработан диагностический инжектор RUDI [129], формирующий пучок атомов водорода с энергией 50 кэВ, током 1 экв. А и длительностью до 10 с. Значительное увеличение длительности пучка по сравнению с таковой в инжекторах серии ДИНА было достигнуто благодаря применению в ионном источнике инжектора RUDI плазменного эмиттера на основе индукционного высокочастотного разряда и многоапертурной ИОС с "толстыми" электродами, позволяющими за счёт значительной теплоёмкости ограничить приращение температуры за время импульса. Геометрия электродов ИОС с увеличенной толщиной вытягивающего и ускоряющего электродов была оптимизирована на основе результатов численного моделирования формирования элементарного пучка в ячейке [130]. На рисунке 38 приведены геометрия электродов и траектории ионов в оптимизированном варианте ионно-оптической системы. Эмиссионная плотность тока в этом варианте составляла 100 mA cm^{-2} , угловая расходимость сформированного пучка 9 мрад.

Схема инжектора RUDI представлена на рис. 39: в левой части рисунка — ионный источник, далее — вакуумная камера инжектора со вспомогательными системами. В правой части рис. 39 показано сечение плазмы в токамаке TEXTOR-94. Фокус диагностического пучка, удалённый на 4 м от ионного источника, находится вблизи центра плазмы. В вакуумной камере инжектора расположены водоохлаждаемые элементы: нейтрализатор, магнитный сепаратор ионов, приёмник отклонённых ионов, подвижный калориметр. К вакуумной камере инжектора пристыкованы турбомолекулярные и криогенные насосы. Канал нейтрализатора частично заполняется газом, вытекающим из газоразрядной камеры ионного источника, дополнительный напуск осущес-

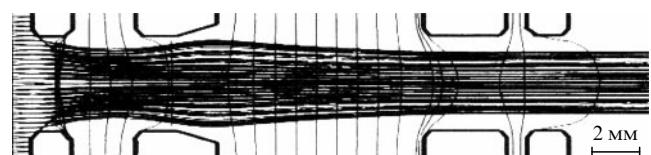


Рис. 38. Траектории ионов в оптимизированном варианте ионно-оптической системы.

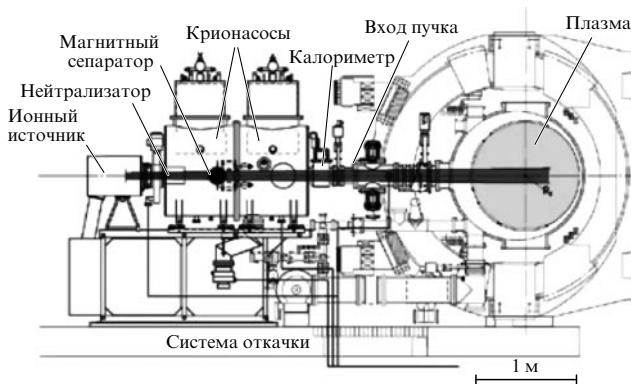


Рис. 39. Схема диагностического инжектора RUDI.

ствляется импульсным газовым клапаном. Магнитный сепаратор и приёмник неперезарядившихся ионов установлены внутри вакуумного объёма на специальной платформе. Каждый из крионасосов, установленных на верху инжекторного объёма, имеет скорость откачки по водороду 24×10^3 л с⁻¹ в молекулярном режиме.

На токамаке TEXTOR этот инжектор использовался для измерений радиальных профилей ионной температуры и концентраций ионов примесей методом пучковой спектроскопии примесей. После модернизации инжектора, состоящей в замене плазменного ВЧ-эмиттера эмиттером с дуговым генератором с длительностью импульса до 10 с [131] и использовании многощелевой ионно-оптической системы вместо ИОС с круглыми апертурами, плотность потока атомов в плазме увеличилась вдвое, в результате чего были проведены уверенные измерения полоидальной скорости вращения плазмы в токамаке [132].

На основе инжектора RUDI был разработан и введён в строй диагностический инжектор пучка атомов водорода для токамака TCV (Лозанна, Швейцария) с энергией до 52 кэВ, током до 1,4 экв. А и длительностью импульса 2 с [133]. Для большого стелларатора W-7X подготовлен диагностический инжектор RUDI-X. Пучок RUDI-X имеет энергию атомов водорода 60 кэВ, эквивалентный ток до 2,5 А и длительность импульса до 5 с. Разработанный и испытанный диагностический инжектор [134] для токамака T-15 формирует пучок атомов водорода с близкими параметрами.

В настоящее время имеется ряд выделенных амбициозных задач активной корпускулярной диагностики. К таким задачам, в частности, относятся: измерение функции распределения быстрых ионов в плазме методом искусственной мишени в условиях высокого фонового потока атомов перезарядки и измерение предельных магнитных полей в плазме высокого давления по динамическому эффекту Штарка.

Для измерения локальной функции распределения популяции быстрых ионов в плазме наиболее адекватным является метод искусственной мишени. При этом в плазму инжектируется диагностический пучок быстрых атомов и анализатором регистрируется поток быстрых атомов, образовавшихся в результате перезарядки быстрых ионов на этом пучке. Однако в условиях инъекции мощных нагревных пучков атомов водорода и заметного потока водорода в плазму имеется большой фоновый поток атомов перезарядки. Для проведения

надёжных измерений функции распределения быстрых ионов в таких условиях инжектируемый диагностический пучок должен иметь предельно высокую плотность потока и быструю модуляцию для уверенного выделения активного сигнала атомов перезарядки на фоне изменяющегося пассивного сигнала. В ИЯФ ведётся разработка диагностического инжектора сфокусированного пучка атомов водорода с энергией 40 кэВ, потоком атомов $\sim 8,5$ экв. А, модуляцией с частотой 10 кГц. Для достижения быстрой модуляции будет экспериментально испытано несколько методов, рассмотренных в [135].

Комбинированный метод, основанный на динамическом эффекте Штарка с применением лазер-индукционной флуоресценции, может стать кардинальным решением для измерения магнитных полей величиной вплоть до нескольких гауссов. В диагностике используются совмещённые атомарный и лазерный пучки. Функция лазерного пучка состоит в индуцированном возбуждении верхних уровней энергии атомов пучка. Сканируя длину волны лазера, по всплеску индуцированного излучения можно измерить магнитное поле в заданной точке. Комбинированная диагностика для измерения слабых магнитных полей в плазменных установках с большим относительным давлением является вполне реализуемой. В настоящее время на инжекторе ДИНА-5М благодаря активной стабилизации напряжения высоковольтного модулятора достигнут ультрамалый разброс по энергии — не более 50 эВ для пучка атомов дейтерия с энергией 50 кэВ и потоком 4 экв. А [136]. Достигнутый энергетический разброс соответствует величине нижней границы измеряемого магнитного поля ~ 30 Гс.

Характеристики некоторых из разработанных диагностических инжекторов приведены в табл. 1.

Инжектор пучка атомов водорода высокой яркости для источника поляризованных ионов H⁻. На основе диагностических инжекторов с плазменным эмиттером с малой поперечной ионной температурой, образованном бесстолкновительно расширяющейся плазменной струёй из дугового генератора плазмы, и многоапertureйной ИОС с баллистической фокусировкой был разработан и испытан инжектор пучка атомов водорода с высокой яркостью для источника поляризованных ионов H⁻ с оптической накачкой Брукхейвенской национальной лаборатории [137]. В источнике поляризованных ионов H⁻ с оптической накачкой поляризация атомов с энергией в несколько кэВ осуществляется при захвате протонами поляризованных электронов оптически ориентированного рубидия, находящегося в магнитном поле 2,5–3 Тл. Интенсивный пучок протонов в магнитном поле получается обтиркой инжектируемого в соленоид сфокусированного пучка атомов водорода высокой яркости в гелиевой ячейке. При этом пучок атомов водорода создаётся инжектором, находящимся вне соленоида.

Яркость сформированного ионного пучка в ионных источниках диагностических инжекторов с энергией 20–30 кэВ была ограничена величиной эмиссионной плотности тока ~ 100 –200 мА см⁻². В инжекторе пучка атомов для источника поляризованных ионов с оптической накачкой высокая нормализованная яркость протонного пучка достигается благодаря повышенной эмиссионной плотности тока, малой угловой расходимости при относительно небольшой энергии протонов. Инжек-

Таблица 1. Характеристики диагностических инжекторов

Инжектор	ДИНА-5Ф	ДИНА-6 и -7	RUDI (TEXTOR)	RUDI (TCV)	Инжектор для RFX
Год разработки/ модернизации	2001	1996	1998/ 2014	1999	2004
Энергия атомов, кэВ	30 (H) 20 (He)	30; 40	50	53	50
Ионный ток, А	4 (H) 4,5 (He)	2,5; 1,8	1,7	2,7	5,5
Длительность, с	0,0035	20×10^{-3}	10	2	0,05
Фокусное расстояние, см	130	250; 400	400	400	400
Плотность потока атомов в фокусе пучка, мА см ⁻²	210 (H) 300 (He)	50; 15	15	20	50
Модуляция пучка	Нет	66 Гц	Внешняя	Внешняя	Внешняя
Состав пучка, H ⁺ /H ₂ ⁺ /H ₃ ⁺ , %	90/5/5	90/5/5	60/20/20	60/20/20	90/5/5
Обеспечиваемые диагностики	Резерфордовское рассеяние, спектро- скопия примесей, эффект Штарка	Спектроскопия примесей	Эмиссионная спек- троскопия, спектро- скопия примесей	Спектроскопия примесей	Эмиссионная спек- троскопия, спектро- скопия примесей, эффект Штарка

тор пучка атомов водорода с высокой яркостью, схема которого показана на рис. 40, формирует сфокусированный пучок атомов водорода с энергией 5–8 кэВ, эквивалентным током 2–3,5 А, длительностью 500 мкс и частотой 1 Гц. В протонном источнике плазменный эмиттер с малой поперечной ионной температурой ($\sim 0,2$ эВ) создаётся струёй водородной плазмы, вытекающей из анодного отверстия дугового генератора. Вследствие значительного объёма экспандера плотность вытекшего из источника водорода достаточно мала и плазменная струя слабо взаимодействует с вытекшим газом. Плазменная струя образуется в дуговом генераторе с холодным молибденовым катодом, конструкция которого аналогична описанной в [115]. Протонный пучок в инжекторе формируется мелкоструктурной многоапertureной четырёхэлектродной ионно-оптической системой с баллистической фокусировкой. Элементарная

ячейка ИОС была оптимизирована с помощью численного кода PBGUNS. Сетки изготовлены из молибденовых пластин толщиной 0,38 мм. Каждый электрод ИОС имеет 1866 отверстий диаметром 0,8 мм. Отверстия образуют гексагональную структуру с шагом 1,1 мм и диаметром 5 см. Прозрачность ионно-оптической системы составляет 50 %. Отверстия в электродах делались методом фототравления. Сферическая форма электродов задаётся термоштамповкой в вакууме при температуре рекристаллизации молибдена (1100 °C). Радиусы кривизны плазменного, вытягивающего и ускоряющего электродов соответственно 180, 140 и 100 см. Аккуратное крепление электродов к держателям из нержавеющей стали осуществляется сваркой импульсным CO₂-лазером. Зазоры между электродами в центре ИОС 0,5 мм, 1,4 мм и 0,6 мм. Напряжение на плазменном электроде близко к напряжению U высоковольтного модулятора, подаваемому на анод, напряжение на вытягивающем электроде составляет 0,9 U , напряжение на ускоряющем электроде — 0,02 U .

Сформированный протонный пучок частично перезаряжается на водороде, вытекающем из расширительной камеры через электроды ИОС и дополнительные отверстия в держателях электродов. Окончательная перезарядка ионов пучка происходит в импульсной газовой мишени нейтрализатора. Для быстрой подачи газа в мишень импульсный газовый клапан установлен непосредственно на трубке нейтрализатора.

Испытания источника быстрых атомов проводились при энергии атомов 5–8 кэВ и эквивалентном токе пучка 2–3,5 А [138]. Угловая расходимость и фокусное расстояние пучка определялись из профилей интенсивности пучка, измеренных вторично эмиссионными детекторами на двух расстояниях. На рисунке 41 показан профиль плотности потока атомов пучка, измеренный на расстоянии 200 см от ИОС. Этот профиль хорошо аппроксимируется гауссовой кривой. Величина определённой из измерений локальной угловой расходимости

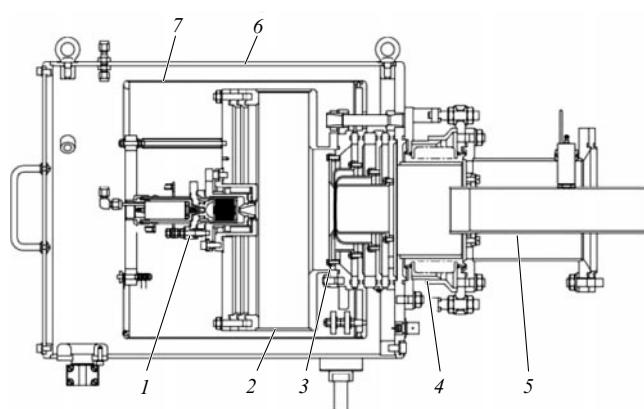


Рис. 40. Инжектор быстрых атомов: 1 — дуговой генератор плазмы, 2 — расширительная камера, 3 — ИОС, 4 — юстировочный узел, 5 — перезарядная мишень, 6 — внешний магнитный экран, 7 — внутренний магнитный экран.

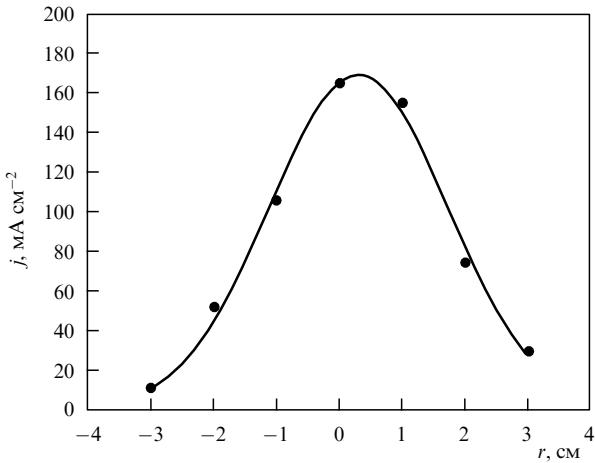


Рис. 41. Измеренный профиль плотности атомов на расстоянии 200 см от ионно-оптической системы.

пучка 10 мрад, фокусное расстояние 200 см. Полученные величины согласуются с расчётными. Испытания показали, что время надёжной непрерывной работы источника определяется эрозией холодного катода дугового генератора. В ходе ресурсных испытаний выясниено, что в результате дуговой эрозии катод становится неработоспособным после $\sim 10^7$ импульсов разряда с током дуги 420 А. При частоте 1 Гц катод требует замены через 3–4 месяца непрерывной работы.

Разработанный инжектор пучка быстрых атомов водорода с 2013 г. используется в источнике поляризованных ионов с оптической накачкой коллайдера RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) [139].

На инжеекторе сфокусированного пучка атомов водорода высокой яркости были проведены также успешные эксперименты по получению интенсивного пучка отрицательных ионов водорода низкой энергии. Ионный источник этого инжеектора формировал пучок протонов с энергией 10 кэВ, током 4,7 А, эмиссионной плотностью тока 470 mA cm^{-2} и фокусным расстоянием 200 см. Далее пучок перезаряжался в водородной мишени. Измеренная величина тока отрицательных ионов водорода через диафрагму диаметром 2 см, установленную на расстоянии 200 см, составила 75 мА. Эта величина, много большая, чем при обычной транспортировке пучка, объясняется эффективной транспортировкой пучка отрицательных ионов в положительном потенциале плазмы пучка. Ожидается, что при энергии пучка 20–30 кэВ ток пучка отрицательных ионов водорода достигнет нескольких сотен миллиампер.

5. Развитие поверхности-плазменного метода получения интенсивных пучков отрицательных ионов

5.1. Поисковые работы по получению отрицательных ионов из разрядов в скрещенных полях

Параллельно с разработкой источников отрицательных ионов водорода, используемых для перезарядной инъекции (см. раздел 2), в ИЯФ проводились активные поисковые работы по созданию новых методов получения пучков отрицательных ионов. В частности, были начаты исследования плазменных источников с разрядами

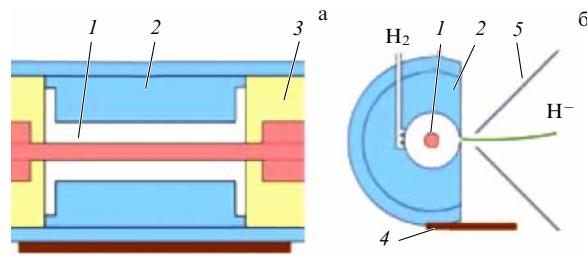


Рис. 42. Конструкция цилиндрического магнетронного источника. (а) Сечение по оси вдоль магнитного поля. (б) Сечение поперёк магнитного поля. 1 — катод, 2 — анод с отверстиями для подачи газа и щелью для вытягивания ОИ, 3 — торцевые изоляторы, 4 — пластина для перехвата сопутствующих электронов, 5 — вытягивающий электрод.

в скрещенных полях. Как было известно к тому времени, подобные разряды позволяют создавать тонкие слои плотной плазмы с повышенной температурой электронов. В таких слоях за счёт диссоциации молекул под воздействием электронов эффективно образуются отрицательные ионы и происходит их выход на периферию плазменного слоя [7].

Конструкция источника с магнетронной геометрией электродов, созданного Г.И. Димовым в 1965 г., показана на рис. 42. Газоразрядная камера (ГРК) источника состояла из концентрических электродов: внутреннего катода и внешнего анода. Водород подавался в ГРК с помощью разработанного в ИЯФ импульсного клапана [66] через канал в аноде. Источник помещался в центральную область магнитного поля величиной до 0,1 Тл, создаваемого катушками Гельмгольца. На корпус газоразрядной камеры и пластины перехвата сопутствующих электронов подавался отрицательный потенциал 2–10 кВ, а вытягивающий электрод заземлялся.

С помощью ленгмюровских зондов были измерены потенциал и плотность плазмы, а также температура электронов в разряде цилиндрического магнетрона. Обнаружено, что температура электронов в прикатодной области разряда достигает величины 7–10 эВ и по мере приближения к аноду уменьшается до 1–2 эВ.

В 1967 г. из этого источника с импульсным магнетронным разрядом током 4 А и напряжением 675 В при давлении водорода $\sim 0,5$ Торр через эмиссионную щель размерами $0,7 \times 15$ мм, ориентированную параллельно оси катода, был получен пучок ионов H^- током до 1 мА.

В 1969 г. конструкция цилиндрического магнетронного источника была модернизирована (рис. 43), а именно введена трёхэлектродная система вытягивания и формирования пучка отрицательных ионов: на вытягивающий электрод подавалось напряжение до 5 кВ, на ускоряющий электрод — до 15 кВ.

Для улучшения перехвата сопутствующих электронов на вытягивающем электроде был установлен гребешок, обеспечивающий сброс электронов вдоль магнитного поля. Была изменена геометрия торцевых изоляторов так, чтобы их запыление материалом катода не приводило к закорачиванию межэлектродного промежутка. С помощью кольцевых зондов, размещенных на торцах разряда, были измерены распределения потенциала плазмы по радиусу разрядного канала.

Типичное распределение потенциала по радиусу цилиндрического магнетронного разряда, измеренное для

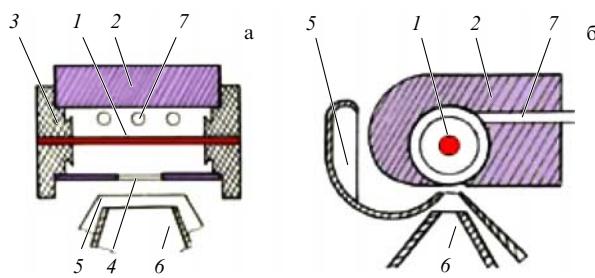


Рис. 43. Модернизированный цилиндрический магнетрон. (а) Сечение вдоль магнитного поля. (б) Сечение поперёк магнитного поля. 1 — катод, 2 — анод, 3 — торцевые изоляторы, 4 — эмиссионная щель, 5 — вытягивающий электрод, 6 — ускоряющий электрод, 7 — каналы подачи газа.

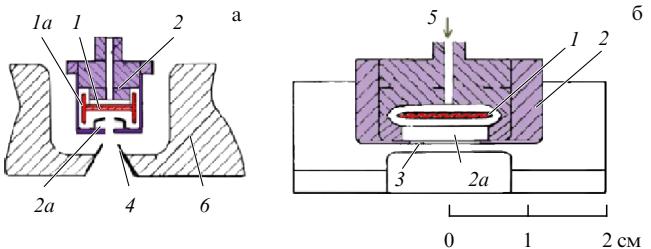


Рис. 45. Конструкция источника отрицательных ионов с планотронной геометрией электродов. (а) Сечение вдоль магнитного поля. (б) Сечение поперёк магнитного поля. 1 — центральная часть катода, 1а — боковые щитки катода, 2 — анод, 2а — прианодная полость, 3 — эмиссионная щель, 4 — вытягивающий электрод, 5 — канал подачи газа, 6 — наконечники полюсов магнита.

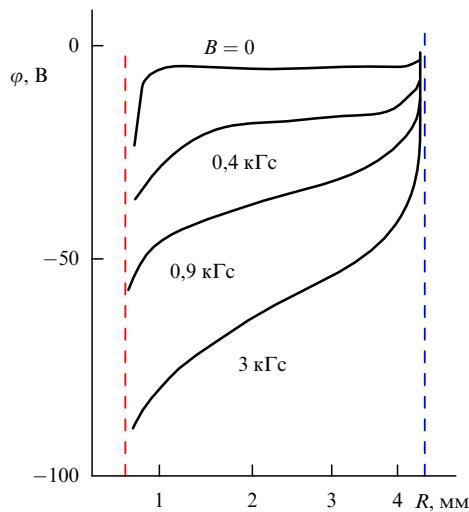


Рис. 44. Распределение потенциала по радиусу разрядного канала. Около кривых указаны значения магнитного поля в области разряда. Штриховыми прямыми отмечены положения поверхности катода ($R = 0,5$ мм) и внутреннего анода ($R = 4,5$ мм).

различных значений магнитного поля, показано на рис. 44. Это распределение подтвердило, что в плазме магнетронного разряда присутствует электрическое поле, благоприятствующее выводу отрицательных ионов на периферию плазмы. Последний факт, а также обнаруженное ранее наличие горячих электронов вблизи катода, а более холодных электронов — в области вытягивания пучка подтверждало, что в магнетронном разряде реализуются условия, способствующие интенсивной генерации отрицательных ионов.

Из модернизированного источника (см. рис. 43) с продольной эмиссионной щелью размером 1×10 мм² получен пучок ионов H^- с током до 7 мА, длительностью импульсов 1 мс, при этом сопутствующий поток электронов, вытягиваемый вместе с отрицательными ионами, составлял 250 мА.

В 1971 г. геометрия газоразрядных электродов в магнетронном источнике была существенно изменена. Для увеличения ширины плазменного слоя и области вытягивания отрицательных ионов было предложено использовать магнетронный разряд с плоским катодом (планотрон). Конструкция нового источника показана на рис. 45.

Катод приобрёл вид приплюснутой катушки с плоской центральной частью и щитками на торцах (1 и 1а на рис. 45). Выступы боковых щитков катода ограничивали разрядную зону с торцов и обеспечивали осцилляции электронов в магнитном поле разряда. В подобной геометрии реализовывался замкнутый дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях вокруг центральной плоской части катода. Размер катода, изготовленного из tantalа, был увеличен в направлении, перпендикулярном магнитному полю, до 16 мм, а длина зоны осцилляций электронов вдоль магнитного поля между щитками катода была уменьшена до 10 мм. Увеличение длины катода в направлении, перпендикулярном магнитному полю, позволило использовать вытягивание отрицательных ионов через эмиссионную щель, ориентированную по длине перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Такая ориентация щели привела к более эффективному поглощению электронов на её боковых стенках и уменьшению сопутствующего потока электронов, вытягиваемых совместно с отрицательными ионами.

Для подавления потока электронов, поступающих в эмиссионную щель из плазмы за счёт диффузии поперёк магнитного поля, в анодной области разряда, примыкающей к эмиссионной щели, были установлены анодные выступы, образующие прианодную полость с уменьшенной температурой электронов и плотностью плазмы (2а на рис. 45).

Уменьшение размеров газоразрядной камеры в направлении вдоль магнитного поля позволило использовать электромагниты с профилированными полюсными наконечниками и оптимизировать геометрию магнитного поля в области генерации отрицательных ионов и формирования пучка. Обнаружено, что электрическая прочность источника увеличивается при создании в области вытягивания неоднородного магнитного поля с силовыми линиями, выпуклыми в направлении от вытягивающего электрода к аноду. Для формирования выпуклого поля использовались полюсные наконечники с выступами (6 на рис. 45). Подобная геометрия поля предотвращает осцилляции и накопление электронов в области вытягивания и обеспечивает быстрый сброс электронов из вытягивающего промежутка на вытягивающий электрод (4 на рис. 45).

Снижение потока сопутствующих электронов и специальное профилирование магнитного поля обеспечили высокую электрическую прочность вытягивающего за-

зора источника и позволили расширить рабочий диапазон параметров разряда и напряжений вытягивания.

Из разряда в планотронном источнике с плоским танталовым катодом получен пучок отрицательных ионов водорода с током 4,5 мА и максимальной плотностью тока отрицательных ионов в эмиссионной щели 90 mA cm^{-2} . Поток сопутствующих электронов не превышал 16 мА. Этот экспериментально обнаруженный факт многократного уменьшения потока сопутствующих электронов явился принципиальным для дальнейшего развития источников отрицательных ионов. Полученные результаты свидетельствовали о перспективности применения сильноточных разрядов в скрещенных полях для объемной генерации и вытягивания отрицательных ионов.

5.2. Первые источники с добавлением цезия

В 1969–1971 гг. были проведены поисковые эксперименты по вытягиванию отрицательных ионов из разрядов в скрещенных полях с напуском в ГРК различных водородосодержащих молекул и гидридов щелочных металлов. Были испытаны источники с планотронной и пеннигровской геометрией электродов с напуском дифорана (B_2H_6), с термическим разложением гидрида лития (LiH) и боргидрида цезия (CsBH_4), с испарением металлического цезия, с выделением цезия из таблеток со смесью хромата цезия и титана ($\text{Cs}_2\text{CrO}_4 + \text{Ti}$).

Эксперимент с цезиевой таблеткой, закрепленной на центральной пластине катода (1 на рис. 45), оказался успешным. Разогрев таблетки сильноточным импульсным разрядом приводил к выделению цезия и к 3–4-кратному увеличению тока отрицательных частиц, вытягиваемых из планотронного источника.

Последующая работа по выявлению факторов, влияющих на интенсивность генерации отрицательных ионов в сильноточных разрядах при добавлении цезия, и целенаправленная модификация способов подачи цезия в разряд и геометрии ГРК источника обеспечили многократное увеличение извлекаемого тока [16]. При этом в конструкцию планотронного источника были внесены следующие изменения (рис. 46).

1. Для усиления генерации отрицательных ионов в газоразрядную камеру планотрона подавались пары цезия, которые выделялись из таблеток, размещаемых в полости катода. Центральная пластина катода была выполнена в виде пенала 1 (рис. 46а), во внутреннюю

полость которого помещались цезиевые таблетки. Равномерный разогрев пенала и таблеток разрядом обеспечивал распределенную подачу цезия на эмиссионную поверхность через продольные щели между крышкой и корпусом пенала.

2. Катод был сделан из молибдена, который хорошо захватывает цезий из бомбардирующего катод ионного потока и является устойчивым по отношению к срывам разряда в дугу. Использование молибдена облегчило формирование устойчивого цезиевого покрытия на катоде, а также обеспечило работу импульсного планотронного разряда при существенно больших разрядных токах без срывов разряда в низковольтный дуговой режим.

3. Было установлено, что после подачи цезия в разряд необходимо проводить тренировку электродов источника сильноточными разрядами, которые обеспечивают перераспределение цезия по поверхности катода и оптимизацию его цезиевого покрытия.

4. Опытным путем была определена оптимальная геометрия прианодной полости, обеспечивающая более полное вытягивание отрицательных ионов. Установлено, что боковые выступы или боковые стенки анодной вставки (2а на рис. 46) должны ограничивать прианодную полость с торцов и не препятствовать сбору отрицательных ионов из плазмы в область эмиссионной щели.

Благодаря этим нововведениям ток пучка, получаемый из планотронного источника с эмиссионной щелью $1 \times 10 \text{ mm}^2$, был увеличен от 15 до 300 мА, причем поток сопутствующих электронов был меньше тока сформированного пучка отрицательных ионов [16].

Для определения характеристик работы планотронного источника в чисто водородном режиме был изготовлен аналогичный планотрон с молибденовым катодом и "открытой" прианодной полостью, эксперименты с которым проводились в вакуумной камере, очищенной от следов цезия. В чисто водородном режиме из такого планотронного источника с разрядом напряжением 500 В и током 80 А получен пучок отрицательных ионов водорода с током 22 мА и максимальной плотностью тока отрицательных ионов в эмиссионной щели $0,27 \text{ A cm}^{-2}$ [140]. Ток сопутствующих электронов не превышал 100 мА.

Сравнение результатов, полученных в чисто водородном [140] и водородно-цеziевом [16] режимах показало, что добавление цезия в разряд с планотронной геометрией электродов приводит к более чем десятикратному увеличению тока пучков отрицательных ионов водорода. Одновременно это приводило к пятикратному уменьшению оптимальной плотности водорода в разряде и к трёхкратному снижению напряжения и мощности разряда.

Столь значительное улучшение характеристик источников отрицательных ионов послужило стимулом проведения работ по исследованию поверхностно-плазменного механизма генерации отрицательных ионов и дальнейшему совершенствованию поверхностно-плазменных источников.

5.3. Поверхностно-плазменный механизм генерации отрицательных ионов в сильноточных разрядах

Для выявления механизма обнаруженной интенсивной генерации отрицательных ионов в сильноточных разрядах были исследованы характеристики источника при

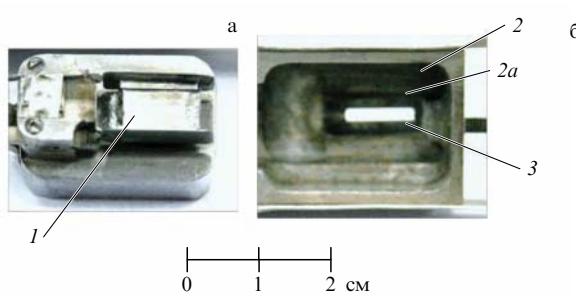


Рис. 46. Первый поверхностно-плазменный источник с планотронной геометрией электродов. (а) Катод, закрепленный на основании анода. (б) Анодный корпус с эмиссионной щелью. 1 — центральная пластина катода, 2 — анодный корпус, 2а — боковые выступы, формирующие прианодную полость, 3 — эмиссионная щель. Вытягивающий электрод и полюсы магнита не показаны.

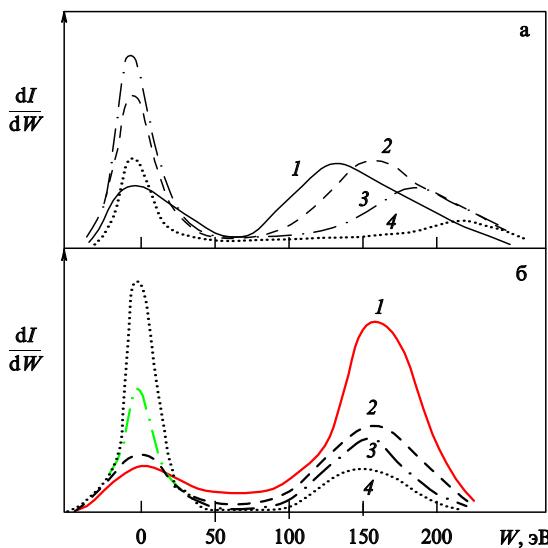


Рис. 47. Энергетический спектр пучков отрицательных ионов, получаемых из планотронного источника: (а) при различных напряжениях разряда: 1 — 120 В, 2 — 150 В, 3 — 160 В, 4 — 210 В; (б) при различном напуске водорода (молекул за импульс): 1 — 10^{16} , 2 — 1.2×10^{16} , 3 — 1.7×10^{16} , 4 — 2.2×10^{16} . Значение энергий ионов $W = 0$ соответствует потенциалу анода.

различных геометрии и материале электродов, а также при различных способах подачи цезия в разряд и разных конфигурациях и напряжённостях магнитного поля. Были измерены энергетические спектры вытягиваемых отрицательных ионов и интенсивности потоков ионов водорода и цезия на газоразрядные электроды [141, 142].

Одним из ключевых фактов, свидетельствующих в пользу поверхностного происхождения генерируемого потока отрицательных ионов, явилось обнаружение в энергетическом спектре получаемых пучков отрицательных ионов двух характерных групп, соответствующих катодной и анодной областям генерации отрицательных ионов в разряде (рис. 47).

Энергия низкоэнергетичной (в левой части рис. 47) группы ускоренных ионов H^- соответствовала вытягивающему потенциальному, т.е. ионы этой группы образовывались на аноде или в прианодной области разряда. Положение этой группы не зависело от напряжения разряда, а её интенсивность возрастала при увеличении подачи водорода в разряд (рис. 47б). Ширина разброса энергий у анодной группы характеризовалась уровнем флуктуаций напряжения разряда. Положение группы ионов с большей энергией (в правой части рис. 47) соответствовало потенциальному катода и изменялось согласно изменению напряжения разряда. Интенсивность катодной группы отрицательных ионов понижалась при увеличении напряжения разряда, т.е. при уменьшении цезиевого покрытия катода. Энергетическая ширина катодной группы превышала таковую анодной группы в несколько раз, что свидетельствовало о большем разбросе энергий отрицательных ионов, образующихся на катоде.

Обнаружено, что при удалении центральной пластины катода и работе источника в режиме пенниговского разряда интенсивность извлекаемого пучка отрицательных ионов водорода уменьшается вдвое, а в энергетическом спектре вытягиваемых отрицательных ионов присутствует только их анодная группа. Этот

факт интенсивной генерации отрицательных ионов в прианодной области был использован при разработке пенниговских источников отрицательных ионов для ускорителей (см. ниже). В источнике с чисто водородным разрядом большинство вытягиваемых отрицательных ионов имело энергию, соответствующую вытягивающему потенциальному.

Прямыми вытягиванием положительных ионов через отверстие в катоде источника с пенниговской геометрией электродов было подтверждено, что в сильноточных разрядах в скрещенных полях ионный ток на катод составляет основную часть тока разряда, а напряжение разряда сосредоточено преимущественно в узком прикатодном слое падения напряжения на разряде, который обеспечивает ускорение положительных ионов к катоду и поддержание разряда за счёт процессов вторичной эмиссии на катоде [143].

Анализ факторов, влияющих на интенсивную генерацию отрицательных ионов в разрядах и перечисленные характеристики энергетического спектра отрицательных ионов, вытягиваемых из разрядов в скрещенных полях, позволил сформулировать следующие основные положения поверхностно-плазменного механизма этой генерации [142, 144, 145]:

- 1) интенсивное образование отрицательных ионов в газовых разрядах обусловлено их эмиссией с электродов вследствие взаимодействия плазмы с поверхностями в разряде;

- 2) плазма поддерживает бомбардировку электродов быстрыми ионами и атомами, необходимую для процессов конверсии в отрицательные ионы, при этом электрические поля узких приэлектродных слоёв разряда обеспечивают ускорение интенсивных потоков положительных ионов из плазмы на эмиттирующий электрод, а образующихся отрицательных ионов — от эмиттирующего электрода в плазму и область вытягивания;

- 3) бомбардировка поверхности эмиттера быстрыми частицами плазмы, в том числе ионами цезия, способствует формированию и поддержанию оптимальных цезиевых покрытий на эмиттирующем электроде, обеспечивающем генерацию отрицательных ионов.

- 4) за счёт отражения частиц плазмы и распыления водорода из приповерхностного слоя электродов формируются интенсивные потоки вторичных частиц, вылетающих с поверхности с повышенной энергией $1 - 10^2$ эВ;

- 5) повышенная скорость ухода вторичных частиц от поверхности обеспечивает высокую степень отрицательной ионизации вторичных частиц даже для ионов с низким сродством к электрону (см. раздел 5.4);

- 6) доускорение интенсивных потоков вторичных отрицательных ионов узким слоем приэлектродного падения потенциала и электрическим полем с высокой напряжённостью в слое обеспечивает транспортировку отрицательных ионов через плазму и их сбор в зону вытягивания и формирования пучка.

Схема поверхностно-плазменного механизма, иллюстрирующая генерацию ионов H^- в водородно-цеziевом разряде с узкими приэлектродными слоями, показана на рис. 48.

В соответствии с механизмом образования отрицательных ионов подобные источники стали называть поверхностно-плазменными источниками (ППИ). Обнаружение интенсивной генерации отрицательных ионов водорода на поверхности электродов в газовом разряде

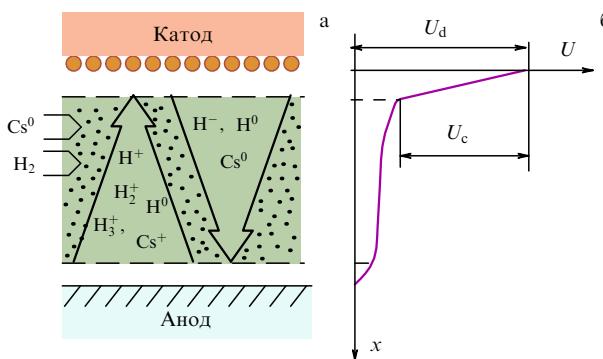


Рис. 48. (а) Иллюстрация поверхности-плазменного механизма генерации и сбора ионов H^- в разряде с узкими приэлектродными слоями. (б) Распределение потенциала в межэлектродном зазоре. U_d — напряжение разряда, U_c — прикатодное падение напряжения.

послужило стимулом для проведения многочисленных исследований элементарных процессов отрицательно-ионной эмиссии. В частности, были исследованы зарядовые состояния частиц в процессах распыления и отражения от поверхности в различных условиях, в том числе близких к реализуемым в источниках. Подробная библиография и основные результаты этих исследований приведены в обзорах [146, 147].

5.4. Кинетическая эмиссия отрицательных ионов

Одна из первых теоретических работ, в которых был выявлен механизм и проведены расчёты термодинамически неравновесной кинетической эмиссии отрицательных ионов с поверхности металла в условиях $S < \varphi$ (где S — средство атома к электрону, φ — работа выхода поверхности), была выполнена в ИЯФ [148]. Для расчёта кинетической эмиссии в [148] использовалось приближение плоской проводящей поверхности, за которой находится потенциальная яма для электронов металла. Схематическая модель термодинамически неравновесной кинетической эмиссии отрицательных ионов представлена на рис. 49. Показаны приповерхностный барьер сил изображения при эмиссии заряженной частицы и относительное положение уровней внешнего электрона в отрицательном ионе для трёх различных расстояний от поверхности металла. Потенциальная яма электронов в металле ограничена плоской проводящей поверхностью с координатой z_s . Часть работы выхода φ электрона из металла обусловлена потенциалом сил изображения (показан штриховой кривой), z_0 — начальное положение отрицательного иона. Как видно из рисунка, при $z > z_k$

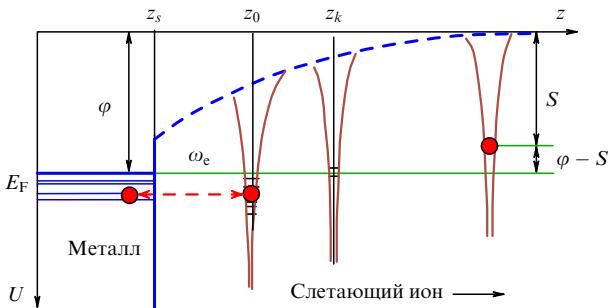


Рис. 49. Модель термодинамически неравновесной кинетической эмиссии отрицательных ионов.

уровень сродства к электрону находится выше уровня Ферми в металле.

Для того чтобы покинуть металл, электрон должен совершить работу выхода φ , часть которой составляет потенциал сил изображения $-e^2/(4z)$, показанный на рис. 49 штриховой кривой. Уровень внешнего электрона в отрицательном ионе при приближении к поверхности понижается и уширяется, как это показано для трёх характерных положений отрицательных ионов, отмечённых кружками на рис. 49. У атома, находящегося вблизи поверхности металла, уровень внешнего электрона может опуститься ниже уровня Ферми электронов в металле E_F , так что электрон может перейти из металла на уровень в отрицательном ионе. Для эмиссии отрицательный ион должен иметь кинетическую энергию более $\varphi - S$, которую он может получить в процессах распыления и отражения от поверхности.

По мере удаления от поверхности уровень внешнего электрона в отрицательном ионе повышается и на расстояниях $z > z_k$ становится выше уровня Ферми в металле (см. рис. 49). Частота электронного обмена иона с металлом (т.е. ширина уровня сродства) экспоненциально уменьшается по мере удаления от поверхности, $\omega_e = \omega_0 \exp(-z/\lambda)$. Чтобы захватить электрон на уровень сродства при удалении от поверхности, атом должен пройти зону захвата $z_k - z_0$ за время, большее времени электронного обмена $1/\omega_{e1}$, а чтобы сохранить электрон на уровне сродства, должен быстро (за время $< 1/\omega_{e2}$) удалиться на расстояние $z - z_k + 3\lambda$, где обмен электронами практически прекращается.

На основе подобной модели были проведены расчёты образования отрицательных ионов водорода при неравновесной кинетической эмиссии. Соответствующие формулы для доли отрицательных ионов в потоке водородных частиц, покидающих поверхность с работой выхода φ , получены в работе [148]. Вычислённая по этим формулам доля отрицательных ионов в потоке покидающих поверхность водородных частиц показана на рис. 50 для различных значений работы выхода с поверхности в зависимости от начальной скорости удаления частиц от неё. Как видно из рисунка, при начальной энергии слетающих отрицательных ионов > 4 эВ и работе выхода эмиттера $< 1,7$ эВ степень отрицательной ионизации водорода может быть более 15 % и существенно увеличиваться при дальнейшем уменьшении работы выхода эмиттера. Проведённые в 1982–1985 гг. измерения степени отрицательной ионизации водородных частиц при

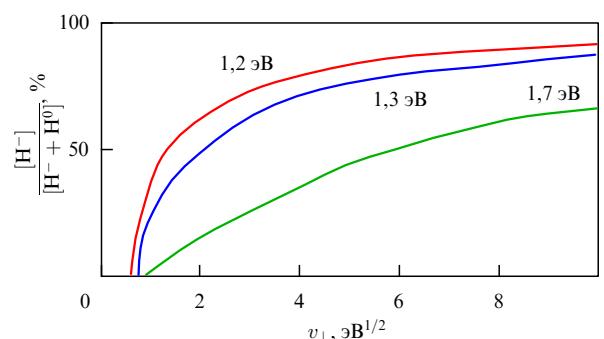


Рис. 50. Степень отрицательной ионизации водорода при кинетической эмиссии с поверхности металла в зависимости от начальной скорости удаления отрицательных ионов от эмиттера с работой выхода соответственно 1,2, 1,3 и 1,7 эВ [148].

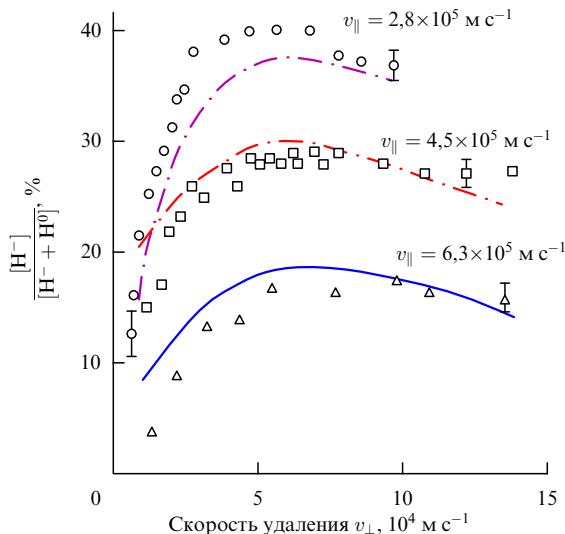


Рис. 51. Степень отрицательной ионизации водородных частиц при их отражении от поверхности W + Cs в зависимости от начальной скорости удаления от эмиттера для трёх значений параллельных эмиттеру скоростей падающих протонов, указанных на рисунке. Кривыми показаны результаты расчёта, символами — экспериментальные данные [150].

скользящем отражении от поверхностей W + Cs показали, что полученные М. Кишиневским [148] расчётные значения степени отрицательной ионизации совпадают с экспериментальными значениями в диапазоне начальных энергий удаления $E < 15$ эВ [149].

Дальнейшее развитие теории кинетической эмиссии отрицательных ионов и экспериментальные исследования зарядового состава вторично-эмиссионных частиц показали, что при больших скоростях падающих на эмиттер частиц на эффективность образования отрицательных ионов при кинетической эмиссии влияет также параллельная поверхности эмиттера скорость падающего иона. Экспериментальные значения степени отрицательной ионизации водорода при отражении от поверхности W + Cs в зависимости от начальной скорости удаления отрицательных ионов и соответствующие расчётные кривые показаны на рис. 51 для трёх значений параллельных эмиттеру скоростей падающих частиц [150].

В 1975–1977 гг. в ИЯФ был проведён цикл экспериментальных работ по исследованию кинетической эмиссии ионов H^- при бомбардировке вольфрамовых и tantalовых эмиттеров ускоренными ионами цезия Cs^+ [151, 152]. Для снижения работы выхода на поверхность эмиттеров производилась непрерывная подача цезия (посредством напыления или подачи через поры эмиттера).

Схема эксперимента по исследованию активации поверхности эмиттера водородной плазмой показана на рис. 52. Эмиттером ионов H^- являлся вращающийся диск. Изучаемая площадка на диске поочерёдно подставлялась под источник паров цезия, затем под плазменную пушку для внедрения водорода в поверхность и далее под источник ионов цезия с энергией 1–2 кэВ. Для поверхностной ионизации цезия использовались горячие вольфрамовые пластины, а для ускорения ионов цезия в направлении к эмиттеру на блок цезия (2 на рис. 52) подавалось положительное напряжение 1–2 кВ относительно вращающегося диска. Этим же напряжением с

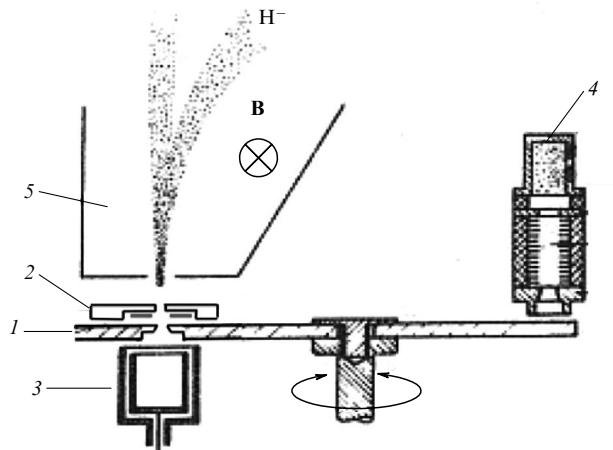


Рис. 52. Схема эксперимента по исследованию эмиссии ионов H^- при активации поверхности эмиттера водородной плазмой. 1 — вращающийся эмиттер, 2 — блок подачи атомов цезия и ионов цезия, 3 — измеритель потока ионов цезия, 4 — плазменная пушка, 5 — полюсы магнита [152].

поверхности эмиттера вытягивались образующиеся в результате распыления водорода, внедрённого в эмиттер, ионы H^- , которые анализировались после сепарации в магнитном поле [152].

В экспериментах с десорбцией отрицательных ионов из Mo-Cs-эмиттера, активированного водородной плазмой, были достигнуты значения коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов водорода $Y^- = 1,2 - 1,45$ [152], в 2–3 раза большие, чем наблюдавшиеся ранее при распылении покрытия, образованного осаждением цезия и водорода из газа над поверхностью [151]. На основе проведённых исследований был создан распылительный источник ионов H^- непрерывного действия с генерацией отрицательных ионов за счёт вторичной ион-ионной эмиссии [152]. Эксперименты с ним подтвердили высокую эффективность поверхностных процессов генерации отрицательных ионов в условиях бомбардировки поверхности электродов водородно-цеziевой плазмой.

5.5. Импульсные поверхности-плазменные источники с генерацией ионов H^- на газоразрядных электродах и на эмиттере с независимым потенциалом

В последующих модификациях планотронного источника электроды и их крепление были сделаны более жёсткими. Это позволило увеличить размеры газоразрядных электродов в направлении, перпендикулярном магнитному полю, в несколько раз, а также уменьшить величину зазора между центральной пластиной катода и анодной вставкой, который определяет толщину слоя плотной плазмы, т.е. разрушение образованных на катоде отрицательных ионов при их движении к эмиссионной щели.

Для планотрона, показанного на рис. 53, размеры центральной пластины катода были увеличены до $40 \times 4 \times 6 \text{ мм}^3$, что позволило в свою очередь увеличить длину эмиссионной щели до 30 мм. Величину зазора между центральной пластиной катода и анодной вставкой, определяющую толщину слоя плотной плазмы, удалось уменьшить до 0,5 мм. Из подобного источника с эмиссионной щелью $0,9 \times 30 \text{ мм}^2$ получен пучок ионов

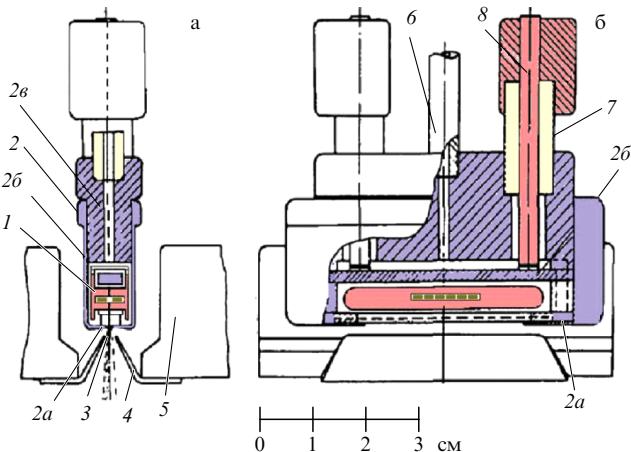


Рис. 53. Модификация планотронного источника с удлинёнными электродами. Сечение (а) вдоль магнитного поля, (б) поперёк магнитного поля. 1 — катод с полой центральной частью, 2 — анодный корпус, 2а — анодная вставка с эмиссионной щелью, 2б — внутренний анод, формирующий электрическое поле над катодом, 2в — корпус анода, 3 — эмиссионная щель, 4 — вытягивающий электрод, 5 — полюсы магнита, 6 — трубка подачи газа, 7 — изоляторы анод—катод, 8 — держатели катода.

H^- с током до 880 мА [17, 153]. Поток сопутствующих электронов имел величину $\sim 1,7$ А.

На планотронном источнике с геометрией, представленной на рис. 53, были проведены также эксперименты по вытягиванию отрицательных ионов через широкую секционированную щель размером $3 \times 10 \text{ mm}^2$, разделённую тонкими пластинками на секции шириной 0,7 мм каждая. Вытягивание отрицательных ионов из секционированной щели производилось с помощью одноапертурного электрода. В такой геометрии из планотрона получен пучок отрицательных ионов с током 1 А, причём на вытягивающем зазоре высотой 3 мм удавалось поддерживать вытягивающее напряжение величиной до 50 кВ [153].

Экспериментально обнаруженный факт интенсивной генерации отрицательных ионов из сильноточного разряда с пенningовской геометрией электродов с малым энергетическим разбросом отрицательных ионов в формируемом пучке [16] был использован для разработки и создания интенсивных импульсных источников ионов H^- для ускорителей [154]. Позднее на основе пенниговских разрядов с полыми катодами были созданы и стационарные источники отрицательных ионов для ускорителей [155]. Схема импульсного пенниговского ППИ, разработанного в ИЯФ, показана на рис. 54 [154, 156].

Источник обеспечивал получение пучков ионов H^- с номинальной интенсивностью 100 мА, длительностью импульсов 100–250 мкс и частотой следования до 100 Гц [156]. Был обеспечен продолжительный ресурс бесперебойной работы источника до 10^8 импульсов. В пенниговском источнике лишь малая часть образующихся на катоде отрицательных ионов, ускоряемых по направлению к плазме прикатодным потенциалом, может попасть в эмиссионную щель. Регистрируемый интенсивный пучок ионов H^- формируется в прианодной области за счёт резонансной перезарядки быстрых "катодных" ионов на атомарном газе, а также за счёт конверсии

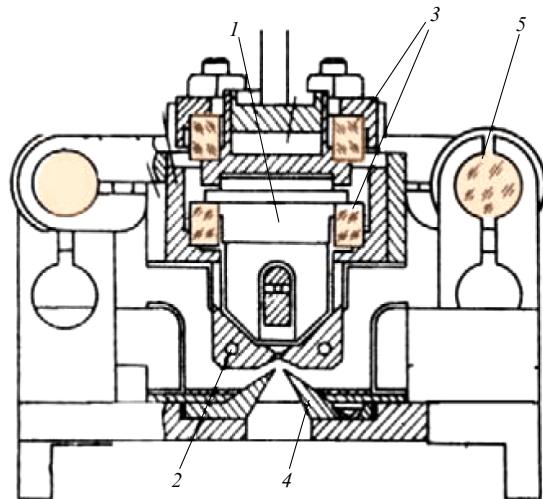


Рис. 54. Схема импульсного пенниговского ППИ. 1 — катод, 2 — охлаждаемый анод, 3 — изоляторы катод—анод, 4 — вытягивающий электрод, 5 — высоковольтный изолятор.

атомов на поверхности анода вблизи эмиссионной щели. Оба процесса, перезарядка в прианодной области и генерация на аноде, обеспечивают получение пучков отрицательных ионов с низким энергетическим разбросом. Благодаря тщательной оптимизации условий вытягивания и формирования пучка из пенниговского источника получены пучки ионов H^- с рекордно высокой нормализованной яркостью: $3 \times 10^7 \text{ A cm}^{-2} \text{ rad}^{-2}$ [157]. Разработанный в ИЯФ импульсный источник с пенниговской геометрией электродов был установлен на 600-МэВ-ном линейном ускорителе мезонной фабрики в Москве [158], и его конструкция стала прототипом для аналогичных источников, используемых на мезонных фабриках в Лос-Аламосе [159] и Оксфорде [160].

Следующим шагом в развитии поверхностно-плазменных источников ИЯФ стало создание ППИ с сильноточным разрядом и эмиттером с независимым потенциалом [144], конструкция которого схематически показана на рис. 55. Узкий слой плазмы создавался с помощью отражательного разряда в магнитном поле с полыми катодами. Подача водорода и цезия осуществлялась через каналы в полых катодах. Независимый

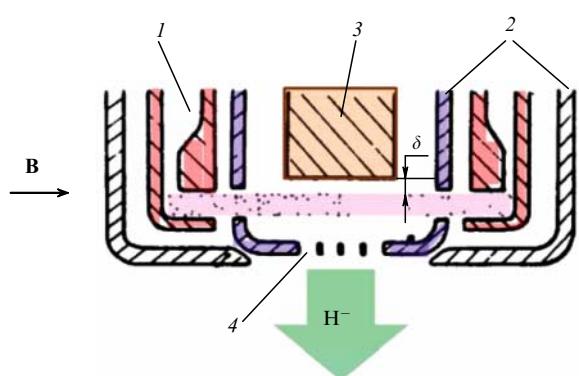


Рис. 55. Источник отрицательных ионов с независимым эмиттером. 1 — полые катоды, 2 — внутренний и внешний корпуса анода, 3 — эмиттер с регулируемым напряжением смещения относительно анода, 4 — секционированная эмиссионная щель.

эмиттер отрицательных ионов помещался с небольшим зазором ($\delta = 0,1\text{--}1\text{ мм}$) вблизи границы плазменного слоя, определяемой размером окон во внутреннем корпусе анода. Для подачи цезия на поверхность независимого эмиттера использовался дополнительный источник цезия. Вытягивание отрицательных ионов проводилось с помощью одноапертурного вытягивающего электрода (не показан на рис. 55) через секционированную эмиссионную щель, расположенную напротив эмиттера.

На эмиттер подавалось отрицательное относительно анода смещение величиной до 300 В, которое определяло ток и энергию вытягиваемых из плазменного слоя положительных ионов, бомбардирующих эмиттер. Максимальный ток в цепи эмиттера, регистрируемый при напряжениях на эмиттере $> 80\text{--}100$ В, величиной до 80 А составлял около 20 % от тока отражательного разряда. В этом случае большую часть тока в цепи эмиттера (до 90 %) составляли положительные ионы, тогда как вторичные электроны отклонялись в магнитном поле и возвращались к эмиттеру.

Ток пучка отрицательных ионов, вытягиваемых из источника с независимым эмиттером отрицательных ионов, определялся током отражательного разряда, расстоянием от эмиттера до плазменного слоя и напряжением на эмиттере [144]. Изменение эмиссионной плотности тока отрицательных ионов, полученного из источника с независимым эмиттером и секционированной щелью размером $3 \times 30\text{ мм}^2$, в зависимости от напряжения на эмиттере показано на рис. 56. При относительно небольшом удалении, $\delta = 0,7\text{ мм}$, эмиттера от плазменного слоя (нижняя кривая на рис. 56) ток пучка отрицательных ионов не зависел от напряжения на эмиттере и определялся процессами образования отрицательных ионов в прианодной области, типичными для пленниковских ППИ (см. выше). При приближении эмиттера к плазменному слою (верхняя кривая, $\delta = 0,1\text{ мм}$, на рис. 56) ток пучка отрицательных ионов возрастал с увеличением U_{em} , насыщаясь при напряжениях $U_{\text{em}} \approx 70\text{--}80$ В. Наблюдаемое при увеличении напряжения эмиттера 2,5-кратное приращение плотности тока отрицательных ионов обусловлено как возрастанием генерации отрицательных ионов на поверхности эмиттера вследствие ускорения положительных ионов, так и

увеличением генерации отрицательных ионов на стенах секционированной эмиссионной щели за счёт потока быстрых частиц, отражаемых от поверхности эмиттера.

При небольших размерах эмиссионной щели из источника с независимым эмиттером $0,37 \times 10\text{ мм}^2$ и отражательным разрядом током 450 А получен пучок отрицательных ионов с эмиссионной плотностью $5,4\text{ А см}^{-2}$ [144], которая в $\approx 1,5$ раза превышает эмиссионную плотность тока, достигнутую ранее в планетронном источнике. Однако в целом энергетическая эффективность получения отрицательных ионов в источнике с независимым эмиттером была низкой, а поддержание оптимального цезиевого покрытия на поверхности требовало существенно большей подачи цезия в область эмиттера.

С 1980 г. работы по стационарному источнику отрицательных ионов с мультипольным удержанием плазмы и генерацией отрицательных ионов на независимом эмиттере (конверторе) проводились в Национальной лаборатории Беркли им. Лоуренса (США) [161], а с 1985 г. источник такого типа успешно используется для зарядной инъекции отрицательных ионов в протонных ускорителях Японии и США [162, 163].

Для изучения динамики цезия в сильноточных разрядах ППИ были проведены измерения потоков ионов цезия на электроды источника, расхода атомов цезия через эмиссионную щель и спектральные измерения линий атомов и ионов цезия. С помощью поверхностно-ионизационного детектора цезия измерен поток цезия, выходящий через эмиссионную щель источника [164]. Было подтверждено (рис. 57), что вследствие ионизации цезия и его запирания плотной плазмой сильноточного разряда вынос цезия из источника в течение разрядного импульса довольно мал, тогда как после выключения разряда наблюдается в течение малого времени выброс цезия через эмиссионную щель [164]. Амплитуда и продолжительность выбросов цезия после выключения разряда увеличивались с повышением температуры анода.

Было установлено, что расход цезия через эмиссионную щель импульсного планетронного источника определяется температурой анода. Эта температура существенно влияет на стационарное истечение цезия в промежутках между рабочими импульсами, а также на величину импульсного выброса цезия, амплитуда и про-

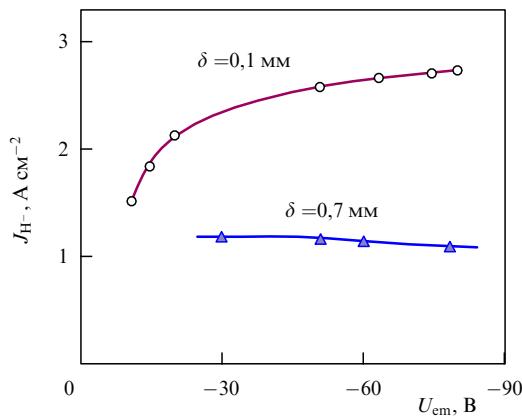


Рис. 56. Изменение эмиссионной плотности тока отрицательных ионов j_{H^-} , вытягиваемых из источника с независимым эмиттером, в зависимости от напряжения на эмиттере U_{em} . Около кривых указаны значения величины зазора δ между эмиттером и плазменным слоем.

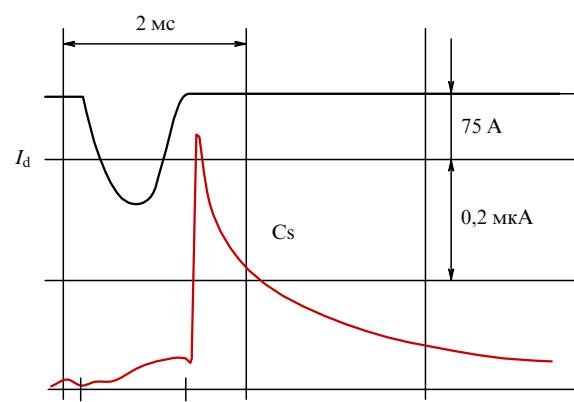


Рис. 57. Осциллограмма тока разряда I_d и потока атомов цезия Cs из эмиссионной щели, регистрируемого поверхностно-ионизационным детектором цезия [164].

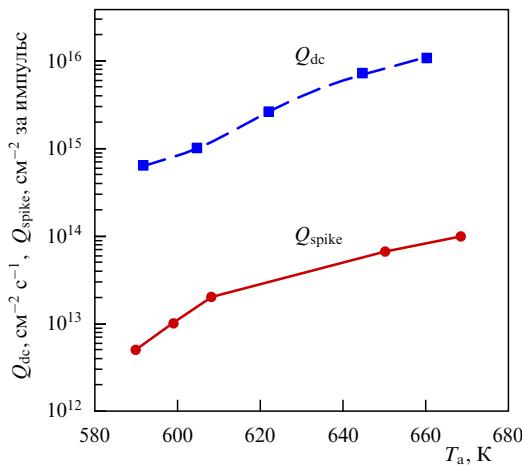


Рис. 58. Зависимости стационарного термодесорбционного потока цезия из источника Q_{dc} и количества цезия Q_{spike} , выносимого в импульсе после выключения разряда, от температуры анода T_a [165].

должительность которого зависят от скорости осаждения цезия на более холодные участки анода после выключения разряда [165]. Зависимости стационарного термодесорбционного потока цезия из источника и количества цезия, выносимого в импульсе после выключения разряда, показаны на рис. 58. При частоте следования импульсов $< 10 \text{ Гц}$ и температуре анода $< 300^\circ\text{C}$ расход цезия в планетарном источнике, обусловленный его выносом через эмиссионную щель, определяется величиной стационарного потока Q_{dc} и не превышает $0,5 \text{ мг см}^{-2} \text{ ч}^{-1}$.

Вытягиванием ионов через диагностические отверстия в катоде и аноде источников с последующим анализом ионных потоков в магнитном масс-спектрометре было определено, что в течение разряда цезий является почти полностью ионизованным и переносится на катод электрическим полем разряда, тем самым поддерживая динамически устойчивое оптимальное покрытие катодов импульсных ППИ цезием [165].

Были рассчитаны скорости установления и величины оптимального покрытия катодов цезием в импульсных сильноточных ППИ [142]. В условиях сильноточного разряда величина покрытия катода цезием θ определяется соотношением между скоростями захвата и распыления цезия:

$$\frac{d\theta}{dt} = (1 - \theta)(\alpha_+ j_{Cs^+} + \alpha_0 j_{Cs_0}) - \theta \left(\gamma_{Cs-Cs} j_{Cs^+} + \sum \gamma_{Cs-H_i} j_{H_i} \right), \quad (5.1)$$

где N_{Cs} — монослойное покрытие поверхности цезием, первый член правой части характеризует захват цезия из бомбардирующих поверхность потоков ионов j_{Cs^+} и атомов цезия j_{Cs_0} , а второй член — его распыление ионами цезия и водорода. Коэффициенты α_+ , α_0 характеризуют захват цезия в пересчёте на падающий ион или атом цезия, а коэффициенты γ_{Cs-Cs} , γ_{Cs-H_i} — его распыление падающими ионами цезия и водорода. В течение разрядного импульса $j_{Cs^+} \gg j_0$ и решение уравнения (5.1) принимает стандартный вид:

$$\theta = \theta_{eq} - (\theta_{eq} - \theta_0) \exp \left(-\frac{t}{\tau_{eq}} \right), \quad (5.2)$$

где величины θ_{eq} и τ_{eq} характеризуют величину и время установления равновесного покрытия катода цезием:

$$\theta_{eq} = \left[1 + \frac{\gamma_{Cs-Cs}}{\alpha_+} + \frac{\sum \gamma_{Cs-H_i} j_{H_i}}{\alpha_+ j_{Cs^+}} \right]^{-1}, \quad (5.3)$$

$$\tau_{eq} = \frac{N_{Cs}}{(\alpha_+ + \gamma_{Cs-Cs}) j_{Cs^+} + \sum \gamma_{Cs-H_i} j_{H_i}}.$$

Подстановка коэффициентов α_+ , α_0 и измеренных значений токов на катод j_{Cs^+} и j_{H_i} показывает, что в сильноточных разрядах в скрещенных полях (с планетарной, полупланетарной и пеннигровской геометрией электродов) оптимальное для генерации отрицательных ионов равновесное покрытие катода цезием имеет величину $\theta_{eq} \approx 0,50-0,55$ от монослоистого и достигается за время $\tau_{eq} = 10^{-4} \text{ с}$ [142].

Эффект быстрой ионизации цезия в импульсных сильноточных разрядах ППИ и перенос ионов цезия на катод, а также динамика цезия в ППИ подтверждены спектроскопическими измерениями, проведёнными в ИЯФ и Сухумском физико-техническом институте [166, 167].

Измерения потоков водорода из импульсных ППИ проводились с помощью разработанного в ИЯФ дифференциального ионизационного датчика с улучшенным соотношением сигнал — помеха [168]. Осциллограммы разностного сигнала датчика потока водорода из планетарного источника во время и после разрядного импульса приведены на рис. 59. В течение разрядного импульса водород удерживается давлением плазмы в боковых зазорах газоразрядной камеры, а по мере уменьшения тока разряда "плазменный" клапан открывается и накопленный водород выходит через эмиссионную щель. Как видно из рис. 59, поток водорода из источника и соответствующая ему плотность водорода в эмиссионной зоне могут уменьшаться примерно в 5–10 раз по сравнению с таковыми перед зажиганием разряда. Подобное понижение плотности водорода в эмиссионной зоне и области формирования пучка уменьшает обтирку ионов H^- при прохождении через плазму и вытягивании из источника.

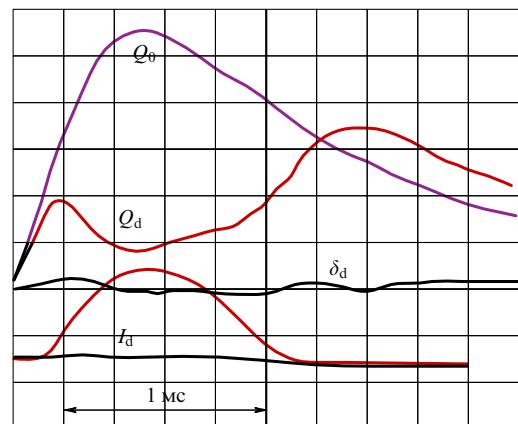


Рис. 59. Осциллограммы разностного сигнала датчика потока водорода из эмиссионной щели планетарного источника в отсутствие разряда Q_0 и в течение и после разрядного импульса Q_d . I_d — ток разряда, δ_d — сигнал датчика при равных токах эмиссии термокатодов, характеризующий эффективность компенсации помех в присутствии сильноточного разряда.

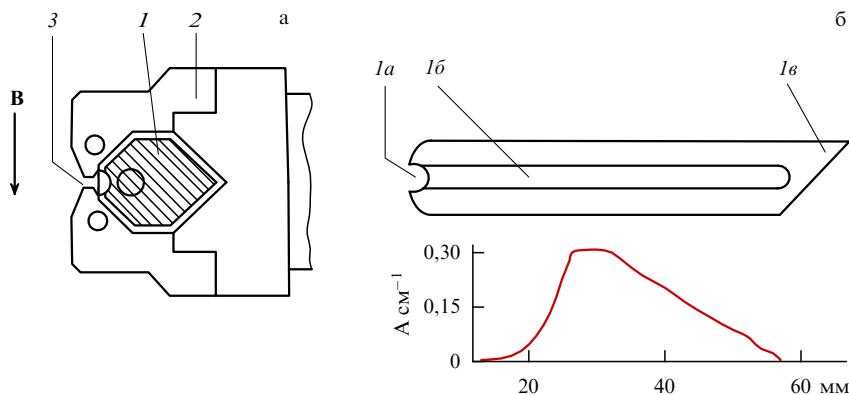


Рис. 60. (а) Геометрия газоразрядной камеры первого полупланотронного источника. Направление магнитного поля источника \mathbf{B} показано стрелкой. (б) Вид на катод со стороны эмиссионной щели и распределение тока пучка отрицательных ионов вдоль щели при вытягивании через щель $1 \times 40 \text{ mm}^2$. 1 — катод, 2 — анод, 3 — эмиссионная щель, 1 a — поджиговая выемка, 1 b — жёлоб катода, 1 c — хвостовой скос катода.

В описанных выше вариантах ППИ с планотронной геометрией электродов используется разряд в скрещенных полях с замкнутым дрейфом электронов. В этом случае даже при использовании широких секционированных эмиссионных щелей в пучок отрицательных ионов формируется лишь малая часть ионов, образующихся на электродах. Необходимость замыкания $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа электронов в газоразрядном зазоре осложняет конструкцию и затрудняет размещение подводов к источнику (водорода, цезия, трубок охлаждения электродов).

Для повышения эффективности использования плазмы в ППИ и создания конструкции, более доступной для размещения подводов к источнику и интенсивного охлаждения электродов, было предложено использовать сильноточные разряды без замыкания $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа электронов, в которых сильноточная плазма создаётся с одной стороны катода непосредственно вблизи эмиссионной щели. Подобная геометрия, использующая только одну из сторон газоразрядного зазора планотрона, была названа полупланотроном [169, 170].

Схематическая геометрия первого полупланотрона показана на рис. 60. Сильноточный разряд инициируется на "поджиговом" торце ГРК (1 a на рис. 60) и распространяется по газоразрядному жёлобу 1 b за счёт дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. В скошенной хвостовой части 1 c газоразрядного зазора дрейф электронов прекращается и плазма распадается.

Для облегчения зажигания разряда без замкнутого $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа электронов в поджиговую область разряда подавались водород и цезий, а сама поджиговая выемка в катоде была сделана более глубокой, чем на основной части катода, что обеспечивало лучшее удержание электронов в зоне осцилляций между противоположными выступами катода, образующими поджиговую выемку. Жёлобу катода была придана полуцилиндрическая форма, с тем чтобы сконцентрировать отрицательные ионы, уходящие от катода в сторону эмиссионной щели (способ, предложенный для электронов ещё в 1879 г. английским учёным У. Круксом). Глубина жёлоба 0,7 мм, ширина 3 мм, радиус кривизны 2 мм. Благодаря скосу в хвостовой части катода на торце катода 1 c создавалось электрическое поле, параллельное магнитному, тем самым обеспечивался сброс электронов вдоль силовых линий

магнитного поля из катодного жёлоба на анод. На противоположной от эмиссионной щели части газоразрядного зазора также создавались условия, препятствующие осцилляциям электронов и возникновению паразитных разрядов.

Вытягивание отрицательных ионов производилось через эмиссионные щели различной длины. Распределение плотности тока отрицательных ионов, вытягиваемых через эмиссионную щель $1 \times 40 \text{ mm}^2$, показано на рис. 60б. Плотность тока отрицательных ионов достигала максимума в средней части щели, напротив средней части катодного жёлоба. При токе разряда 120 А (и полной площади рабочей части катода $2,5 \text{ cm}^2$) из щели полупланотрона размером $0,72 \times 45 \text{ mm}^2$ был получен пучок отрицательных ионов с током $\approx 0,9 \text{ A}$, сравнимым с током пучка, получаемого из планотрона с эмиссионной щелью размером $0,9 \times 30 \text{ mm}^2$ и с катодом такой же площадью при существенно большем токе разряда — 450 А [17]. Эти результаты подтвердили работоспособность полупланотронного разряда без замыкания $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа электронов и свидетельствовали об эффективной геометрической фокусировке отрицательных ионов, образующихся на катоде с полуцилиндрической формой эмитирующей поверхности.

5.6. Импульсные поверхности-плазменные источники с геометрической фокусировкой

Следующим шагом в исследованиях импульсных ППИ стали создание и исследование многоапертурных полупланотронов с геометрической фокусировкой в щелевые или круглые эмиссионные отверстия образующихся на катоде отрицательных ионов. На рисунке 61 показана схема первого многожелобкового полупланотрона, использующего разряд без замыкания $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа электронов и геометрическую фокусировку отрицательных ионов в эмиссионные щели [170–172]. В таком источнике сильноточный разряд без замкнутого дрейфа электронов поджигался в объёме между многожелобковой поверхностью катода площадью $1,5 \times 6 \text{ cm}^2$ и анодом, в котором имелось пять пропиленных эмиссионных щелей размером $0,8 \times 50 \text{ mm}^2$ каждая. Для более однородного распределения водорода и цезия по длине газоразрядного зазора в теле катода была сделана полость, соединённая с газоразрядным объёмом узкими

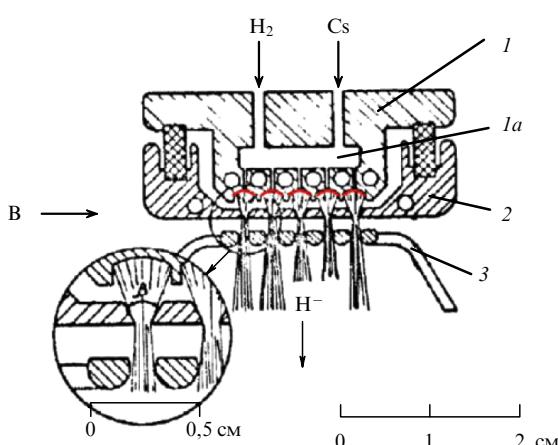


Рис. 61. Геометрия пятижелобкового полупланотрона: 1 — катод, 1а — распределительная полость в катоде, 2 — анод, 3 — многощелевой вытягивающий электрод. Направление магнитного поля \mathbf{B} показано стрелкой.

щелевыми каналами, через которые водород и пары цезия поступали в разряд.

При распределённой подаче водорода и цезия после активации катода разрядом (см. ниже) удавалось добиться более однородного горения сильноточного разряда по всей поверхности катодных желобов. При этом выход ионов H^- был максимальным, а распределение тока по длине эмиссионных щелей являлось равномерным. Благодаря одномерной геометрической фокусировке в желобковом полупланотроне повышенена эффективность использования рабочей поверхности катода и снижены тепловые нагрузки на газоразрядные электроды источника. В многощелевом полупланотроне отрицательные ионы собирались в эмиссионные щели с 40 % рабочей поверхности катода и пучок ионов H^- с током 2,6 А был получен при относительно низком токе разряда (100 А) [172]. В то же время в планотроне с плоским катодом удавалось полезно использовать до 15 % площади катода и выход отрицательных ионов при токе разряда 100 А составлял 0,8 А [144].

Для уменьшения плотности водорода, выходящего из многоапертурных ППИ в зону формирования пучка, и увеличения газовой эффективности источников был создан полупланотронный источник с двумерной геометрической фокусировкой отрицательных ионов в круглые эмиссионные отверстия, который в соответствии со структурой расположения сферически-вогнутых лунок на поверхности катода получил название сотового [173]. Изменение геометрии газоразрядных электродов при

переходе от одномерной геометрической фокусировки к двумерной проиллюстрировано на рис. 62, где показаны электроды многоапертурных желобкового и сотового ППИ с одинаковыми размерами эмиссионной поверхности катодов.

Из многощелевого и сотового источников, показанных на рис. 62, с одинаковой площади эмиссионной поверхности катодов ($\sim 10 \text{ см}^2$) были получены пучки отрицательных ионов примерно равной интенсивности, а зависимости тока пучка от тока разряда почти совпадали (рис. 63) [173]. Более эффективная генерация отрицательных ионов наблюдалась на "катодном" участке зависимостей на рис. 63 при токах разряда в диапазоне 5–50 А, на котором ток пучка линейно возрастает с темпом 1,5 А на 50 А тока разряда. В диапазоне токов разряда > 150 А наблюдался линейный "анодный" участок возрастания тока пучка отрицательных ионов с темпом $\approx 1,5$ А на 300 А тока разряда.

Наблюдаемый в диапазоне токов разряда 60–150 А переход катодного участка зависимости в анодный обусловлен увеличением плотности плазмы в газоразрядном зазоре и увеличением обширки образующихся на катоде отрицательных ионов при их прохождении через плазменный слой. При возрастании обширки быстрых катодных отрицательных ионов, ускоренных прикатодным падением напряжения разряда, наблюдается пропорциональное возрастание потока быстрых атомов, бомбардирующих анод и стенки эмиссионных щелей, что в свою очередь приводит к увеличению анодной группы пучка отрицательных ионов.

На катодном участке зависимостей (см. рис. 63) при токе разряда 50 А средняя мощность тепловой нагрузки на катод не превышала 0,5 кВт см^{-2} , а энергетическая "цена" генерации отрицательных ионов в разряде составляла менее 4 кэВ на ион.

Отметим, что в сотовом источнике благодаря четырёхкратному уменьшению площади эмиссионных отверстий (по сравнению с таковой в щелевом полупланотроне) удалось добиться более однородного распределения эмиссионной плотности тока по поверхности катода и получать пучки ионов H^- с высокой газовой эффективностью. Так, при вытягивании пучка с током 2,5–3 А через 100 эмиссионных отверстий общей площадью $0,5 \text{ см}^2$ измеренный интегральный поток водорода из источника в течение разрядного импульса составлял 3×10^{19} молекул в 1 с (≈ 10 экв. А в пересчёте на атомы), т.е. импульсная газовая эффективность в пересчёте на атомы достигала 25–30 %.

Высокая эмиссионная плотность получаемых пучков отрицательных ионов, пониженный уровень мощности,

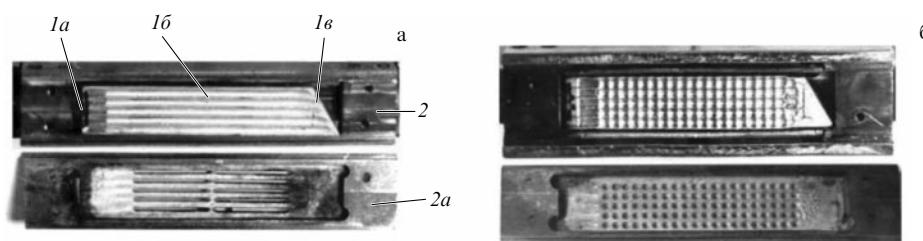


Рис. 62. Фотографии газоразрядных электродов полупланотронов с цилиндрической (а) и сферической (б) геометрическими фокусировками. 1а — поджиговая выемка в катоде, 1б — желобы или ряды сферически-вогнутых лунок на катоде, 1в — хвостовой срез катода, 2 — анодный корпус, 2а — анодная крышка с эмиссионными отверстиями.

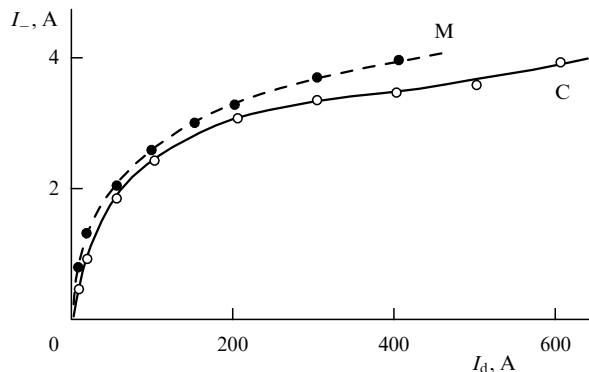


Рис. 63. Зависимость тока пучка отрицательных ионов I_{-} от тока разряда I_d для пятищелевого полупланотрона М и сотового источника С с такой же площадью катода.

выделяемой на электродах, малый расход рабочего вещества (водорода и цезия), экранирование основной части рабочей поверхности катода от внешних потоков быстрых частиц, возможность многократного повышения тока пучка благодаря увеличению числа ячеек стимулировали дальнейшие исследования и совершенствование сотовых ППИ.

Были проведены моделирование и экспериментальное исследование эффективности геометрической фокусировки в сотовых ППИ. Для количественной оценки факторов, влияющих на величину геометрической фокусировки, в ИЯФ был разработан трёхмерный код MODA [174, 175], использующий принципы кода MARLOWE. Моделировалось образование отрицательных ионов при распылении и отражении протонов от мишени, насыщенной водородом, рассчитаны коэффициенты отражения и распыления, энергетические спектры отражённых и распыляемых частиц. Было установлено влияние величины прикатодного падения напряжения разряда, формы и толщины этого слоя, состава ионного тока на катод, геометрии газоразрядных электродов на эффективность сбора отрицательных ионов в эмиссионные отверстия ППИ [174, 175].

Для экспериментальной проверки эффективности геометрической фокусировки в ППИ были проведены эксперименты по вытягиванию отрицательных ионов из сотового источника, в котором на поверхности катода часть сферически-вогнутых лунок заменялась плоскими участками, как это схематически показано в верхней части рис. 64 [176]. Было установлено, что пучок отрицательных ионов, вытягиваемый при положении эмиссионного отверстия напротив сферически-вогнутого участка катода, в 2–3 раза больше, чем при положении отверстия напротив плоского участка (зависимость I_{H-} на рис. 64). Ток положительных ионов, вытягиваемых при смене полярности напряжения, приложенного к газоразрядной камере, был также больше в случае отверстия, расположенного напротив сферически-вогнутого участка катода (зависимость I_{H+} на рис. 64).

Были проведены измерения энергетического спектра отрицательных ионов, вытягиваемых из такого источника, при различных положениях эмиссионного отверстия относительно центра сферически-вогнутых лунок. Изменение полного тока пучка отрицательных ионов I_{H-} , вытягиваемого через одно эмиссионное отверстие сотового источника, и тока регистрируемых электростатическим энергоанализатором катодной (С) и анодной (А) групп пучка при перемещении эмиссионного отверстия относительно центра сферически-вогнутой лунки на поверхности катода [177].

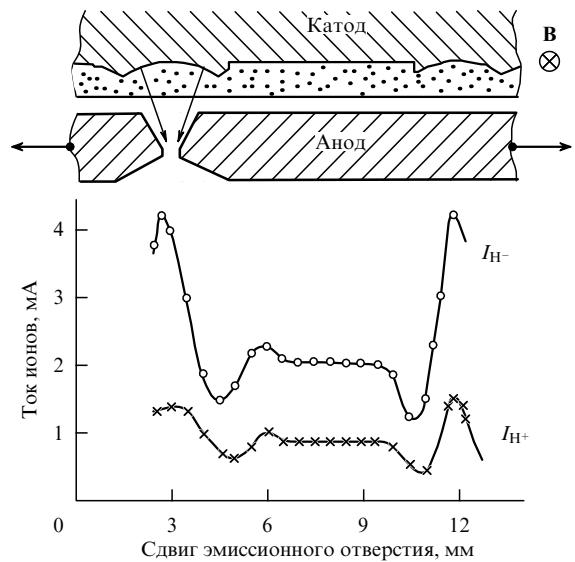


Рис. 64. Распределение тока пучка отрицательных (I_{H-}) и положительных (I_{H+}) ионов, вытягиваемых из сотового источника, при различных положениях эмиссионного отверстия относительно сферически-вогнутых и плоских участков катода. При вытягивании положительных ионов полярность напряжения, приложенного к газоразрядной камере источника, сменялась противоположной.

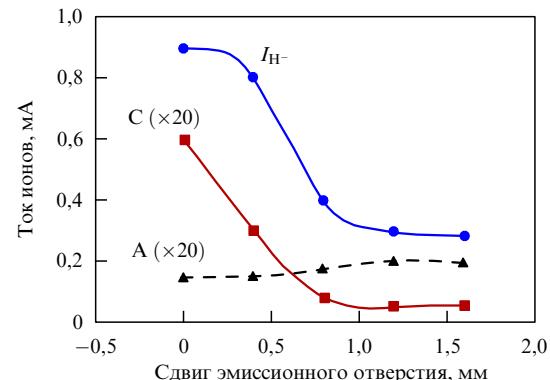


Рис. 65. Изменение тока пучка отрицательных ионов I_{H-} и тока регистрируемых электростатическим энергоанализатором катодной (С) и анодной (А) групп пучка при перемещении эмиссионного отверстия относительно центра сферически-вогнутой лунки на поверхности катода [177].

тическим энергоанализатором катодной (С) и анодной (А) групп пучка при перемещении эмиссионного отверстия относительно сферически-вогнутой лунки на поверхности катода показано на рис. 65 [177]. При положении эмиссионного отверстия напротив точки фокуса около 80 % вытягиваемых отрицательных ионов имело среднюю энергию 175 эВ (при напряжении разряда 150 В), т.е. ионы были образованы на поверхности катода. Энергия 20 % ионов вытягиваемого пучка в этом случае соответствовала потенциалу анода. При перемещении эмиссионного отверстия в точку "минимума" (соответствующую сдвигу 1,5 мм на рис. 65) интенсивность катодной группы отрицательных ионов (С на рис. 65) уменьшалась в 10 раз, при этом средняя энергия ионов этой группы вследствие большего углового разброса отрицательных ионов, образующихся при отражении быстрых частиц, возрастила до 240 эВ. Анодная группа (А на рис. 65) при таком смещении наоборот,

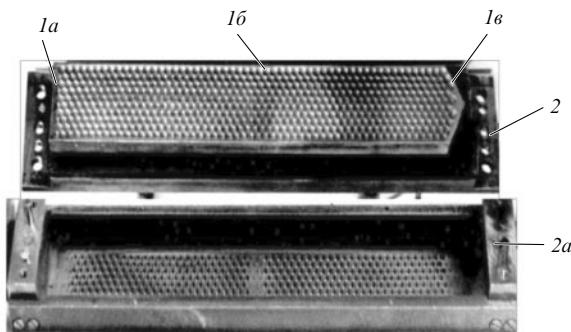


Рис. 66. Фотография газоразрядных электродов импульсного сотового источника с 600 элементарными ячейками вытягивания пучка. 1 a — поджиговая выемка в катоде, 1 b — поверхность катода с 600 сферически-вогнутыми лунками, расположенными в гексагональном порядке, 1 b — областьброса электронов, 2 — анодный корпус, 2 a — анодная крышка с 600 эмиссионными отверстиями.

возрастала в 1,5 раза, так что её интенсивность в три раза превышала интенсивность катодной группы [177].

Определённая экспериментально эффективность геометрической фокусировки (отношение тока пучка, полученного из сотового источника, к току из аналогичного источника с плоским катодом) составила: 3–3,5 для полного пучка отрицательных ионов, 10–12 для группы "распылённых" с катода отрицательных ионов, 1,5–2 для группы "отражённых" от катода отрицательных ионов и 0,8–0,9 для анодной группы отрицательных ионов [176]. Геометрическая фокусировка наиболее эффективна для группы распыляемых с катода отрицательных ионов благодаря меньшему энергетическому и угловому разбросу частиц, образующихся при распылении с поверхности катода [174].

В 1983 г. был разработан импульсный многоапертурный сотовый источник (МСИ) с увеличенной поверхностью электродов и 600 элементарными ячейками вытягивания и формирования пучка отрицательных ионов [178, 179]. Принципиальная схема газоразрядной камеры МСИ аналогична разработанным ранее многоапертурным полупланотронным источникам (см. рис. 61). Сильноточный тлеющий разряд МСИ локализован в протяжённом ($3 \times 20 \text{ см}^2$) зазоре между поверхностью катода и анодной крышкой с эмиссионными отверстиями. С краёв разрядное пространство ограничено поджиговой выемкой, боковыми выступами катода и областьюброса электронов, показанными на рис. 66.

Внешним электромагнитом в области разряда создавалось параллельное плоскости газоразрядного зазора магнитное поле величиной 0,05–0,15 Тл. Высота боковых выступов катода, определяющая толщину области осцилляций электронов в разряде на основной части катода, 1–2 мм. Для облегчения зажигания разряда в области поджиговой выемки высота боковых выступов катода увеличена до 4–5 мм. Полезная эмиссионная поверхность катода увеличена до 54 см^2 . Водород подавался в газоразрядный зазор от нескольких импульсных электромагнитных клапанов через распределительную полость в катоде, а для формирования необходимого профиля плотности водорода по длине газоразрядного зазора внутри полости устанавливалась пластина с переменным шагом перепускных отверстий.

Сферически-вогнутые лунки (с радиусом кривизны поверхности 3,5 мм) располагались по поверхности

катода в гексагональном порядке, и для более полного использования поверхности катода их диаметры перекрывались. Конусные эмиссионные отверстия диаметром 0,9 мм были просверлены в местах фокусировки пучка (с учётом сдвига струек в магнитном поле). Суммарная площадь эмиссионных отверстий составляла $3,8 \text{ см}^2$. Вытягивание отрицательных ионов проводилось с помощью жалюзийной системы электродов. Для повышения электрической прочности вытягивающего промежутка величиной 1,3 мм и площадью $3,3 \times 20 \text{ см}^2$ жалюзи вытягивающей системы были изготовлены из профилированного молибдена и прогревались встроенными внутри омическими нагревателями [178].

Ток разряда МСИ изменялся в диапазоне до 700 А, напряжение разряда в рабочем режиме 150–200 В. Основными факторами, определяющими эффективность генерации отрицательных ионов, являлись толщина и однородность цезиевого покрытия на катоде, распределение водорода по протяжённому газоразрядному зазору, однородность распределения разрядного (особенно ионного) тока по эмиттирующей поверхности катода. При оптимизации перечисленных факторов из МСИ был получен и ускорен до энергии 25 кэВ пучок ионов H^- с током более 11 А при длительности импульсов до 0,8 мс и частоте их следования 1 Гц. Полный регистрируемый ток отрицательных ионов составлял 12 А (с учётом тока более тяжёлых отрицательных ионов примесей). Средняя плотность тока отрицательных ионов в эмиссионных отверстиях МСИ составляла $\approx 3 \text{ А см}^{-2}$, а средняя плотность отрицательных ионов в пучке — 180 мА см^{-2} .

Распределение плотности тока пучка j_{H^-} в эмиссионных отверстиях по длине МСИ приведено на рис. 67б. Резкое уменьшение эмиссии на краях эмиссионной зоны обусловлено пониженной плотностью плазмы в начальной и сбросовой области разряда из-за неоднородной "самоактивации" катода разрядом. На рисунке 67а показано измеренное с помощью помехозащищённых датчиков распределение плотности потока водорода, выходящего из МСИ (в пересчёте на атомы) перед зажиганием разряда Q_0 и в течение разрядного импульса Q_d . При токе пучка 11 А поток водорода из эмиссионных отверстий (в пересчёте на атомы) составил $Q_d \sim 3 \times 10^{20}$ атомов в секунду, соответственно, импульсная газовая эффективность достигала величины $\eta = I_{H^-}/Q_d \geq 20\%$. Благо-

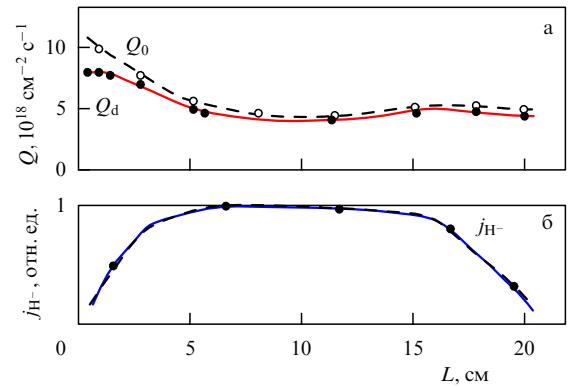


Рис. 67. (а) Распределение плотности потока водорода, выходящего из различных участков МСИ (в пересчёте на атомы), Q_0 до зажигания разряда и Q_d в течение разрядного импульса. (б) Распределение плотности тока пучка j_{H^-} в эмиссионных отверстиях по длине МСИ.

даря запиранию цезия плазмой разряда вынос цезия в течение разрядного импульса был незначительным, а расход цезия из МСИ, обусловленный термодесорбционным потоком в промежутках между импульсами, не превышал $10 \text{ мг} \cdot \text{ч}^{-1}$.

5.7. Стационарные поверхностно-плазменные источники для ускорителей

Впервые стационарный поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов с непрерывно поддерживаемым разрядом и вытягиванием пучка был создан и исследован в ИЯФ [180] в 1990 г. Плазма в таком источнике создавалась разрядом с полупланотронной геометрией ГРК. Для облегчения поджига разряда с тыльной стороны катода была сделана параллельная магнитному полю поджиговая выемка, в которую подавались водород и пары цезия. Генерация отрицательных ионов осуществлялась на сферически-вогнутой поверхности катода, что обеспечивало фокусировку образующихся на катоде ионов в конусное эмиссионное отверстие с проходным диаметром 1 мм. Отрицательные ионы вытягивались напряжением до 20 кВ с помощью конусного вытягивающего электрода. Из водородно-цеziевого разряда напряжением 100 В и током 0,8 А получены пучки ионов H^- с током 2,5 мА. При разряде мощностью менее 100 Вт источник не требовал охлаждения. Было проведено несколько однодневных циклов ресурсных испытаний источника, которые показали перспективность таких ППИ для практического применения.

В 1992–1994 гг. были проведены испытания стационарной работы поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов с пенниговской геометрией электродов и инжекцией плазмы в газоразрядную камеру через полости и отверстия в катодах [181, 182]. В этой модификации источника с увеличенным объёмом плазмы использовалось многоапertureное вытягивание отрицательных ионов через несколько конических отверстий в анодной крышке. При мощности разряда 300 Вт (5 А, 60 В) получен стационарный пучок ионов H^- с током 19 мА [181]. Из аналогичного источника с объёмом плазмы $16 \times 36 \times 9 \text{ мм}^3$ и стационарным вытягиванием ионов через 18 эмиссионных отверстий диаметром 2,6 мм каждое получен пучок ионов H^- с током 50 мА при мощности разряда 560 Вт (7 А, 80 В) [182].

В 1998 г. были начаты работы по созданию стационарных поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов с инжекцией плазмы из нагреваемых полых катодов. Сначала стационарная генерация и вытягивание отрицательных ионов испытывались на полупланотронном источнике с четырьмя крупными сферически-вогнутыми лунками и нагреваемым полым катодом, установленным в поджиговой выемке катода полупланотронного разряда, показанном на рис. 68. Катод нагревался омическим нагревателем, а водород и цезий подавались в полость катода и через узкие щели в зону полупланотронного разряда. Стационарный сильноточный разряд инициировался и поддерживался инжекцией плазмы из полого катода в поджиговую выемку. При вытягивании пучка через четыре эмиссионные щели, размером $2 \times 10 \text{ мм}^2$ каждая, из стационарного разряда током 12 А получены четыре отдельных пучка ионов H^- с током более 10 мА каждый [183].

В 2002 г. был создан и испытан ППИ с нагреваемыми полыми катодами и пенниговской геометрией газо-

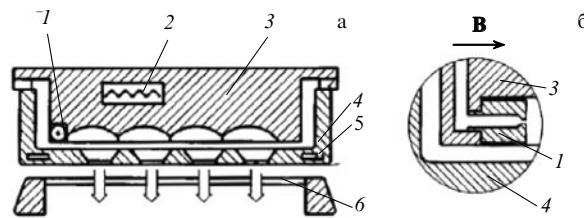


Рис. 68. Полупланотронный источник с полым катодом и четырьмя сферически-вогнутыми лунками для геометрической фокусировки отрицательных ионов. (а) Сечение поперёк магнитного поля. (б) Геометрия поджиговой выемки и полого катода (сечение вдоль магнитного поля) [183]. Направление магнитного поля показано стрелкой. 1 — полый катод, 2 — нагреватель катода, 3 — катод с четырьмя сферически-вогнутыми лунками, 4 — анод, 5 — каналы охлаждения, 6 — щелевой вытягивающий электрод.

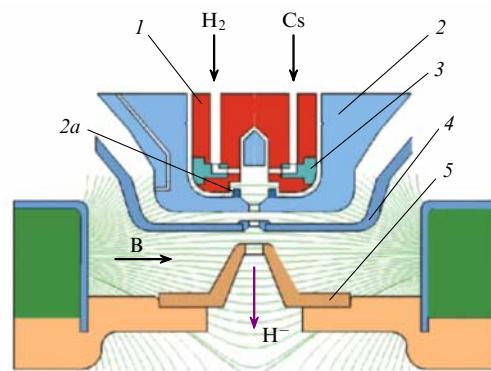


Рис. 69. Схема стационарного источника отрицательных ионов с пенниговской геометрией разряда и полыми катодами. Сечение вдоль магнитного поля, направление которого показано стрелкой. 1 — катод, 2 — анод, 2a — анодный воротник, 3 — вставка полого катода, 4 — вытягивающий электрод, 5 — ускоряющий электрод.

разрядной камеры. Его принципиальная схема показана на рис. 69. Полые катоды, используемые для инжекции плазмы в пенниговский разряд, выполнены в виде небольших цилиндрических вставок в массивные катодные выступы. Подача водорода и цезия через полости катодов с малыми выходными отверстиями (диаметром 1,2 мм) обеспечивает перепад плотности рабочего вещества между внутренней областью полого катода и областью пенниговского разряда. Для подачи цезия использовалась компактная внешняя цезиевая печь с таблетками хромата цезия с титаном. Эмиссия плазмы из полостей катода поддерживает стационарный пенниговский разряд с токами до 10 А и напряжением 70–120 В при пониженном давлении водорода (30 мТорр) в газоразрядной камере.

Отрицательные ионы образуются в результате конверсии быстрых атомов на поверхности анода. Оптимальная температура анода для получения пучка H^- составляет 250–300 °C. Извлечение и ускорение пучка отрицательных ионов производится с помощью трёхэлектродной ИОС. Магнитное поле величиной до $\approx 0,1 \text{ Тл}$ создаётся внешним магнитом, при этом обеспечивается выпуклая конфигурация магнитных силовых линий, необходимая для повышения высоковольтной прочности ИОС.

На экспериментальной модели такого источника получен стационарный пучок ионов H^- с током до 5 мА

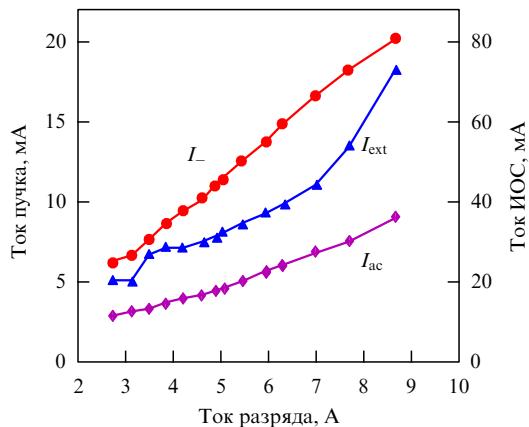


Рис. 70. Зависимости тока пучка I_- и токов электродов ИОС I_{ext} и I_{ac} от тока разряда.

[184]. В 2004 г. был разработан экземпляр источника с током пучка отрицательных ионов до 8 мА [185], который был установлен на тандемный ускоритель ИЯФ в 2006 г. Конструкция и характеристики пенниговского ППИ с полыми катодами, используемого на тандеме ИЯФ, подробно описаны в [186]. С помощью этого источника на тандеме ИЯФ получен и ускорен до энергии 2 МэВ пучок протонов с током 5,7 мА [187]. Было проведено несколько модификаций конструкции этого источника, увеличивающих срок его службы и упрощающих его обслуживание в течение более чем десятилетнего срока его эксплуатации. Полное время работы источника составляет около 2900 ч при средней ежедневной продолжительности работы около 5 ч. Общая операционная статистика работы источника на тандеме ИЯФ описана в [188].

Для получения стационарных пучков ионов H^- с увеличенными током и энергией ионов в условиях длительной непрерывной работы на ускорителях были спроектированы и изготовлены модифицированные версии пенниговского источника с полыми катодами [189, 190]. Электроды разряда и ИОС этих источников сделаны более массивными, а для их терморегуляции на

периферии фланцев, поддерживающих электроды, установлены контуры водяного охлаждения. Диаметр эмиссионного отверстия и диаметр апертур электродов ИОС были увеличены до 3,5 мм. Оба источника [189, 190] позволяют получать стационарные пучки ионов H^- с током до 15 мА при токе разряда 6–7 А, напряжении разряда 75–85 В, скорости подачи водорода 0,15 л Торр s^{-1} и магнитном поле $\approx 0,1$ Тл.

Зависимости эмиссионных токов источника (тока пучка и токов в цепях электродов ИОС) от тока пенинговского разряда для источника [190] приведены на рис. 70. Ток H^- возрастает пропорционально разрядному току и при величине последнего 6–7 А достигает 15 мА. При токе пучка ионов 15 мА общий ток в цепи вытягивания составляет около 40 мА, а ток в цепи ускоряющего электрода — 25 мА.

Компьютерное управление (автопилот) обеспечивает длительную работу источника по сценарию с заданным диапазоном стабилизации тока пучка. Было проведено несколько длительных испытательных циклов непрерывной работы источника продолжительностью более 100 ч. Пример стабильной работы источника, поддерживаемой автопилотом в течение непрерывных испытаний, приведён на рис. 71.

Дальнейшие усовершенствования пенниговских ППИ с полыми катодами включали в себя увеличение диаметров эмиссионного отверстия анода и апертур ИОС до 5 мм, а также модификацию магнитной системы [191]. Для снижения потока электронов, вытягиваемых из плазмы совместно с отрицательными ионами из отверстия с увеличенной апертурой, в прианодной области вокруг эмиссионного отверстия был установлен воротник (см. рис. 69). Благодаря снижению потока сопутствующих электронов уменьшены распыление анодной крышки и эрозия вытягивающего электрода ИОС.

Усовершенствованный источник обеспечивает продолжительную работу с получением стационарного пучка ионов H^- с током 25 мА и эмиссионной плотностью тока более $0,125 A \text{ см}^{-2}$ при разрядном токе ~ 10 А [191]. При увеличении тока разряда более чем 10 А насыщения тока пучка не наблюдалось, что свидетельствует о возможности увеличения тока пучка H^- за счёт даль-

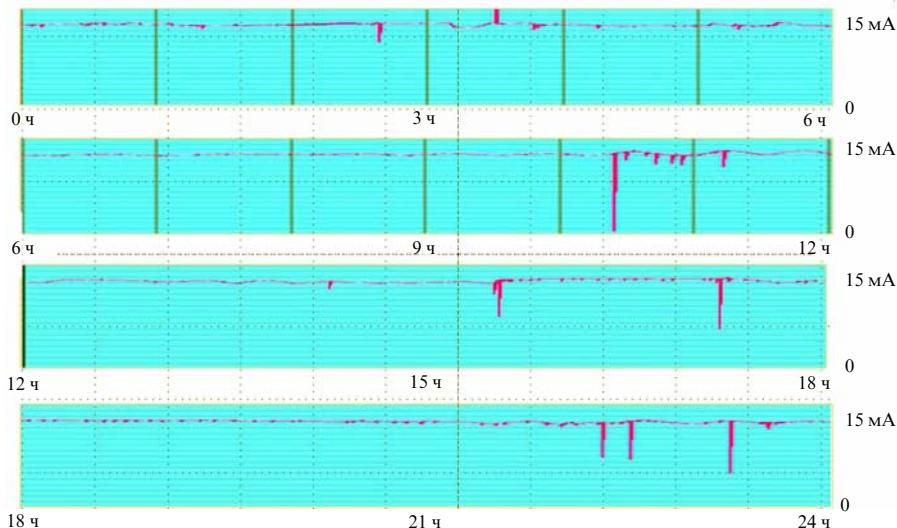


Рис. 71. Поддержание тока пучка H^- на стабильном уровне 15 мА в течение 24-часовых испытаний с помощью автопилота [190].

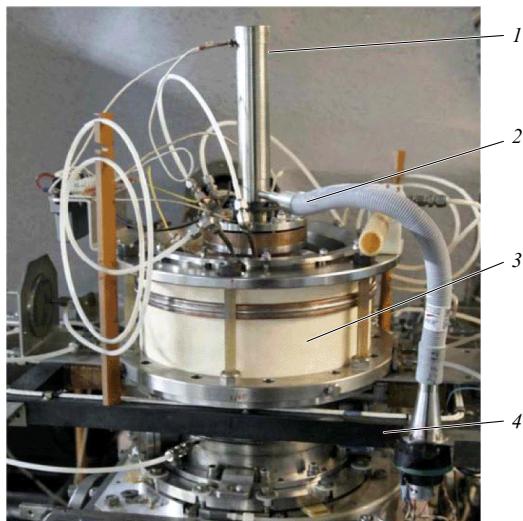


Рис. 72. 25-миллиамперный ППИ с полыми катодами на экспериментальном стенде. 1 — нагреваемый контейнер с цезиевыми таблетками, 2 — воздушное охлаждение для управления температурой холодной точки цезиевой системы и регулирования подачи цезия, 3 — керамический изолятор между фланцами вытягивающего и ускоряющего электродов ИОС, 4 — магнитная система с внешним магнитопроводом [191].

нейшего повышения тока разряда и усиления охлаждения электродов источника. Внешний вид установленного на экспериментальном стенде 25-миллиамперного пенниговского ППИ с полыми катодами показан на рис. 72.

Были исследованы пульсации тока пучка и шумы разряда стационарного пенниговского источника с полыми катодами [192]. Частотный спектр флуктуаций тока пучка и разряда состоит из нескольких отдельных пиков, причём основной пик флуктуаций имеет частоту 0,3–0,4 МГц. Анализ результатов показал, что флуктуации тока пучка вызваны колебаниями локальной плотности плазмы в разряде, которые в свою очередь порождаются колебаниями эмиссионной способности катода и

перераспределением плотности тока разряда между различными областями катода. Это подтверждалось высокой чувствительностью флуктуаций разряда и пучка к цезиевому покрытию на катоде и их слабой зависимостью от магнитного поля и подачи водорода. Было установлено, что тренировка и кондиционирование электродов разрядом приводят к уменьшению шумов разряда и пучка.

В работах [193, 194] выявлены условия и возможности применения стационарных источников с катодной генерацией отрицательных ионов. Были созданы и испытаны сильноточные стационарные ППИ ионов H^- с полупланетронной и планетронной геометриями электродов. Как показали измерения, в стационарных полупланетронном и планетронном источниках необходимо поддерживать разряд с более высоким (~ 100 В) напряжением. В полупланетронном источнике вытягиваемый пучок примерно на 30 % состоит из отрицательных ионов, образовавшихся на катоде, тогда как в планетронном разряде катодная группа отрицательных ионов составляет около 20 % от тока пучка. Полупланетронный источник обеспечивает наиболее высокую эффективность генерации ионов H^- при токах разряда до 5 А, при больших токах разряда катод перегревался, что приводило к уменьшению тока пучка.

5.8. Квазистационарные источники

с высокочастотным разрядом для инжекторов управляемого термоядерного синтеза

В 2009 г. в ИЯФ был предложен детальный план сооружения высоковольтного (с энергией пучка 0,5–1 МэВ) инжектора атомов [195] для использования на установке FRC (Field Reversed Configuration) для УТС. Инжектор включает в себя источник отрицательных ионов, секцию транспортировки и сепарации пучка, ускоритель и нейтрализатор (рис. 73).

Согласно выбранной схеме пучок отрицательных ионов от ВЧ-источника ионов ускоряется до энергии 120 кВ и транспортируется через секцию с поворотными магнитами, находящуюся под потенциалом –880 кВ

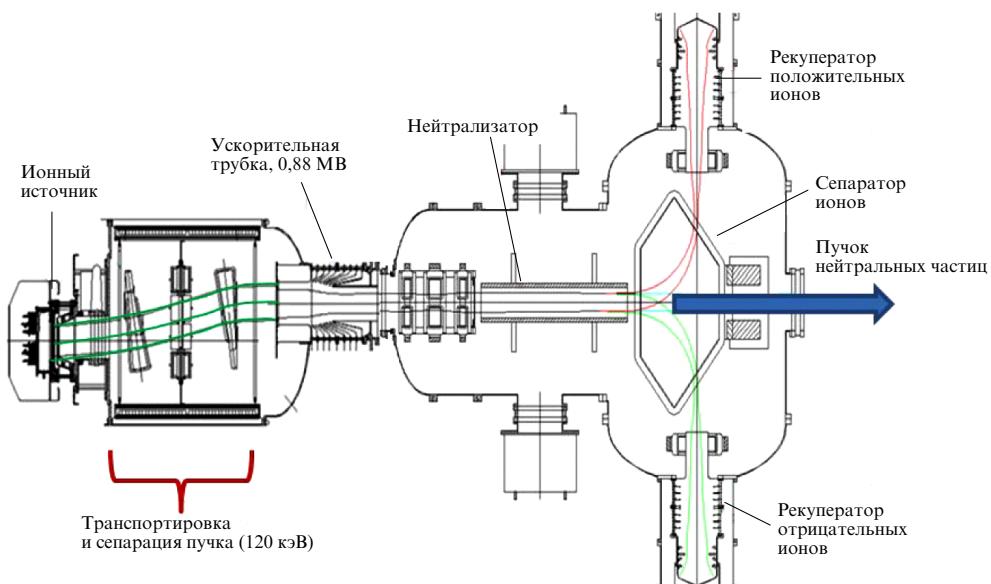


Рис. 73. Схема высоковольтного инжектора ИЯФ с ускорением отрицательных ионов.

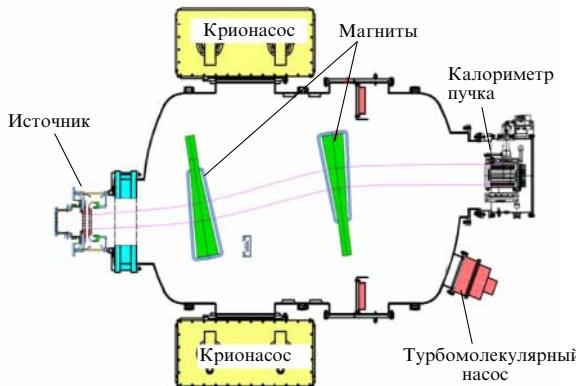


Рис. 74. Схема экспериментального стенда для получения и транспортировки интенсивных пучков отрицательных ионов.

относительно земли. Проходя через эту секцию, пучок смещается с оси источника и фокусируется на вход одноапертурного ускорителя, который осуществляет дальнейшее ускорение пучка до энергии 0,5–1 МэВ. Ускоренный пучок отрицательных ионов в камере нейтрализатора конвертируется в пучок высокоэнергетических нейтральных частиц. Образовавшийся пучок нейтральных частиц в камере сепаратора отделяется от сопутствующих пучков положительных и отрицательных ионов и выводится на мишень, тогда как сопутствующие пучки положительных и отрицательных ионов после сепарации направляются в рекуператоры энергии. В рамках программы по созданию инжектора высокоэнергетических атомов в ИЯФ ведутся работы по всем перечисленным этапам получения, ускорения и нейтрализации пучков отрицательных ионов.

В 2014 г. был создан экспериментальный стенд для разработки и исследования стационарных сильноточных поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов (рис. 74). Стенд состоит из вакуумного бака диаметром 2,1 м и длиной 3,1 м с откачкой двумя крионасосами и двух поворотных магнитов, предназначенных для параллельного сдвига пучка отрицательных ионов от оси источника к оси ускорителя. Для диагностики пучка в баке установлен передвижной коллектор типа цилиндра Фарадея, а на выходном фланце — калориметр пучка. Вакуумная секция с поворотными магнитами, осуществляющая сдвиг осей источника и ускорителя, необходима для очистки пучка ионов перед его инъекцией в ускоритель от первичных частиц, выходящих из источника, и от вторичных частиц, образующихся в процессе формирования пучка. Смещение осей источника и ускорителя защищает ионный источник от встречного потока положительных ионов из ускорителя. Интенсивная откачка вакуумного бака крионасосами способствует уменьшению обтирки отрицательных ионов, а также уменьшает образование и размножение вторичных частиц в области транспортировки пучка и в ускорителе.

Для применения в инжекторе ИЯФ был разработан поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов с высокочастотным генератором плазмы, обеспечивающий вытягивание отрицательных ионов из эмиттера большой площади [196]. Принципиальная схема источника показана на рис. 75. Его основными элементами являются ВЧ-драйвер, расширительная камера, плазменный электрод, служащий эмиттером отрица-

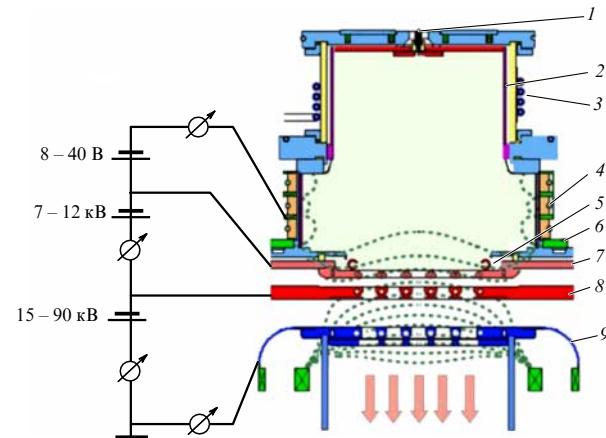


Рис. 75. Принципиальная схема источника и схема электрических измерений. 1 — искровой поджиг, 2 — фарадеевский экран, 3 — антenna ВЧ-драйвера, 4 — магнитная стена расширительной камеры, 5 — распределительная трубка подачи цезия, 6 — дипольный магнитный фильтр, 7 — плазменный электрод, 8 — вытягивающий электрод, 9 — ускоряющий электрод. Линии магнитного поля показаны пунктирными кривыми.

тельных ионов, ионно-оптическая и магнитная системы, система подачи цезия и система термостабилизации электродов (на рис. 75 не показана).

Плазма создаётся в цилиндрической камере драйвера индукционным ВЧ-разрядом в водороде. Водород подаётся с помощью клапана через узел искрового поджига. ВЧ-разряд зажигался в результате искрового поджига по поверхности изолятора. Индукционный ВЧ-разряд частотой 4 МГц обеспечивался с помощью внешней 3,5-витковой антенны. На заднем фланце камеры драйвера установлены постоянные магниты, увеличивающие эффективность разряда и снижающие диффузию плазмы из области разряда на торец драйвера. Для защиты керамики драйвера от эрозии под воздействием плазмы внутри драйвера установлен щелевой молибденовый фарадеевский экран. ВЧ-драйвер работал при давлении водорода в камере 0,3–0,5 Па, обеспечивая поддержание разряда при вкладываемой в плазму мощности до 36 кВт.

Образовавшаяся в драйвере плазма распространялась в расширительную камеру с периферийным мультипольным магнитным полем, создаваемым постоянными магнитами, а её частицы бомбардировали плазменный электрод, ограничивающий расширительную камеру снизу. Плазменный электрод являлся эмиттером отрицательных ионов, которые образовывались за счёт конверсии быстрых частиц плазмы на его поверхности. Для усиления генерации отрицательных ионов на поверхность плазменного электрода подавались пары цезия, которые вводились в источник через распределительно-накопительную трубку (5 на рис. 75) при нагреве внешнего контейнера с цезийсодержащими таблетками.

Образующиеся на эмиттере отрицательные ионы вытягивались и формировались в пучок с помощью трёхэлектродной многоапертурной ионно-оптической системы. Для повышения электрической прочности высоковольтных промежутков ИОС в источнике применялась термостабилизация электродов, при которой электроды ИОС предварительно нагревались, а в течение рабочего импульса охлаждались горячим теплоносителем. В соот-



Рис. 76. Электроды ионно-оптической системы: (а) плазменный, (б) вытягивающий, (в) ускоряющий.

ветствии с рекомендациями, выработанными при эксплуатации импульсных планетронных ППИ (см. раздел 5.3) и стационарных ППИ с полыми катодами (см. раздел 5.7), магнитное поле в области ИОС имело форму силовых линий, препятствующую накоплению электронов, т.е. силовые линии были выгнуты в сторону плазменного и вытягивающего электродов [197]. Силовые линии магнитного поля в центральной плоскости источника показаны на рис. 75 пунктирными кривыми. Большинство сопутствующих электронов, вытягиваемых совместно с отрицательными ионами, отклоняются поперечным магнитным полем, создаваемым в ИОС, и поглощаются на стенках вытягивающего электрода.

Фотографии многоапertureных электродов ионно-оптической системы источника приведены на рис. 76. В плазменном электроде было просверлено 25 конических отверстий с проходным диаметром 16 мм каждое (рис. 76а) для вытягивания образующихся отрицательных ионов. В вытягивающем электроде (рис. 76б) были проделаны конические отверстия диаметром 14 мм для прохождения вытягиваемого пучка. В ускоряющем электроде использовались щелевые отверстия шириной 16 мм и длиной 108 мм (рис. 76в). Щели ускоряющего электрода устанавливались соосно с коническими отверстиями плазменного и вытягивающего электродов, а их длина была ориентирована перпендикулярно силовым линиям магнитного поля ИОС.

Нагрев и охлаждение электродов горячим теплоносителем необходимы для работы источника в водородно-цеевом режиме с подачей цезия. Нагрев плазменного электрода требуется для оптимизации его цезиевого покрытия и увеличения генерации отрицательных ионов, тогда как повышенная температура вытягивающего электрода ($100\text{--}250^\circ\text{C}$) необходима для улучшения высоковольтной прочности ИОС. Нагрев помогает предотвратить накопление цезия на кромках электродов ИОС и его неконтролируемую десорбцию при бомбардировке ускоряемыми отрицательными ионами, сопутствующими электронами и потоками встречных положительных ионов. Предварительный нагрев плазменного и вытягивающего электродов до температуры $150\text{--}250^\circ\text{C}$ и их охлаждение горячим теплоносителем во время импульсов обеспечиваются за счёт прокачки высокотемпературного теплоносителя через каналы, просверленные в электродах ИОС. Прокачка высокотемпературного теплоносителя обеспечивалась с помощью промышленной термостабилизирующей системы фирмы Lauda.

Принципиально новыми введёнными в конструкцию ВЧ-источника ИЯФ элементами являлись нагрев электродов ИОС и их охлаждение прокачкой горячего теплоносителя, использование поперечного магнитного поля ИОС с искривлёнными силовыми линиями и подача цезия непосредственно на поверхность эмиттера через накопительно-распределительную трубку. Проведённые на экспериментальном стенде ИЯФ исследования

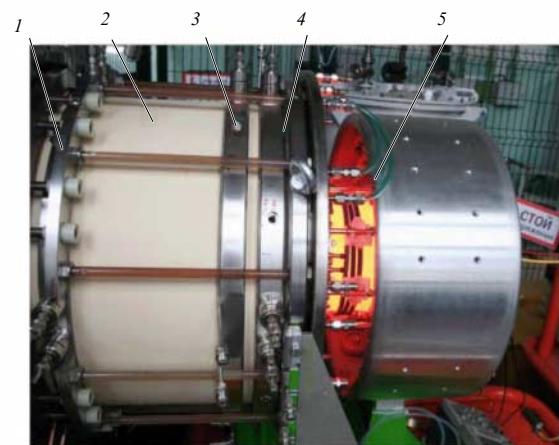


Рис. 77. Общий вид ВЧ-источника в течение разрядного импульса. 1 — фланец ускоряющего электрода, 2 — керамический изолятор, 3 — фланец вытягивающего электрода, 4 — фланец плазменного электрода, 5 — ВЧ-драйвер.

показали работоспособность новых элементов, введённых в конструкцию источника [198, 199].

Благодаря перечисленным нововведениям была достигнута стабильность работы источника в водородно-цеевом режиме при низком расходе цезия и необходимой высоковольтной прочности зазоров ИОС. Получены стабильные пучки ионов H^- с током пучка на выходе ИОС $1,2 \text{ A}$ и энергией 90 кэВ в импульсах длительностью 2 с при мощности ВЧ-разряда 34 кВт и исходном давлении водорода $0,4 \text{ Па}$. Эмиссионная плотность тока пучка при вытягивании составляла 28 mA cm^{-2} . Ток сопутствующих электронов не превышал 1 A . Размер пучка ионов H^- , проведённого на расстояние $1,6 \text{ м}$, составил $30 \times 35 \text{ см}^2$. На рисунке 77 показан общий вид ВЧ-источника с включённым ВЧ-разрядом.

При работе источника в режиме длинных импульсов (длительностью до 25 с) для защиты керамики драйвера от перегрева и эрозии быстрыми частицами плазмы внутри драйвера устанавливался щелевой металлический фарадеевский экран. При этом мощность, вводимая в плазму, снижалась. Было обнаружено, что введение фарадеевского экрана увеличивает положительный потенциал плазмы вследствие повышенной диффузии электронов на металлический фарадеевский экран [199]. Возрастание потенциала плазмы ВЧ-разряда увеличивало значение оптимального смещения напряжения на плазменном электроде U_{PG} , необходимого для подавления потока сопутствующих электронов.

Типичные осциллограммы эмиссионных токов, иллюстрирующие работу источника с установленным фарадеевским экраном в импульсах длительностью 25 с , показаны на рис. 78. Как видно из осциллограмм, ток формируемого пучка ионов $\text{H}^- I_b$ стабилен в течение импульса. Полный ток в цепи вытягивания I_{ex} , характеризующий сумму токов пучка ионов и сопутствующих электронов, в два раза превышал ток пучка отрицательных ионов. Разностный ток $I_e = I_{\text{ex}} - I_b$, соответствующий току сопутствующих электронов, являлся постоянным в течение большей части 25-секундного импульса и возрастал примерно на 20% к его концу.

Стабильность тока сформированного пучка отрицательных ионов свидетельствует о неизменности парамет-

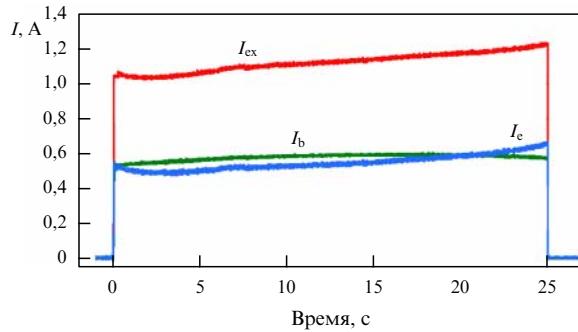


Рис. 78. Осциллограммы эмиссионных токов источника в длинных импульсах. I_{ex} — ток в цепи выпрямителя вытягивающего напряжения, I_{b} — ток пучка на выходе ИОС, I_{e} — ток сопутствующих электронов. ВЧ-драйвер с фарадеевским экраном, мощность ВЧ-разряда $P_{\text{RF}} = 17$ кВт, вытягивающее напряжение $U_{\text{ex}} = 7$ кВ, ускоряющее напряжение $U_{\text{ac}} = 75$ кВ, давление водорода в разрядной камере 0,35 Па.

ров плазмы, прилегающей к плазменному электроду, и стабильности цезиевого покрытия эмиттера отрицательных ионов в течение 25-секундного импульса. Увеличение тока сопутствующих электронов в конце импульса, по-видимому, обусловлено возрастанием потенциала плазмы в расширительной камере, вызванным обеднением её цезиевого покрытия [196].

При работе источника без фарадеевского экрана максимальная мощность, вкладываемая в плазму, увеличивалась до 36 кВт при меньшей на 20 % подаче водорода, а необходимое оптимальное напряжение U_{PG} , подаваемое на плазменный электрод, уменьшалось в два раза. Максимальный ток пучка отрицательных ионов на выходе из источника без фарадеевского экрана был пропорционален мощности, вкладываемой в разряд, и составлял $I_{\text{b}} = 1,2$ А.

Было установлено, что распределённая подача цезия через отверстия распределительной трубы на предварительно нагретый плазменный электрод позволяет обеспечить высокий уровень эмиссии отрицательных ионов, который удается поддерживать в течение продолжительного времени без последующего дополнительного введения цезия в распределительную трубку. Долговременное поддержание необходимого для генерации цезиевого покрытия на плазменном электроде обеспечивается выделением цезия из распределительной трубы, нагреваемой разрядом, а также восстановлением цезия из образовавшихся соединений при плазмо-химических реакциях. В частности, однократное выделение 0,5 г цезия обеспечило работу источника в течение 32 сут с получением пучка в 2500 длинных импульсах [200].

Нагрев электродов ИОС горячим теплоносителем значительно облегчил процедуру тренировки электродов ИОС и увеличил электрическую прочность высоковольтных зазоров ИОС [197]. На рисунке 79 приведён пример процедуры тренировки вытягивающего зазора источника при работе с вытягиванием ионного пучка. Предварительно высоковольтной тренировкой электродов в вакууме было достигнуто поддержание высокого напряжения — 12 кВ. В начале работы с вытягиванием пучка (импульсы 1–12 на рис. 79), несмотря на значительное последовательное понижение приложенного напряжения, в 11 выстрелах из 12 наблюдались пробои. Нагрев плазменного и вытягивающего электродов уско-

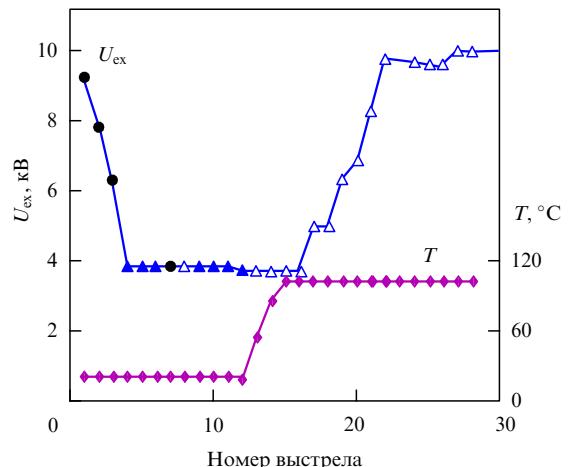


Рис. 79. Ускорение тренировки вытягивающего зазора ИОС при нагреве плазменного и вытягивающего электродов. U_{ex} — напряжение на вытягивающем зазоре. Светлые треугольники — импульсы без пробоев, тёмные треугольники — с пробоями и восстановлением напряжения, кружки — с пробоями без восстановления напряжения. T — температура электродов.

рил тренировку вытягивающего зазора и позволил получить номинальное вытягивающее напряжение 10 кВ в течение 10 последующих двухсекундных тренирующих импульсов. Аналогичные зависимости, характеризующие ускорение процедуры тренировки электродов ИОС и увеличения электрической прочности высоковольтных зазоров, получены для ускоряющего зазора ИОС в случаях как тренировки электродов импульсами высокого напряжения в вакууме, так и тренировки электродов с ускорением ионного пучка [197].

Увеличение электрической прочности высоковольтных промежутков ИОС в источнике с использованием цезия обусловлено повышением скорости перераспределения цезия при нагреве электродов. Количество цезия, адсорбированного на кромках электродов ИОС, облучаемых частицами пучка, определяется соотношением между скоростью осаждения цезия на электроды ИОС и скоростью его выноса на периферию электродов ИОС. Накопление цезия на электродах ИОС происходит главным образом во время пауз между импульсами и зависит от количества и распределения цезия в плазменной камере, продолжительности паузы, температуры электродов, давления защитного газа в источнике. Нагрев электродов экспоненциально увеличивает поверхностную диффузию и термическую десорбцию и способствует предотвращению накопления цезия на кромках электродов ИОС, если приток цезия из плазменной камеры мал. Подобный случай реализуется в описываемом ВЧ-источнике ИЯФ, в котором интенсивная генерация отрицательных ионов обеспечивается при незначительном расходе цезия [200]. При работе с пучком скорость ухода цезия с кромок нагреваемых электродов ИОС увеличивается (из-за распыления цезия ускоренными частицами пучка и потоками встречных положительных ионов).

Исследования транспортировки пучка отрицательных ионов показали, что через секцию с поворотными магнитами на расстояние 3,5 м удается провести около 80 % полученного из источника пучка отрицательных ионов (при размерах входного окна калориметра $30 \times 30 \text{ см}^2$), при этом сформированный пучок отрица-

тельных ионов хорошо отделяется от образующихся в процессе транспортировки быстрых атомов обтирки и сопутствующих потоков частиц [201].

6. Конверсионные мишени для пучков отрицательных ионов большой энергии

В настоящее время инжекция пучков быстрых атомов изотопов водорода является одним из важнейших методов поддержания и нагрева плазмы в термоядерных ловушках с магнитным удержанием. Требуемые энергии пучков составляют несколько сотен кэВ, а в будущем достигнут нескольких МэВ [202–204]. Пучки высокогенеретичных атомов можно получать лишь нейтрализацией ускоренных ионов в специальных конверсионных мишенях. Для преобразования пучка положительных ионов изотопов водорода в атомарный пучок используются мишени из различных газов, а также из паров металлов. Однако при энергиях ионов H^+ более 100 кэВ (для D^+ — более 200 кэВ) эффективность нейтрализации убывает до величины, меньшей, чем 0,2. Таким образом, начиная с энергии 75 кэВ на нуклон предпочтительным оказывается использование отрицательных ионов водорода [205]. В мишени из паров металлов в этом случае может быть достигнут выход атомов 0,65 в требуемом диапазоне энергий частиц.

В ИЯФ было предложено использовать для конверсии пучков отрицательных ионов плазменную мишень [3]. В процессе конверсии пучка отрицательных ионов в атомарный пучок выход атомов определяется отношением сечения отрыва слабосвязанного электрона от отрицательного иона и сечения ионизации образовавшегося в результате такого процесса атома $\gamma = \sigma_{-10}/\sigma_{01}$. При этом учитывается, что сечение двукратной ионизации отрицательного иона в одном акте столкновения много меньше сечений указанных процессов ($\sigma_{11} \ll \sigma_{01}, \sigma_{-10}$). Тогда для мишени с оптимальной линейной плотностью выход атомов из мишени составит $N_{opt}^0 = 1/\gamma^{1/\gamma-1}$. Расчётная зависимость долей зарядовых компонентов пучка от отношения σ_{-10}/σ_{01} представлена на рис. 80.

Для большинства газов отношение сечений равно 2,5–3,5, так что выход атомов составляет 0,52–0,55 [206, 207]. Использование мишеней из паров щелочных металлов позволяет достичь величины $N_{opt}^0 = 0,6$ [208]. В случае полностью ионизованной плазмы сечение отрыва электрона от отрицательного иона сильно возрастает. Это связано с отсутствием экранирования дальнодействующего кулоновского потенциала для прицельных параметров столкновений, меньших дебаевского радиуса. В борновском приближении зависимость сечения потери электрона от относительной скорости сталкивающихся частиц имеет вид $\sigma \sim \ln(mv^2/I)/(Iu^2)$, где m — масса электрона, I — энергия сродства к электрону или потенциал ионизации атома. Таким образом, для мишени из полностью ионизованной водородной плазмы отношение сечений будет весьма слабо (логарифмически) зависеть от энергии вследствие выполнения условия $mv^2/I \gg 1$ и отношение сечений будет приблизительно равно 20. Для такого отношения сечений выход атомов при энергии в несколько сотен кэВ и более, когда зарядово выполнены условия применимости борновского приближения, должен составить $\sim 0,85$.

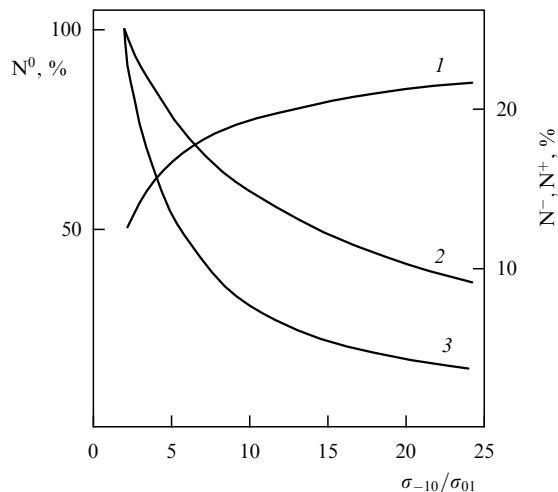


Рис. 80. Зависимость долей зарядовых компонентов пучка от σ_{-10}/σ_{01} при оптимальной толщине мишени: 1 — атомы, 2 — отрицательные ионы, 3 — протоны.

В экспериментах Г.И. Димова и Г.В. Рослякова [209, 210] со струями литиевой и магниевой плазмы был достигнут выход атомов около 0,8 при энергии пучка отрицательных ионов 0,5–1 МэВ. Для литиевой плазменной мишени выход атомов оказался несколько больше и его изменение во всём исследованном диапазоне энергий составило $\sim 1\%$. На магниевой плазменной мишени выход атомов был заметно меньше, кроме того, наблюдалась тенденция его убывания с возрастанием энергии пучка. Различие величин выхода для энергий 920 и 370 кэВ составило $\approx 2\%$. Несколько меньшее значение выхода на магниевой плазме связано с тем, что прицельные параметры при столкновениях атомов пучка с ионами начинают становиться сравнимыми с размерами электронной оболочки ионов магния, что приводит к эффективному увеличению сечения ионизации атома при столкновении [209, 210]. Непосредственные измерения отношения сечений σ_{-10}/σ_{01} и $\sigma_{-11}/\sigma_{-10}$ в литиевой и магниевой плазмах [210] полностью подтвердили эти соображения.

Таким образом, наилучшим рабочим веществом плазменной конверсионной мишени должна быть полностью ионизованная водородная плазма (если не учитывать возможности использования плазмы с многозарядными ионами).

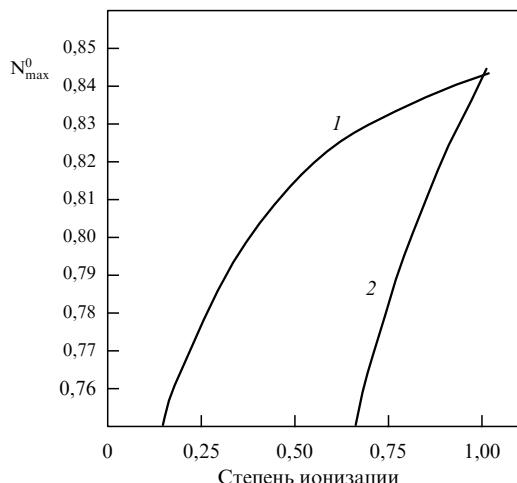
В таблице 2 приведены величины соответствующих сечений, а также вычисленные по ним значения оптимальной толщины мишени и выхода атомов. В расчётах сечение σ_{-10}^e принималось равным σ_{-10}^p . Некоторая немонотонность расчётной толщины мишени и выхода атомов связана с разбросом экспериментальных значений соответствующих сечений.

Основными причинами, приводящими к снижению выхода атомов, являются отклонение толщины мишени от оптимальной и наличие в плазме неионизованных примесей. При отклонении толщины мишени от её оптимальной величины ξ изменение выхода выражается как

$$\Delta N_{opt}^0 = -\frac{N_{opt}^0}{2} \left(\frac{\Delta \xi}{\xi} \right)^2 \gamma \frac{\ln^2 \gamma}{(\gamma - 1)^2}.$$

Таблица 2. Параметры конверсионной мишени (по данным работ [208–213])

Энергия, кэВ	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
σ_{-10}^e	250	160	122	100	80	64	54	51	47	43
σ_{01}^e	7,05	6,25	5,0	4,17	3,53	2,96	2,56	2,32	2,11	1,94
σ_{01}^p	13,9	8,08	5,67	4,41	3,62	3,1	2,7	2,4	2,17	1,98
σ_{-11}^e	4,9	4,15	3,2	2,75	2,25	2,0	1,75	1,55	1,4	1,25
Оптимальная толщина мишени, 10^{13} см^{-2}	64	98	132	164	200	242	286	309	337	365
Выход атомов, %	85,1	84,7	84,7	85,1	84,3	83,3	83,3	83,9	84,1	84,2

**Рис. 81.** Расчётная зависимость максимального выхода атомов из мишени от степени её ионизации: 1 — примесь молекулярного водорода, 2 — примесь молекулярного азота.

Для водородной плазмы неоднородность толщины мишени может быть значительной: для неоднородности $\pm 20\%$ уменьшение выхода порядка 1 %.

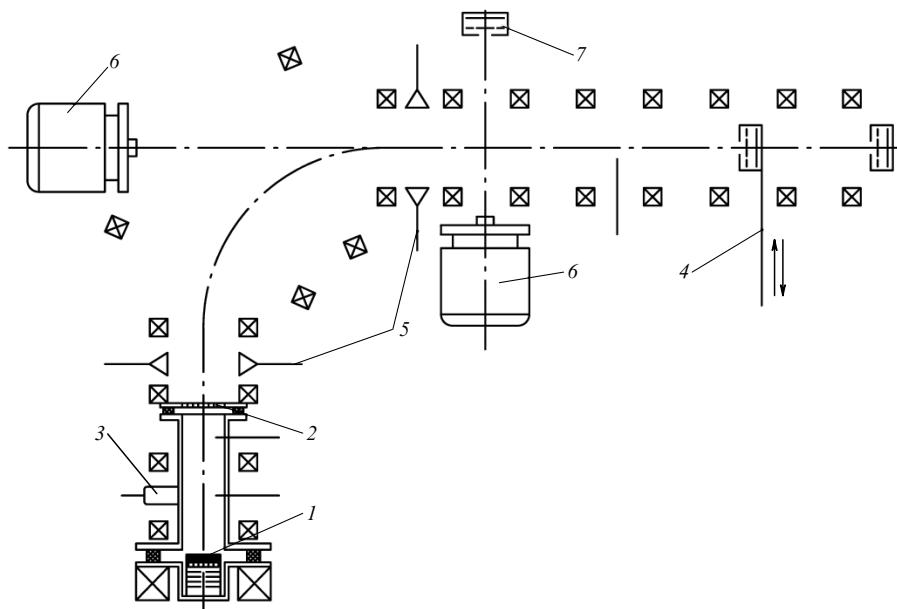
Снижение выхода атомов в случае неполной ионизации вещества мишени связано с уменьшением эффектив-

ного отношения сечений с учётом столкновений частиц пучка с атомами и молекулами. На рисунке 81 приведена расчётная зависимость максимального выхода атомов из мишени в зависимости от содержания неионизованной примеси. Как видно, если примесью является молекулярный водород, то даже при относительно небольших степенях ионизации выход плазмы снижается незначительно.

При отрыве электрона от отрицательного иона получившийся атом может находиться не только в основном, но и в одном из возбуждённых состояний. Заметим, что этот процесс не приводит к заметной дальнейшей ионизации возбуждённых атомов пучка, поскольку в данных условиях сечение дезактивации метастабильных атомов при столкновениях более чем на порядок пре- восходит сечение ионизации.

В экспериментах [217] со струёй водородной плазмы получен выход $84,5 \pm 0,5\%$ при энергии пучка отрицательных ионов водорода 500 кэВ. Схема эксперимента показана на рис. 82.

Плазменный источник 1 генерировал струю водородной плазмы, движущуюся вдоль силовых линий магнитного поля, созданного изогнутым соленоидом-плазмоводом 2. На прямолинейном участке плазмовода про- исходили откачка сопутствующего газа и очистка плазмы от молекулярных ионов в результате диссоциативной

**Рис. 82.** Схема эксперимента [217]: 1 — источник плазмы, 2 — плазмовод, 3 — клапан подачи газа, 4 — датчик ослабления диагностического пучка, 5 — антenna микроволнового зондирования, 6 — инжектор диагностического пучка, 7 — детектор пучка.

рекомбинации и ионизации. Плазма, прошедшая поворот, поступала на следующий прямолинейный участок плазмовода длиной 80 см и служила мишенью для конвертируемого пучка отрицательных ионов. Установленная в конце плазмовода катушка создавала поле, противоположное по знаку полю в соленоиде. В результате образовывалась конфигурация типа каспа, так что плазменная струя направлялась по радиусу в приёмный объём с мощной откачкой. Магнитное поле в соленоиде составляло около 1 кЭ, что не вызывало заметного отклонения исходного пучка отрицательных ионов при энергии в несколько сотен кэВ.

Плазма создавалась в разряде, катодом которого служил диск из LaB_6 диаметром 50 мм, нагреваемый до температуры 1400–1500 °C спиралью косвенного нагрева, а анодом являлась сетка из нержавеющей стали, установленная на расстоянии примерно 35 см от катода. Газ напускался в разрядную камеру источника плазмы импульсным клапаном в количестве 10^{18} молекул за импульс. Ток разряда менялся в пределах до 0,2–1 кА, напряжение на разряде в зависимости от температуры катода и количества напускаемого в разряд водорода изменялось в пределах 75–150 В. Масс-спектрометр, установленный на выходе из источника плазмы, показал, что в типичном режиме (плотность плазмы 10^{13} см^{-3}) плазма содержит 85 % ионов H^+ и примерно 15 % H_2^+ . Плотность плазмы в разряде и плазмоводе измерялась с помощью подвижных ленгмюровских зондов по ослаблению атомарного пучка, создаваемого диагностическим инжектором 4 (см. рис. 82), а также по отсечке СВЧ-излучения с длиной волны 7–11 мм. Средняя по сечению плотность ионизованного газа поперёк струи измерялась по ослаблению протонного пучка из диагностического инжектора.

Измерения показали, что заметных потерь при транспортировке струи из источника с помощью изогнутого соленоида не происходит для плотностей выше $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Плотность плазмы уменьшалась после поворота примерно на 20 %, что связано с рекомбинацией молекулярных ионов в струе. Стабилизация желобковой неустойчивости при движении струи плазмы в изогнутом соленоиде происходила за счёт вмороженности струи в торец, где был расположен катод. Это было проверено в отдельных экспериментах, в которых струя отсекалась от катода при включении установленной между изогнутой частью соленоида и источником плазмы импульсной катушки, создававшей поле, противоположное по направлению полю в соленоиде. На рисунке 83 представлен характерный вид сигналов с ленгмюровских зондов, находящихся вне плазмы на внешнем и внутреннем радиусах поворота, а также тока в отсекающей струю катушке. В случае, когда поле отсекающей катушки совпадало по направлению с полем соленоида, наблюдалось примерно одинаковое уменьшение сигналов обоих зондов, связанное, по-видимому, с ослаблением потока плазмы при прохождении через локальную магнитную пробку (рис. 83б). Если поле отсекающей катушки было встречным, то происходил выброс плазмы по радиусу в зоне поворота струи (рис. 83в, г). Дальнейшие измерения показали, что струя движется в поле изогнутого соленоида без существенных потерь и расплывания по радиусу. Степень ионизации плазмы в струе после поворота близка к 100 %.

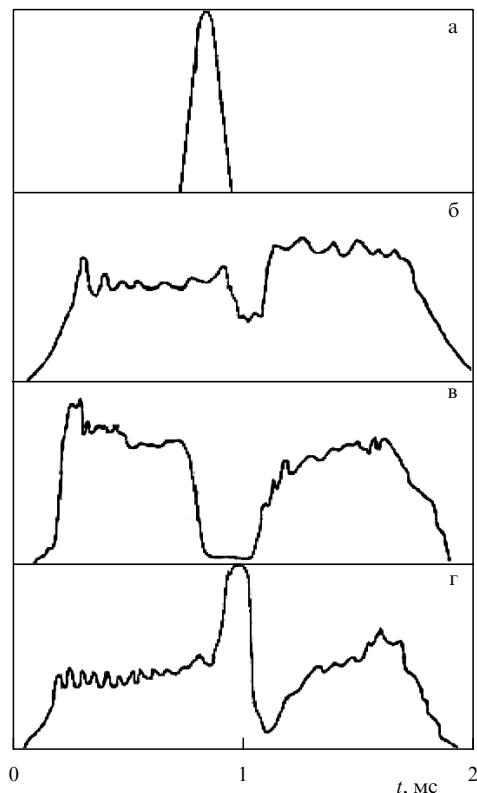


Рис. 83. (а) Ток в отсекающей катушке. Характерный вид временных зависимостей сигналов с зондами: (б) поле отсекающей катушки совпадает по направлению с полем соленоида, (в, г) поле отсекающей катушки направлено противоположно полю соленоида.

Измерения коэффициента конверсии в мишени производились с импульсным пучком отрицательных ионов длительностью 0,3 мс и энергией 500 кэВ от ускорителя Ван де Граафа (рис. 84). Пучок отрицательных ионов из ускорителя проходил анализирующий магнит 1 и коллиматор 2. После прохождения плазменной мишени 3 в соленоиде 4 пучок разделялся в магнитном поле изогнутого участка на зарядовые компоненты H^- , H^0 и H^+ . Измерение тока каждого из зарядовых компонентов производилось цилиндрами Фарадея 6 после пропускания через обтирочные пленки 5 из лавсана толщиной 3500 Å. Коэффициент преобразования всех зарядовых компонентов пучка в протоны составил примерно 0,999, что позволило избежать калибровки сигнала датчика атомарного пучка.

Результаты измерений выхода зарядовых компонентов пучка в зависимости от линейной толщины мишени, измерявшейся по ослаблению пучка отрицательных ионов, показаны на рис. 85. При толщине мишени $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ доля атомов достигает максимального значения ($84,5 \pm 0,5$ %), соответствующего результатам расчёта.

В настоящее время в ИЯФ разрабатывается альтернативный вариант плазменной мишени с удержанием плазмы в магнитном поле мультипольной конфигурации. В отличие от проточной струйной мишени, этот вариант, по-видимому, позволит снизить энергозатраты на генерацию плазмы. Вакуумная камера плазменной ловушки, с которой проводились эксперименты, имела длину 120 см при диаметре 20 см. В торцах вакуумной

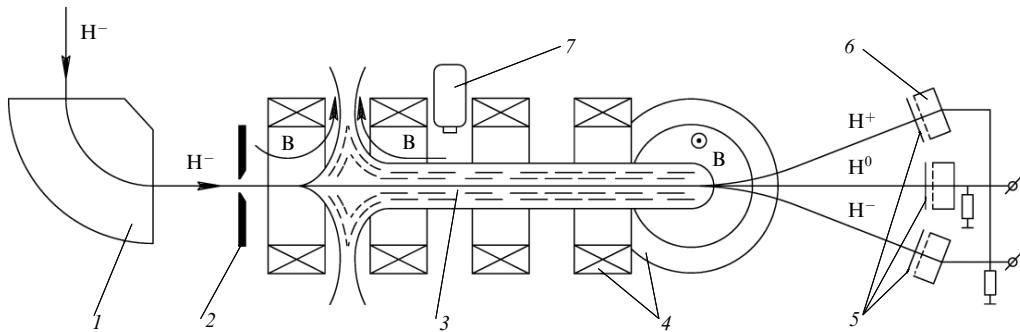


Рис. 84. Схема измерений коэффициента конверсии в мишени. 1 — анализирующий магнит, 2 — коллиматор, 3 — плазменная мишень, 4 — соленоид, 5 — обтирочные пленки, 6 — цилиндры Фарадея, 7 — газовый клапан.

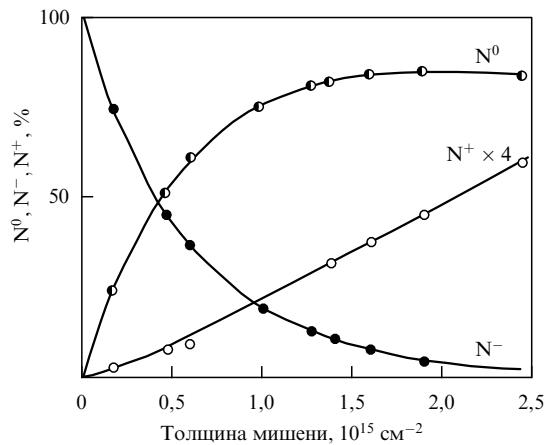


Рис. 85. Зависимость зарядовых компонентов пучка от толщины мишени.

на стенке вакуумной камеры около 7 кГс. Ловушка состояла из двух частей. В приосевой области каждой из них формировалось продольное магнитное поле величиной около 100 Гс, противоположно направленное в правой и левой частях ловушки. В отверстиях торцов ловушки с помощью кольцевых магнитов создавалось магнитное поле, направленное противоположно по отношению к магнитному полю в центральной области соответствующей части ловушки. Предполагалось, что противоположно направленное магнитное поле должно эффективно ограничивать уход плазменных частиц в торцевые отверстия благодаря сохранению частицами обобщенного момента импульса в осесимметричном магнитном поле. Исследование мультипольной плазменной мишени проводилось на стенде, схематически изображённом на рис. 87. С каждой стороны к ловушке присоединялись вакуумные объёмы, через которые производилась откачка газа и в которых устанавливалось диагностическое оборудование.

Плотность плазмы и её профиль определялись с помощью подвижных ленгмюровских зондов. Плотность плазмы и степень её ионизации измерялись посредством зондирования плазмы атомарным пучком с энергией 5–10 кэВ. Инжектируемый пучок проходит через плазму мишени и попадает в магнитный анализатор, где разделяется на три зарядовых компонента: атомы водорода, протоны и отрицательные ионы водорода. Заряженные компоненты пучка регистрируются цилиндрами Фарадея. Атомный компонент регистрируется вторично-эмиссионным датчиком. Диагностический пучок и анализатор могут устанавливаться как в торцах ловушки, так и по радиусу в её центральной части. При этом по изменению токов зарядовых компонентов пучка можно независимо определять плотность плазмы в ловушке и степень её ионизации. Для измерения потока плазмы в один из вакуумных объёмов устанавливался специально разработанный приёмник.

Плотность плазмы линейно зависела от мощности разряда. При мощности разряда 200 кВт плотность плазмы в центральной области ловушки достигает величины $n_i = 2,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура составляет 3–5 эВ. Из измеренных профилей плотности плазмы по радиусу и вдоль оси (в области выходного отверстия), приведённых на рис. 88, видно, что плазма удерживается в центральной области ловушки. Плотность плазмы значительно снижается при приближении к стенкам вакуумной камеры (рис. 88а). Плотность плазмы на оси является примерно постоянной по длине

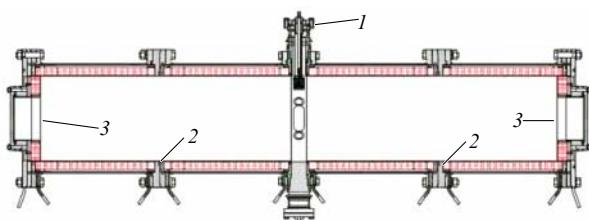


Рис. 86. Схема плазменной ловушки-мишени: 1 — катоды, 2 — магниты, 3 — отверстия для прохождения пучка.

камеры располагались отверстия диаметром 10 см для прохождения нейтрализуемого пучка.

Плазма в ловушке генерируется ионизацией газа электронами, эмитируемыми с катодов, расположенных в центральном сечении ловушки. Всего было установлено шесть катодов из LaB₆ диаметром 17 мм, оснащённых подогревателями. Катоды располагались равномерно по окружности на некотором расстоянии от области прохождения нейтрализуемого пучка, так что электроны с катодов инжектировались в ловушку по радиусу. Общий ток катодов 200–500 А, напряжение разряда 100–400 В, максимальная мощность разряда 200 кВт. Схема ловушки показана на рис. 86.

Мультипольное осесимметричное магнитное поле ловушки создавалось постоянными магнитами, установленными снаружи на тонкостенную вакуумную камеру. Для усиления поля использовалось железное ярмо. Период изменения магнитного поля 1,5 см, а его величина

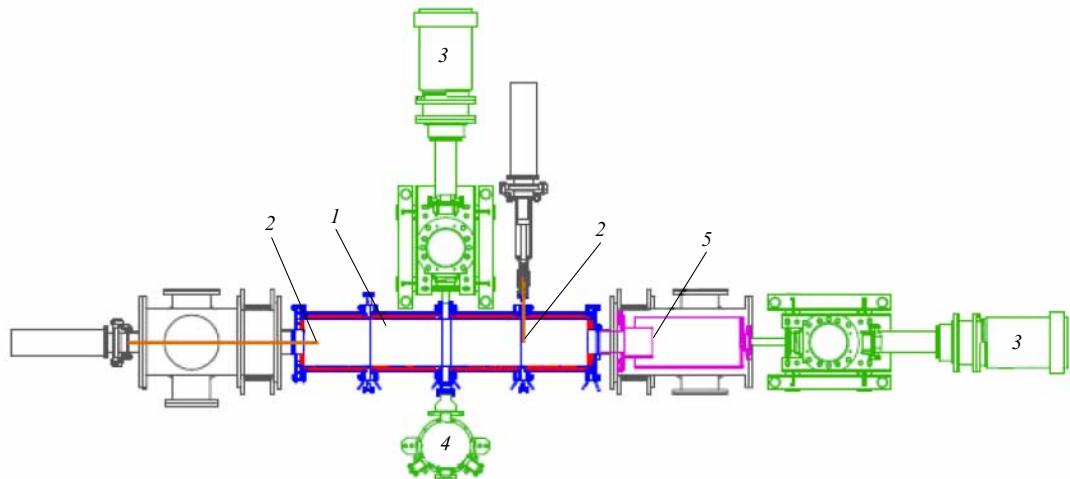


Рис. 87. Схема стенда плазменной мишени (вид сверху). 1 — плазменная мишень, 2 — зонды, 3 — инжектор диагностического атомарного пучка, 4 — анализатор прошедшего пучка, 5 — измеритель потока плазмы.

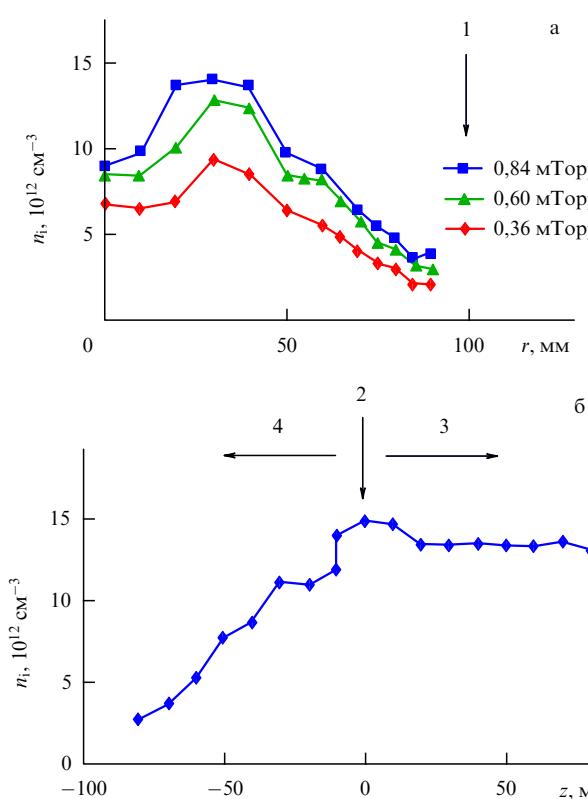


Рис. 88. Профиль плотности плазмы: (а) по радиусу, (б) вдоль оси вблизи выходного отверстия. 1 — поверхность вакуумной камеры, 2 — торцевая поверхность вакуумной камеры, 3 — внутренняя область ловушки, 4 — область отверстия для прохождения пучка.

ловушки в центральной области и уменьшается вблизи отверстий для прохождения пучка (в области обратного по направлению магнитного поля) (рис. 88б).

Значения плотности плазмы, измеренные по перезарядке атомарного пучка, согласуются с её значениями, полученными при зондовом измерении. В центральном сечении ловушки плотность плазмы $n_i > 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Степень ионизации плазмы в центральном сечении ловушки, определённая по перезарядке атомарного пучка, $50_{-5}^{+10}\%$.

Измерен полный поток плазмы, вытекающей в отверстие для прохождения нейтрализуемого пучка. Измерения показали эффективность ограничения потока плазмы в отверстие магнитным полем обратного направления. Поток плазмы в отверстие меньше потока, определяемого свободным вытеканием, примерно в 30 раз. Дальнейшие эксперименты имеют целью повысить степень ионизации плазмы в мишени и эффективность её генерации.

Одним из перспективных методов нейтрализации пучков отрицательных ионов является применение фотонной мишени, основанной на реакции фотоотрыва электрона [218]. Энергия квантов больше энергии сродства к электрону, но меньше потенциала ионизации атома водорода, что в принципе позволяет получать коэффициенты конверсии пучка отрицательных ионов, близкие к 100 %. Степень нейтрализации пучка отрицательных ионов в фотонной мишени определяется выражением [219]

$$\eta = \frac{J_0}{J_-} = 1 - \exp \left(-\frac{\sigma c P}{\hbar \omega d V_i} \right), \quad (6.1)$$

где J_0, J_- — токи нейтральных атомов и отрицательных ионов, c — скорость света, σ — сечение фотоотрыва, P — плотность мощности излучения внутри ловушки, V_i — скорость частиц, $\hbar \omega$ — энергия фотона, d — длина области, занятой фотонами.

Ввиду малого сечения фотоотрыва необходимо многократное пересечение фотонами пучка отрицательных ионов для получения высокой степени нейтрализации (более 90 %). Последнего можно достичь, используя систему зеркал,держивающую излучение внутри неё. Для этого предложено множество различных схем [219–222], основанных на тех или иных разновидностях оптического резонатора Фабри–Перо. Создание таких фотонных мишеней на базе современных технологий, по-видимому, является возможным, но требует решения целого ряда сложных технологических проблем. Для получения достаточно высокой плотности фотонов в мишени необходимы зеркала с отражательной способностью свыше 0,999 и высокой стойкостью при мощности падающего излучения в несколько сотен киловатт на

1 см², что требует интенсивного охлаждения зеркал. При этом надо обеспечить температурную стабилизацию всей системы зеркал и выполнение жёстких требований к качеству вводимого лазерного излучения для соблюдения условия фазового синхронизма на большом числе проходов. Обзор современного состояния работ по созданию резонаторных фотонных мишеней приведён в работах [222, 223].

Альтернативным способом может служить нерезонансное накопление фотонов [224, 225]. Такая концепция фотонной ловушки, которая представляет собой систему отражающих поверхностей, обеспечивает многократное отражение лучей. Принцип работы такой ловушки хорошо описывается математическим билльярдом [226], который содержит достаточно большую область устойчивых в фазовом пространстве билльярдных траекторий. Плотность энергии в этой схеме возрастает пропорционально времени жизни лучей. Интегральное время жизни в фотонной ловушке определяется, как и в резонансном накопителе фотонов, в основном потерями фотонов при отражениях, а также временем их ухода из системы, так как зеркала не могут образовывать замкнутую поверхность. Принципиальное отличие от резонансных накопителей заключается в том, что в такой фотонной ловушке не налагается строгого условия на фазовые соотношения между большим количеством лучей внутри неё, а ввод излучения производится не через высокоотражающую поверхность, а через одно или несколько малых отверстий. Длительное удержание фотонов при этом обеспечивается сохранением некоторых адиабатических инвариантов. Причём эффективность накопления фотонов практически не зависит от качества инжектируемого излучения. Последнее обстоятельство позволяет рассматривать в качестве источника излучения достаточно дешёвый промышленный высокоеффективный волоконный лазер.

Предложенная в [224] концепция нерезонансного накопления предполагает сохранение на различных стадиях эволюции внутри ловушки вместо точных фазовых соотношений между лучами некоторых адиабатических инвариантов, ограничивающих область, занятую фотонами. Такое удержание аналогично удержанию заряженных частиц в открытых магнитных ловушках, предложенных Г.И. Будкером [227].

Рассмотрим двумерную конфигурацию зеркал. Как видно из рис. 89, фотон с каждым новым отражением получает приращение горизонтального импульса в на-

правлении максимума высоты между зеркалами. Фотон при малых отклонениях направления его движения от вертикали будет стремиться к центральному положению "равновесия". Зададим положение фотона сразу после n -го отражения абсциссой точки отражения x_n , её высотой $F(x_n)$ и углом между вертикалью и скоростью фотона β_n (см. рис. 89). Тогда горизонтальное движение описывается следующей системой уравнений:

$$x_{n+1} - x_n = (F(x_{n+1}) + F(x_n)) \tan \beta_n, \quad (6.2)$$

$$\beta_{n+1} - \beta_n = 2 \frac{dF(x_{n+1})}{dx}. \quad (6.3)$$

Для исследования устойчивости линеаризуем систему (6.2), (6.3):

$$x_{n+1} - x_n = 2F(0)\beta_n, \quad (6.4)$$

$$\beta_{n+1} - \beta_n = 2 \frac{d^2F(0)}{dx^2} x_{n+1}. \quad (6.5)$$

Комбинируя (6.4) и (6.5), получим следующее линейное рекуррентное соотношение:

$$x_{n+2} - 2x_{n+1} + x_n = 4F(0) \frac{d^2F(0)}{dx^2} x_{n+1} = -4F(0) \frac{x_{n+1}}{R}, \quad (6.6)$$

где R — радиус кривизны верхнего зеркала. Условие устойчивости уравнения (6.6) легко находится:

$$F(0) < R. \quad (6.7)$$

Очевидно, что при выполнении (6.7) сохраняется адиабатический инвариант

$$F(x) \cos \beta = \text{const}, \quad (6.8)$$

ограничивающий область, занятую фотонами.

Возможная геометрия фотонного накопителя, основанного на этом принципе, представлена на рис. 90. Каждое зеркало состоит из цилиндрической части, плавно сопряжённой, например, со сферическими зеркалами на концах. Очевидно, что радиусы последних совпадают с радиусом цилиндрической части. Торцевые зеркала могут иметь и другую форму, которая обеспечивает достаточно медленное уменьшение расстояния между верхним и нижним зеркалами при движении от центра ловушки. Отметим, что движение фотонов в такой системе вдоль

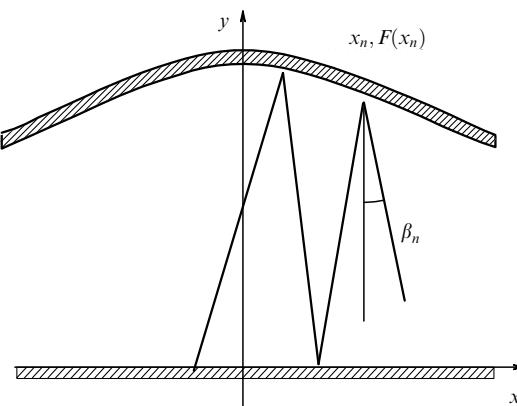


Рис. 89. Схема квазипланарной фотонной ловушки.

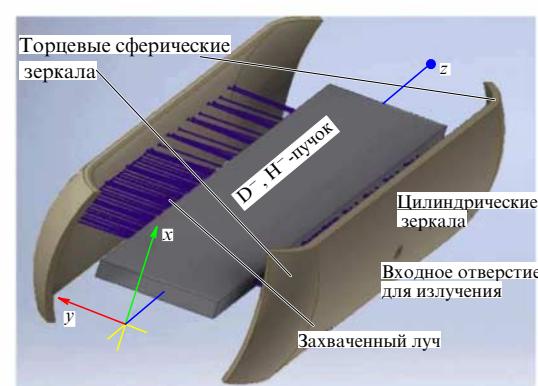


Рис. 90. Схема вытянутой адиабатической фотонной ловушки.

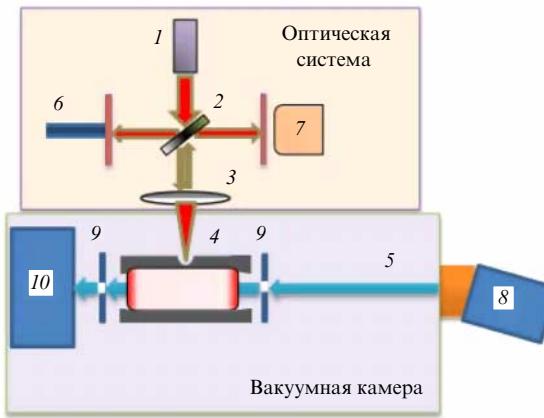


Рис. 91. Схема измерения коэффициента нейтрализации пучка отрицательных ионов. 1 — излучение лазера, 2 — светоделитель, 3 — линза, 4 — фотонный накопитель, 5 — вакуумная камера, 6 — световод, 7 — ПЗС-камера, 8 — магнит, 9 — диафрагмы, 10 — анализатор.

оси z — существенно ангармоническое. В [228] показано, что время жизни инжектированного излучения в таком накопителе определяется главным образом отражательной способностью зеркал. Полученной эффективности накопления оказалось достаточно для экспериментов по нейтрализации пучков отрицательных ионов водорода и дейтерия с энергией частиц около 10 кэВ [229, 230].

Схема эксперимента представлена на рис. 91. Излучение лазера 1 проводилось через светоделитель 2, а затем фокусировалось линзой 3 на входное отверстие фотонного накопителя 4, помещённого в вакуумную камеру 5. Угловой разброс на входе, определяемый в основном фокусным расстоянием, составлял около 3° . Просветлённый светоделитель малую часть инжектируемого излучения направлял в световод 6 для мониторинга мощности входного излучения. С помощью ПЗС-камеры 7 (ПЗС — прибор с зарядовой связью) контролировалось попадание лазерного луча во входное отверстие.

Для генерации пучков H^- и D^- использовался инжектор ДИНА-4А [231]. Ионный пучок из инжектора проходил через газовую мишень, после чего отрицательные ионы отделялись от других зарядовых фракций магнитом 8. Узкий пучок отрицательных ионов, вырезанный диафрагмами 9, направлялся в фотонную мишень и попадал в установленный на выходе из неё магнитный анализатор 10. Двухканальная версия позволяла одновременно регистрировать отрицательные и положительные ионы в пучке за фотонной мишенью. Энергия пучка могла варьироваться от 6 до 12 кэВ. Длительность импульса составляла около 150 мкс.

В ходе экспериментов [229] получены зависимости тока отрицательных ионов от мощности инжектированного излучения (рис. 92). Как видно, кривые 1 и 2 для ионов H и D соответствуют экспоненциальному закону, что исключает иные механизмы нейтрализации, кроме фотоотрыва.

Максимальная степень нейтрализации получена в экспериментах с ионами дейтерия с энергией около 6 кэВ и более точной юстировкой оси пучка по центру оптической мишени [228]. Характерные осциллограммы для этого случая представлены на рис. 93а. На рисунке 93б

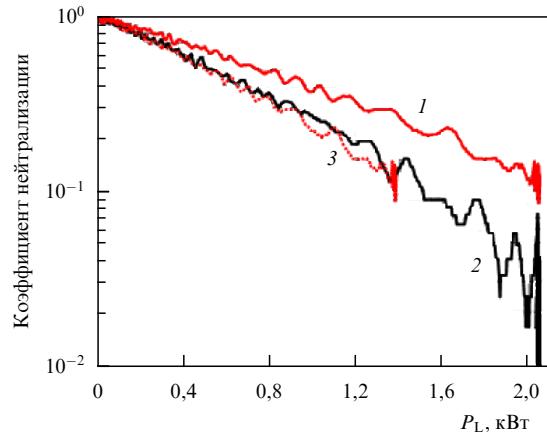


Рис. 92. Зависимость коэффициента нейтрализации от мощности P_L лазерного излучения. Кривые 1, 2 соответствуют ионам водорода и дейтерия, кривая 3 представляет собой сжатую по горизонтали в $\sqrt{U_D m_H / (m_D U_H)}$ раз кривую 1.

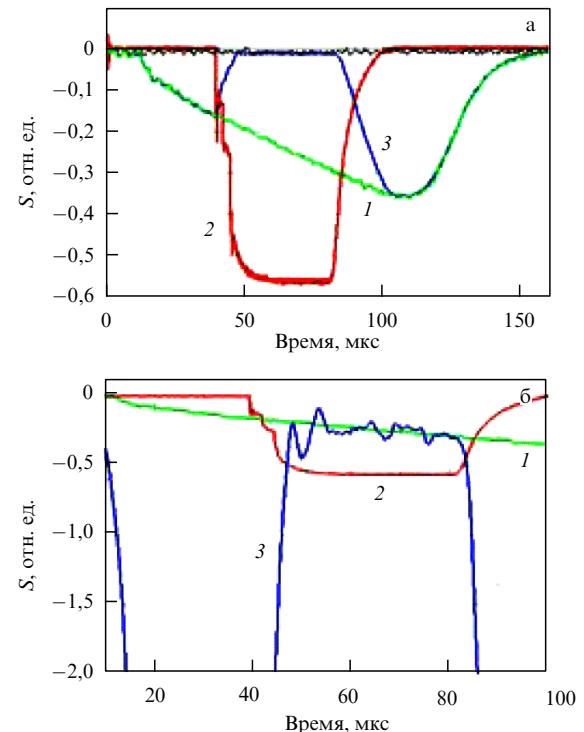


Рис. 93. Осциллограммы сигналов при нейтрализации пучка отрицательных ионов. Кривая 1 соответствует динамике тока D^- без нейтрализации, 2 — данным монитора лазерной накачки, 3 — току D^- при включении лазера.

кривая 1 на временному интервале $\approx 45-85$ мкс совмещена с кривой 3, растянутой по вертикали с помощью подобранного масштабного множителя. Наилучшее совпадение кривых обеспечивает масштабный множитель 50 ± 4 , соответствующий полученной степени нейтрализации $98\% \pm 0.2\%$. Доля положительно заряженных частиц на выходе нейтрализатора не превышала уровня шумов, составлявшего 0,1 % от амплитуды сигнала.

Результаты представленных экспериментов надёжно подтверждают возможность эффективного накопления лучистой энергии из пучка фотонов с низким качеством, неприемлемым для традиционного подхода с ячейками

Фабри–Перо. Для проектируемых и создающихся мощных систем нейтральной инжекции [232] в работе [233] представлен концептуальный проект нерезонансного нейтрализатора, предусматривающий степень нейтрализации выше 90 % при полной мощности инжецируемого излучения 310 кВт. Подходящими источниками могут служить коммерчески доступные мощные волоконные лазеры [234]. Основная техническая проблема — изготовление высокоотражающих (0,9995) зеркал большой площади, $0,5 \times 8 \text{ м}^2$. Такие зеркала могут быть составлены из более мелких сегментов с минимальными возможными зазорами между ними.

Несмотря на отмеченный недостаток, такой подход не нуждается в мощном задающем лазере с очень узкой линией генерации и сверхвысоким качеством излучения, а также в очень сложной и дорогостоящей системе стабилизации и настройки элементов резонатора.

7. Заключение

Следует отметить очень важную особенность исследований, проводимых в ИЯФ СО РАН, по ионным источникам и инжекторам нейтральных пучков. Прежде всего эти исследования были направлены на решение конкретных проблем в рамках общеинститутских программ. Высокий международный уровень этих программ (перезарядная инжекция, работы по перспективным схемам открытых плазменных ловушек [235–237] и др.) определял всегда и уровень задач, которые решались при создании ионных источников и инжекторов, и уровень достижений. В ближайшие планы по развитию исследований по ионным источникам входят разработка и сооружение непрерывных инжекторов атомарных пучков с мощностью до 10 МВт для реализации ведущейся в ИЯФ программы по созданию открытых плазменных ловушек следующего поколения.

В частности, планы предполагают сооружение в ИЯФ СО РАН стационарной установки газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ). В основу концепции ГДМЛ положено использование многопробочных концевых соленоидов для дальнейшего уменьшения продольных потерь плазмы по сравнению с потерями в газодинамической ловушке [238, 239]. Разумеется, для достижения стационарных условий установка должна иметь сверхпроводящую магнитную систему, а длительность СВЧ-нагрева и нагрева инжекцией атомарных пучков должна быть порядка 100 с. Основной задачей экспериментов на установке ГДМЛ является проверка концепции стационарного многопробочного термоядерного D–T-реактора. В более отдалённом будущем, если вопросы устойчивости при больших давлениях и температуре плазмы будут успешно решены, на основе ГДМЛ может быть создан термоядерный реактор с использованием перспективных малонейтронных топлив, таких как D–He³, He³–He³, а также p–B¹¹.

Благодарности. Авторы благодарят В.Г. Дудникова за предоставление материалов, которые частично использовались при написании раздела 1. Большой вклад в изучение физики ионных источников на разных этапах внесли сотрудники ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН В.В. Анашин, И.А. Котельников, В.Я. Савкин, А.С. Донин, А.В. Бурдаков, С.В. Полосаткин, А.А. Лизунов, А.А. Листопад, А.С. Медведко. Авторы благодарят их

за очень важные обсуждения различных аспектов физики ионных источников. Авторы выражают глубокую благодарность В. Швееру, А. Кретеру, В. Улеманну (Исследовательский центр FZJ, Германия), А. Смирнову, С. Путвинскому, А. Дунаевскому (Компания TAE, США), А. Карпушову (Федеральная политехническая школа Лозанны (EPFL), Швейцария), Г. Фикселю (Висконсинский университет, США) за полезные обсуждения, а также сотрудникам научно-конструкторского отдела ИЯФ СО РАН В.В. Мишагину, В.В. Кобецу, А.И. Горбовскому, В.Х. Амирову, В.П. Белову, А.Н. Вилькину, Л.П. Рухляде, В.С. Хрестолюбову, А.Ю. Протопопову, Н.Г. Васильевой, О.М. Дергачевой, Ф.К. Кляусу, А.В. Ситникову, Р.А. Немировской, В.Я. Кремянскому за титаническую работу по проектированию ионных источников и инжекторов. Исследование поддержано Российским научным фондом (проект 14-50-00080).

Список литературы

1. Будкер Г И, Димов Г И, в сб. *Труды Международной конф. по ускорителям, Дубна, 21–27 августа 1963 г.* (Под ред. А Коломенского и др.) (М.: Атомиздат, 1964) с. 933
2. Димов Г И, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1968)
3. Димов Г И, Препринт № 304 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1969)
4. Donally B L, Thoeming G *Phys. Rev.* **159** 87 (1967)
5. Faircloth D, arXiv:1302.3745
6. Laurence G P, Beauchamp R K, McKibben J L *Nucl. Instrum. Meth.* **35** 357 (1965)
7. Ehlers K W, Gavin B F, Hubbard E L *Nucl. Instrum. Meth.* **22** 87 (1963); Ehlers K W *Nucl. Instrum. Meth.* **32** 309 (1965)
8. Бельченко Ю И и др., в сб. *Труды X Международной конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 Т. 1* (Серпухов, 1977) с. 287
9. Димов Г И, Препринт № 46 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
10. Давыденко В И, Росляков Г В, Савкин В Я *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 67 (1983)
11. Davydenko V I, Ivanov A A, in *Fusion Physics* (Eds M Kikuchi, K Lackner, M K Tran) (Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012) p. 435
12. Sasa M et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1872 (2005)
13. Listopad A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02B707 (2012)
14. Hess W R et al., in *Proc. of the 24th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* Vol. 21A, Pt. I (1997) p. 189
15. Кисляков А И, Крупник Л И *Физика плазмы* **7** 866 (1981); Kislyakov A I, Krupnik L I *Sov. J. Plasma Phys.* **7** 478 (1981)
16. Бельченко Ю И и др. *ДАН СССР* **213** 1283 (1973); Bel'chenko Yu I et al. *Sov. Phys. Dokl.* **18** 814 (1974)
17. Belchenko Y I, Dimov G I, Dudnikov V G *Nucl. Fusion* **14** 113 (1974)
18. Zhiltsov V A et al. *Nucl. Fusion* **40** 509 (2000)
19. Hanada M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1813 (2004)
20. Иванов А А, Росляков Г В в *ЖТФ* **50** 2300 (1980)
21. Габович М Д *Физика и техника плазменных источников ионов* (М.: Атомиздат, 1972)
22. Мешков И Н *Транспортировка пучков заряженных частиц* (Новосибирск: Наука, 1991)
23. Brown I G (Ed.) *The Physics and Technology of Ion Sources* (New York : Wiley, c1989); Пер. на русск. яз.: Браун Я (Ред.) *Физика и технологии источников ионов* (М.: Мир, 1998)
24. Габович М Д, Плещивцев Н В, Семашко Н Н *Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей* (М.: Энергоатомиздат, 1986); Пер. на англ. яз.: Gabovich M D, Pleshivtsev N V, Semashko N N *Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology* (New York: Consultants Bureau, 1989)
25. Alvarez L W *Rev. Sci. Instrum.* **22** 705 (1951)

26. Budker G I, Skrinsky A N, in *Orsay Symposium on Colliding Beams* (1966)
27. VAPP NAP Group Report, in *Proc. of the VIII Intern. Conf. on High Energy Accelerators* (Geneva: CERN, 1971)
28. Димов Г И, Сухина Б Н *ПТЭ* (1) 16 (1968)
29. Будкер Г И и др. *Атомная энергия* **19** 507 (1965)
30. Димов Г И и др. *ПТЭ* (4) 30 (1967)
31. Димов Г И и др. *ЖТФ* **38** 997 (1968)
32. Димов Г И, Росляков Г В *ПТЭ* (2) 33 (1974)
33. Димов Г И, Росляков Г В *ПТЭ* (3) 31 (1974)
34. Будкер Г И и др., Препринт № 510 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
35. Budker G I, Dimov G I, Dudnikov V G, in *Proc. of the Intern. Symp. on Electron and Positron Storage Ring Rep.* VIII, 6.1 (France, Sakley, 1966)
36. Будкер Г И, Димов Г И, Дудников В Г *Атомная энергия* **22** 348 (1967); Budker G I, Dimov G I, Dudnikov V G *Sov. Atomic Energy* **22** 441 (1967)
37. Дудников В Г. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1974)
38. Dimov G I, Chupriyanov V E *Particle Accelerators* **14** 155 (1984)
39. Димов Г И, Шамовский В Г, Чуприянов В Е *ЖТФ* **41** 2098 (1971); Dimov G I, Shamovskii V E, Chupriyanov V E *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 1662 (1971)
40. Чириков Б В *Атомная энергия* **36** 1239 (1966)
41. Dimov G I *Rev. Sci. Instrum.* **67** 3393 (1996)
42. Budker G I et al., in *Proc. of the VI Intern. Conf. on High Energy Accelerators*, 1967
43. Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леоновича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3; Пер. на англ. яз.: Budker G I *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959) p. 1
44. Фейнберг Е Л (Отв. ред.) *Воспоминания о И.Е. Тамме* 3-е изд. доп. (М.: ИздАТ, 1995) с. 166
45. Головин И Н и др. *УФН* **73** 685 (1961); Golovin I N et al. *Sov. Phys. Usp.* **4** 323 (1961)
46. Барнетт и др., в сб. *Избранные доклады иностранных учёных на II Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии* (М., 1959) с. 302
47. Sweetman B *Nucl. Fusion Suppl. Conf. Proc.* (Saltsburg, 1962)
48. Лукьянов С Ю *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М.: Наука, 1975)
49. Davydenko V I et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 030025 (2016)
50. Barry L A, in *Symp. on Plasma Heating in for Devices, Varenna-Italy, Bologna, 1974*, p. 151
51. Coensgen F N et al., in *VII Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Losanne, 1975*
52. Andrews M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **27** 1428 (1971)
53. Rostoker N, Binderbauer M W, Monkhorst H J *Science* **278** 1419 (1997)
54. Tuszewski M *Nucl. Fusion* **28** 2033 (1988)
55. Gibson A, in *Tokamak Experiments. Proc. of the 11th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Kyoto, 1986); *Nucl. Fusion* **27** 481 (1987)
56. Coensgen F H et al., in *Proc of the 6th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Berchtesgaden, 1976); in *Proc of the 6th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 3 (Vienna, 1977) p. 135
57. Simonen T C et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1668 (1983)
58. Binderbauer M W et al. *Phys. Plasmas* **22** 056110 (2015)
59. Мирнов В В, Рютов Д Д *Письма в ЖТФ* **5** 678 (1979)
60. Давыденко В И и др. *ЖТФ* **53** 258 (1983); Davydenko V I et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **28** 160 (1983)
61. Давыденко В И и др., Препринт 1982-049 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1982)
62. Давыденко В И и др., в сб. *Тезисы докладов 6 Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжеекторам*
63. Давыденко В И и др. *ПТЭ* (6) 39 (1986)
64. Давыденко В И, Росляков Г В, Хавин Н Г *ПТЭ* (5) 21 (1981)
65. Кельман В М, Явор С А *Электронная оптика* (Л.: Наука, 1968) с. 132
66. Деревянкин Г Е, Дудников В Г, Журавлев П А *ПТЭ* (5) 168 (1970)
67. Росляков Г В *ПТЭ* (2) 167 (1981)
68. Давыденко В И и др., Препринт № 163 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989)
69. Давыденко В И и др. *Физика плазмы* **23** 427 (1997); Davydenko V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **23** 396 (1997)
70. Димов Г И и др. *ЖТФ* **38** 6 (1968)
71. Ivanov F F et al. *Rev. Sci. Instrum.* **71** 3728 (2000)
72. Дейчули П П и др., Препринт № 037 (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2003)
73. Deichuli P P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 03B514 (2006)
74. Давыденко В И и др., в сб. *Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам* (М.: Энергоатомиздат, 1989) с. 24
75. Deichuli P P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1816 (2004)
76. Fiksel G et al. *Bull. Am. Phys. Soc.* **46** N8 (2001)
77. Иванов А А и др. *Физика плазмы* **28** 221 (2002); Ivanov A A et al. *Plasma Phys. Rep.* **28** 196 (2002)
78. Ivanov A A et al., Preprint 2002-41 (Novosibirsk: Budker INP, 2002)
79. Prokhorov I A et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 349 (2013)
80. Sorokin A, Belov V, Davydenko V *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02B108 (2010)
81. Deichuli P P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02B114 (2012)
82. Karpushov A N, Alberti S, Chavan R *Fusion Eng. Design* **96–97** 493 (2015)
83. Deichuli P P, Ivanov A A, Stupishin N V *Rev. Sci. Instrum.* **79** 02C106 (2008)
84. Давыденко В И, Иванов А А, Шульженко Г И *Физика плазмы* **41** 1004 (2015); Davydenko V I, Ivanov A A, Shul'zhenko G I *Plasma Phys. Rep.* **41** 930 (2015)
85. Росляков Г В, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1987)
86. Deichuli P P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 113509 (2015)
87. Anderson J K et al. *Trans. Fusion Sc. Technol.* **59** 27 (2011)
88. Boers J E, in *Proc. IEEE Particle Accelerator Conference* (New York: American Physical Society, 1995) p. 2312
89. Karpushov A N et al. *Fusion Eng. Design* 123 (2017) <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.02.076>
90. Spädtke P., KOBRA3-INP, INP, Junkernstr. 99, 65205 (Wiesbaden, Germany, 2004)
91. Menon M M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **56** 242 (1985)
92. Stirling W L, Tsai C C, Ryan P M *Rev. Sci. Instrum.* **48** 533 (1977)
93. Панасенко А А, Романов В И, Серегин В С, Препринт ИАЭ-337 (М. : ИАЭ, 1980); Ehlers K W, Kunkel W B, in *Proc. of the Intern. Conf. on Ion Sources* (Vienna: SGAE, 1972) p. 259; Speth E et al., in Beaumont B et al. (Eds) *Proc. of the 20th Symp. on Fusion Technology, Marseille, 1998*. (Eds B Beaumont et al.) (Saint Paul Lez Durance, 1998) p. 27; PVA Tepla AG, <https://www.pvatepla.com/>
94. Davydenko V I, Ivanov A A *J. Plasma Fusion Res.* **3** 456 (2000)
95. ANSYS, <https://www.ansys.com/>
96. Алиновский Н И и др. *ЖТФ* **79** (9) 10 (2009); Alinovsky N I et al. *Techn. Phys.* **54** 1350 (2009)
97. Alinovsky N I et al., in *RUPAC* (Russia, 2008)
98. Astrelin V T et al. *J. Nucl. Mater.* **396** 43 (2010)
99. Prikhodko V V et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 050014 (2016)
100. Sorokin A V et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 030026 (2016)
101. Семашко Н Н и др. *Инжеекторы быстрых атомов водорода* (М.: Энергоиздат, 1981) с. 124
102. Ivanov A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02B102 (2014)
103. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B316 (2016)
104. Бендер Е Д *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (4) 41 (1987); Бендер Е Д, Кузнецова Г Ф, Савкин В Я *ПТЭ* (2) 144 (1987)
105. Deichuli P P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1822 (2004)
106. Combs S K, Milora S L, Foster C A *Rev. Sci. Instrum.* **56** 1526 (1985)
107. Наумов В Г, Семашко Н Н *Вопросы атомной науки и техники. Сер. термоядерный синтез* (1) (1980)
108. Euringer E, Lochter M, Pfister U, in *IEEE 13th Symp. on Fusion Engineering* Vol. 2 (1989) p. 991
109. Дейчули П П, Хрестолюбов В С, в сб. *XLI Международная Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС*, Звенигород, 2014

110. Димов Г И, Росляков Г В, Савкин В Я *ПТЭ* (4) 29 (1977)
111. Росляков Г В, Савкин В Я *ПТЭ* (1) 148 (1978)
112. Димов Г И, Росляков Г В *ПТЭ* (1) 29 (1974)
113. Димов Г И, Росляков Г В, Савкин В Я *ПТЭ* (4) 29 (1977)
114. Abdashitov G F et al., in *Proc. XVIII Symp. on Fusion Techn.* Vol. 1 (Karlsruhe, Germany, 1994) p. 601
115. Давыденко В И, Морозов И И, Росляков Г В *Физика плазмы* **7** 464 (1981)
116. Давыденко В И, Росляков Г В, Савкин В Я, Препринт 1983-014 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1983)
117. Korepanov S A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1829 (2004)
118. Waksman J et al. *Phys. Plasmas* **19** 122505 (2012)
119. Shikhovtsev I V et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1844 (2004)
120. Hintz E, Schweer B *Plasma Phys. Control Fusion* **37** A87 (1995)
121. Davydenko V I, Ivanov A A *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1809 (2004)
122. Давыденко В И и др. *Диагностика плазмы* Вып. 5 (М.: Энергоатомиздат, 1986) с. 147
123. Давыденко В И, Димов Г И, Росляков Г В *ДАН СССР* **271** 1380 (1983); Davydenko V I, Dimov G I, Roslyakov G V *Sov. Phys. Dokl.* **28** 685 (1983)
124. Березовский Е Л и др. *Письма в ЖТФ* **8** 1382 (1982)
125. Березовский Е Л и др., в сб. *Диагностика плазмы* Вып. 5 (М.: Энергоатомиздат, 1986) с. 157
126. Abdashitov G F, Davydenko V I, Deichuli P P *Rev. Sci. Instrum.* **72** 594 (2001)
127. Бендер Е Д и др. *ПТЭ* (6) 78 (1996)
128. Den Hartog D J et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10F122 (2006)
129. Ivanov A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **71** 3728 (2000)
130. Davydenko V I *Rev. Sci. Instrum.* **68** 1418 (1997)
131. Давыденко В И, Иванов А А, Шульженко Г И *Физика плазмы* **41** 1004 (2015); Davydenko V I, Ivanov A A, Shul'henko G I *Plasma Phys. Rep.* **41** 930 (2015)
132. Listopad A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02B707 (2012)
133. Karpushov A N et al. *Fusion Eng. Des.* **66–68** 899 (2003)
134. Stupishin N V et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 050012 (2016)
135. Davydenko V I, Ivanov A A, Karpushov A N *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 1805 (1994)
136. Savkin V Ya, Lizunov A A *Rev. Sci. Instrum.* **88** 076109 (2017)
137. Zelenski A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **73** 888 (2002)
138. Kolmogorov A V et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02A734 (2014)
139. Zelenski A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B705 (2016)
140. Бельченко Ю И, Димов Г И, Дудников В Г *ЖТФ* **43** 1720 (1973)
141. Бельченко Ю И, Димов Г И, Дудников В Г *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **37** 2573 (1973)
142. Бельченко Ю И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1974)
143. Бельченко Ю И, Дудников В Г, в сб. 3 *Всесоюз. совещ. "Взаимодействие атомных частиц с твердым телом"* Ч. 3 (Харьков, Изд-во ХГУ, 1976) с. 180
144. Бельченко Ю И, Димов Г И, Дудников В Г, Препринт 77-56 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977); Belchenko Y I, Dimov G I, Dudnikov V G, in *Proc. Symp. on Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven, 1977*; Preprint BNL 50727 (New York: BNL, 1977) p. 79
145. Дудников В Г, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
146. Belchenko Y I *Rev. Sci. Instrum.* **64** 1385 (1993)
147. Bacal M, Wada M *Appl. Phys. Rev.* **2** 021305 (2015)
148. Кишиневский М, Препринт 76-18 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1976)
149. Geerlings J J et al. *Surface Sci.* **157** 151 (1985)
150. Los J, Geerlings J J C *Phys. Rep.* **190** 133 (1990)
151. Бендер Е Д, Димов Г И, Кишиневский М Е, Препринт 75-09 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1975)
152. Бендер Е Д, Кишиневский М Е, Морозов И И, Препринт 77-47 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
153. Бельченко Ю И, Димов Г И, Дудников В Г *ЖТФ* **45** 68 (1975); Belchenko Y I, Dimov G I, Dudnikov V G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **20** 40 (1975)
154. Dudnikov V, in *Proc. of the Fourth All-Union Conf. on Charged Particle Accelerators, Moscow, 1974* Vol. 2 (Moscow: Nauka, 1975) p. 323
155. Belchenko Yu I, Savkin V Y *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1704 (2004)
156. Dimov G I, Derevyankin G E, Dudnikov V G *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 1545 (1977)
157. Derevyankin G E, Dudnikov V G *AIP Conf. Proc.* **111** 376 (1984)
158. Belov A S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2622 (1992)
159. Allison P W *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 1584 (1977)
160. Sidlow R et al. *Proc. of EPAC* **92** 1005 (1992)
161. Ehlers K W, Leung K N *Rev. Sci. Instrum.* **51** 721 (1980)
162. Mori Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **301** 1 (1991)
163. Wengrow A B et al. *Rev. Sci. Instrum.* **69** 989 (1998)
164. Бельченко Ю И и др. *Письма в ЖТФ* **3** 693 (1977)
165. Belchenko Yu I, Davydenko V I *Rev. Sci. Instrum.* **77** 03B702 (2006)
166. Анциферов В В и др., Препринт 88-116 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1988)
167. Antsiferov et al. *AIP Conf. Proc.* **210** 427 (1990)
168. Аполонский А Н и др. *Письма в ЖТФ* **6** 86 (1980)
169. Бельченко Ю И, Дудников В Г, Препринт 78-95 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1978)
170. Belchenko Yu I, Dudnikov V G *J. Physique Colloq.* **40** C7-501 (1979)
171. Бельченко Ю И, Дудников В Г, Препринт 80-34 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1978)
172. Belchenko Yu I, Dudnikov V G, in *Proc. XV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases Pt. II* (Minsk, 1981) p. 883
173. Бельченко Ю И *Физика плазмы* **9** 1219 (1983); Belchenko Yu I *Sov. J. Plasma Phys.* **9** 703 (1983)
174. Belchenko Yu I, Kupriyanov A S *Rev. Phys. Appl.* **23** 1889 (1988)
175. Куприянов А С, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1994)
176. Belchenko Yu I, Kupriyanov A S *Rev. Sci. Instrum.* **61** 484 (1990)
177. Belchenko Yu I, Kupriyanov A S *Rev. Sci. Instrum.* **65** 1179 (1994)
178. Бельченко Ю И, Димов Г И, в сб. *Вопросы атомной науки и техники, Сер. Термоядерный синтез* (1) 42 (1984)
179. Belchenko Yu I, Dimov G I *AIP Conf. Proc.* **111** 363 (1984)
180. Bashkeev A A, Dudnikov V G *AIP Conf. Proc.* **210** 329 (1990)
181. Belchenko Yu I, Kupriyanov A S *AIP Conf. Proc.* **287** 255 (1992)
182. Belchenko Yu I, Bacal M *Rev. Sci. Instrum.* **66** 1204 (1994)
183. Belchenko Yu I, Kupriyanov A S *Rev. Sci. Instrum.* **69** 929 (1998)
184. Belchenko Yu I, Grigoryev E V *Rev. Sci. Instrum.* **73** 939 (2002)
185. Belchenko Yu I, Savkin V Y *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1704 (2004)
186. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 02A521 (2008)
187. Иванов А А и др. *Письма в ЖТФ* **42** (12) 1 (2016); Ivanov A A et al. *Tech. Phys. Lett.* **42** 608 (2016)
188. Belchenko Yu I et al. *AIP Conf. Proc.* (2018), to be published
189. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 03A527 (2006)
190. Belchenko Yu, Sanin A, Ivanov A *AIP Conf. Proc.* **1097** 214 (2009)
191. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02B108 (2014)
192. Belchenko Yu I, Savkin V Ya *AIP Conf. Proc.* **1390** 401 (2011)
193. Belchenko Yu I, Sanin A L, Sotnikov O Z *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02B116 (2014)
194. Бельченко Ю И, Санин А Л, Сотников О З *Ядерная физика и инжиниринг* **6** (1–2) 1 (2015)
195. Ivanov A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02B102 (2014)
196. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B316 (2016)
197. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B120 (2016)
198. Abdashitov G A et al. *AIP Conf. Proc.* **1655** 040002 (2015)
199. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B119 (2016)
200. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B133 (2016)
201. Ivanov A A et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 030012 (2016)
202. Димов Г И, Закайдаков В В, Кишиневский М Е *Физика плазмы* **2** 597 (1967)
203. Steward L D, in *Proc. of the 3rd Intern. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, 1983* p. 594
204. Логан Б Г и др. *Физика плазмы* **4** 542 (1978); Logan B G et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 301 (1978)
205. Staten H Stanley, in *Proc. 3rd Intern. Symposium on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, 1983* p. 587
206. Allison S K *Rev. Mod. Phys.* **30** 1137 (1958)
207. Tawara H, Russel A *Rev. Mod. Phys.* **45** 178 (1973)
208. Дьячков Б А *ЖТФ* **38** 1259 (1968)
209. Dimov G I, Roslyakov G V *Nucl. Fusion* **15** 551 (1975)
210. Димов Г И, Иванов А А, Росляков Г В *ЖТФ* **50** 2300 (1980)
211. Dance D F, Harrison M F A, Rundell R P *Proc. R. Soc. A* **299** 525 (1967)
212. Peart B, Walton D S, Dolder K T *J. Phys. B* **3** 1346 (1970)

213. Peart B, Walton D S, Dolder K T *J. Phys. B* **4** 88 (1971)
214. Fite W L, Brakmann R T *Phys. Rev.* **112** 1141 (1958)
215. Gilbody H B, Ireland J V *Proc. R. Soc. London A* **277** 137 (1964)
216. Hooper J W et al. *Phys. Rev.* **121** 1123 (1961)
217. Димов Г И, Иванов А А, Росляков Г В *Физика плазмы* **6** 933 (1980); Dimov G I, Ivanov A A, Roslyakov G V *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 513 (1980)
218. Chaibi W et al. *AIP Conf. Proc.* **1097** 385 (2009)
219. Fink J H, Frank A M, Lawrence Livermore Nat. Lab. Report UCRL-16844 (1975)
220. Fink J H, in *Production and Neutralization of Negative Ions and Beams: 3rd Int. Symp., Brookhaven, 1983* p. 547
221. Vanek V et al., in *Proc. of the 3rd Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, 1983* p. 568
222. Kovari M, Crowley B *Fusion Eng. Design* **85** 745 (2010)
223. Simonin A et al. *AIP Conf. Proc.* **1390** 494 (2011)
224. Попов С С и др., в сб. *Тезисы XLII Международной конф. по физике плазмы и УТС* (М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН, ИОФ РАН, 2015) с. 395
225. Popov S S et al., arXiv:504.07511
226. Козлов В В, Трещев Д В *Биллиарды. Генетическое введение в динамику систем с ударами* (М.: Изд-во МГУ, 1991) с. 168
227. Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтьевича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3; Пер. на англ. яз.: Budker G I *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959) p. 1
228. Popov S S et al., arXiv:1703.10777
229. Atlukhanov M G et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 030024 (2016)
230. Popov S S et al. *AIP Conf. Proc.* **1869** 050005 (2017)
231. Belchenko Yu I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **61** 378 (1990)
232. Hemsworth R et al. *Nucl. Fusion* **49** 045006 (2009)
233. Popov S S et al. *AIP Conf. Proc.* (2018), in print
234. IPG. IRE-POLUS, <http://www.ipgphotonics.com/ru/products/lasers/nepreryvnye-lazery-vysokoy-moshchnosti/1-mikron/yls-sm-110-kvt>
235. Иванов А А, Приходько В В *УФН* **187** 547 (2017); Ivanov A A, Prikhodko V V *Phys. Usp.* **60** 509 (2017)
236. Beklemishev A D *Fusion Sci. Tech.* **59** 90 (2011)
237. Юров Д В, Приходько В В *УФН* **184** 1237 (2014); Yurov D V, Prikhod'ko V V *Phys. Usp.* **57** 1118 (2014)
238. Postupaev V V et al. *Fusion Eng. Des.* **106** 29 (2016)
239. Beklemishev A D *Phys. Plasmas* **22** 103506 (2015)

Studies of ion and neutral beam physics and technology at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS

Yu.I. Belchenko^(1,2), V.I. Davydenko^(1,2), P.P. Deichuli^(1,2), I.S. Emelev⁽¹⁾, A.A. Ivanov^(1,2), V.V. Kolmogorov^(1,2), S.G. Konstantinov⁽¹⁾, A.A. Krasnov⁽¹⁾, S.S. Popov⁽¹⁾, A.L. Sanin^(1,2), A.V. Sorokin⁽¹⁾, N.V. Stupishin^(1,2), I.V. Shikhovtsev^(1,2), A.V. Kolmogorov⁽¹⁾, M.G. Atlukhanov⁽¹⁾, G.F. Abdurashitov⁽¹⁾, A.N. Dranichnikov⁽¹⁾, V.A. Kapitonov⁽¹⁾, A.A. Kondakov⁽¹⁾

⁽¹⁾ Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

⁽²⁾ Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: i.s.emelev@inp.nsk.su, a.a.ivanov@inp.nsk.su

An overview of the studies of physics and technology of ion and neutral beams carried out at the Bunker Institute of Nuclear Physics SB RAS since 1960 till now is presented. These studies were initiated by Academician G.I. Budker for the charge-exchange injection of particles into storage rings. Subsequently, many ion sources and natural beams were developed and studied for applications in accelerators and plasma devices for plasma heating and diagnostics.

Keywords: ion source, neutral beam, negative ion source, positive ion source, polarized beam, plasma source

PACS numbers: 29.25.Ni, 29.27.Ac, 29.27.Fh, 29.27.Hj, **41.75.-i**, 41.75.Ak, 41.75.Cn, **41.85.-p**, 41.85.Ar., 52.50.Dg, 52.50.Gj

Bibliography — 239 references

Received 5 February 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (6) 595–650 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (6) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.02.038305>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.02.038305>