

81. Дулов В. Г., Латыпов А. Ф., Пупышев С. Б., Щепановский В. А. Эффективность крейсерского полета гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями // Исследования по гиперзвуковой аэродинамике.— Новосибирск, 1978.
82. Латыпов А. Ф., Пупышев С. Б. Аэротермодинамическая эффективность летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями при больших сверхзвуковых скоростях полета.— Новосибирск, 1980.— Деп. в ВИНТИ 16.05.80, № 5(103).

Поступила 26/XII 1986 г.

УДК 621.385(088.8)

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В НОВОСИБИРСКЕ

*Ю. И. Бельченко, Г. Е. Деревякин, Г. И. Димов,
В. Г. Дудников*

(Новосибирск)

В ускорительной технике и магнитных системах УТС широко используется перезарядный метод управления потоками частиц. Этот метод дает возможность за счет изменения зарядового состояния частиц управлять их движением в электрических и магнитных полях, изменять величину и направление ускорения частиц, «включать» и «выключать» действие макроскопических полей, влиять на распределение частиц в фазовом пространстве и т. д.

Значительный вклад в развитие перезарядного метода управления потоками ускоренных частиц внес Г. И. Будкер. Используя диссоциацию быстрых молекулярных ионов при столкновениях с остаточным газом и плазмой для заполнения магнитных ловушек горячей плазмой он предложил еще в первой работе по зеркальным ловушкам в 1954 г. По его инициативе и при его участии в Институте ядерной физики СО АН СССР был разработан перезарядный метод инжекции протонов в циклические ускорители и накопители [1, 2], а также физические основы получения интенсивных атомарных пучков изотопов водорода высокой энергии для инжекции в термоядерные ловушки [3—6].

В перезарядной технологии получения водородных частиц высокой энергии выгодно использовать обдирку ускоренных отрицательных ионов водорода, которые легко теряют «лишний» электрон при столкновениях в перезарядной мишени и имеют высокий (0,6—0,9) коэффициент конверсии в атомы в широком диапазоне энергий частиц.

Работы по источникам ионов H^- в ИЯФ СО АН СССР были начаты в связи с разработкой метода перезарядной инжекции протонов в ускорители. Для перезарядной инжекции в Институте разработаны плазменные источники ионов H^- (типа источника Элмера) с импульсным током до 8 мА и перезарядные источники первоначально с током до 15 мА, а в дальнейшем и до 100 мА. Однако характеристики этих источников не позволяли в полной мере реализовать преимущества перезарядной инжекции и не обеспечили ее широкого использования на ускорителях.

Ситуация с получением пучков отрицательных ионов радикально улучшилась после обнаружения и экспериментального исследования нового, поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в газовых разрядах [3]. На основе этого поверхностно-плазменного механизма разработан ряд поверхностно-плазменных источников (ППИ) ионов H^- для ускорителей. Более того, поверхностно-плазменный метод оказался достаточно эффективным, чтобы приступить к разработке мощных источников отрицательных ионов для управляемого термоядерного синтеза.

Большой вклад в разработку ППИ внесли также Национальные лаборатории США (Брукхэвенская, Берклиевская, Лос-Аламосская, ОК-Риджская, им. Э. Ферми), ряд лабораторий Советского Союза, Европы и Японии. Эти результаты отражены в трудах Международных симпозиумов по получению и нейтрализации отрицательных ионов [7—9], ускорительных конференций и многих других публикациях.

В данной работе кратко остановимся только на результатах, полученных в Институте ядерной физики СО АН СССР. Некоторые итоги этих

работ рассматривались в [4, 5, 10, 11]. Там же приведены ссылки на оригинальные публикации.

Исследование физических основ поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов. Первые важные результаты, послужившие основой для разработки поверхностно-плазменного метода генерации пучков отрицательных ионов и ПШИ, получены в Институте в 1970 г. В это время было обращено внимание на принципиальную возможность образования ионов H^- за счет вторичной эмиссии отрицательных ионов при бомбардировке ионами поверхностей с пониженной работой выхода.

Проведенные эксперименты показали, что при бомбардировке поверхности металлов ионами цезия в атмосфере водорода коэффициент вторичной эмиссии ионов H^- может повышаться до 80%, а плотность тока ионов H^- — до 10 mA/cm^2 [12].

Одновременно освоено вытягивание и формирование пучков ионов H^- из высокоточных тлеющих разрядов с магнитным полем в газоразрядных ячейках с геометрией плоского магнетрона (планотрон). При этом экспериментально обнаружен важный для источников отрицательных ионов факт уменьшения на несколько порядков потока сопутствующих электронов, вытягиваемых вместе с пучком из эмиссионной щели. Для этого необходимо, чтобы размер эмиссионной щели вдоль магнитного поля был минимизирован, а сама щель должна быть ориентирована в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

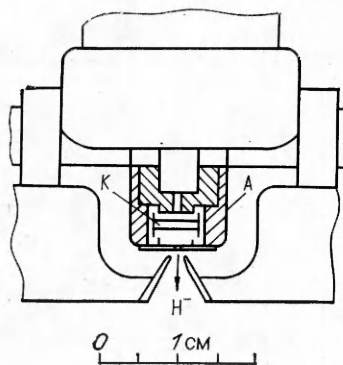
Схематично плазменный планотрон изображен на рис. 1. Из него получен пучок ионов H^- интенсивностью $< 10 \text{ mA}$, но его конструкция послужила основой для последующих ПШИ. Так, в 1971 г. обнаружено, что при добавлении паров цезия в газоразрядную камеру планотрона эмиссия отрицательных ионов увеличивается. После эмпирической оптимизации источника выход ионов увеличился до $0,2 \text{ A}$, эмиссионная плотность тока — до $1,5 \text{ A/cm}^2$. Эти значения были невероятно велики для того времени.

Картину прояснили исследования энергетических спектров отрицательных ионов, извлекаемых из источников. Примеры этих спектров показаны на рис. 2. При малой плотности водорода в газоразрядной камере (кривая 1, рис. 2) в спектре H^- большинство ионов имеет энергию больше той, которая соответствует напряжению, установившемуся на разряде. При увеличенной подаче водорода (спектр 2) доля ускоренных ионов становится малой. При увеличении подачи цезия в разряд (переход от кривой 4 к 3) напряжение на разряде уменьшалось, соответственно смещался пик ионов H^- , ускоренных полным напряжением, а доля ионов H^- в этом пике возрастала. В спектрах из пеннинговской ячейки (когда удалялась центральная пластина катода планотрона К на рис. 1) ионы с увеличенной энергией не наблюдались, а энергетический разброс был значительно меньше (кривая 5).

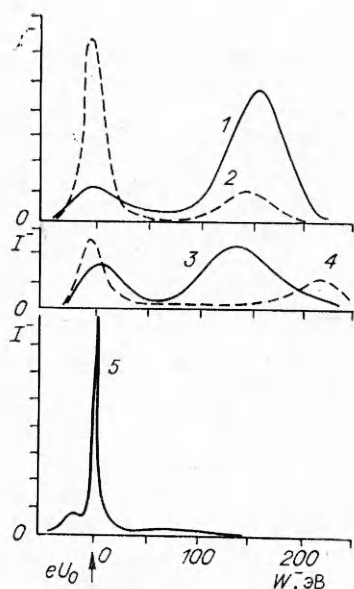
По результатам экспериментальных исследований сформулирована концепция поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов в газовых разрядах, иллюстрируемая рис. 3:

— в газоразрядной плазме образуются положительные ионы водорода и цезия;

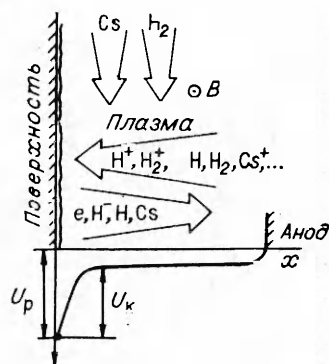
— эти ионы ускоряются в приэлектродных слоях пространственного заряда и бомбардируют поверхность катода или дополнительного электрода, часть атомов рабочего вещества адсорбируется на поверхности в состояниях, благоприятных для их последующей эмиссии в виде отрицательных ионов;



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

— при обмене импульсами между бомбардирующими и адсорбированными частицами последние покидают поверхность со сверхтепловыми скоростями;
 — в результате обмена электронами между эмиттером и уровнями электронного средства распыленных и отразившихся частиц часть из них (с высокими скоростями удаления от поверхности) уходит за приповерхностный барьер в виде отрицательных ионов; при уменьшении работы выхода поверхности за счет адсорбции цезия вероятность образования отрицательных ионов значительно увеличивается;

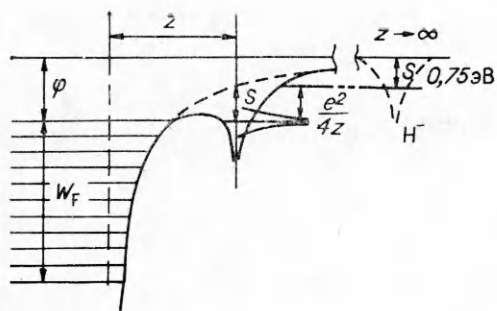
— образовавшиеся отрицательные ионы ускоряются электрическим полем в приэлектродном слое и могут пройти через не очень толстый слой плазмы и газа к системе формирования пучка, остальная часть ускоренных отрицательных ионов разрушается и преобразуется в быстрые атомы;

— отрицательные ионы, попавшие в электрическое поле системы формирования, ускоряются и фокусируются в пучок.

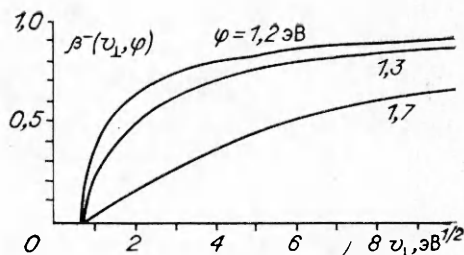
Поскольку образование отрицательных ионов определяется совокупностью взаимосвязанных процессов, протекающих в плазме и на поверхности электродов, этот механизм назван поверхностно-плазменным. Заметим, что высокая эффективность образования отрицательных ионов за счет такого механизма сохраняется и в экстремальных условиях, при плотности тока разряда на катоде более 100 A/cm^2 .

Наблюдавшаяся в экспериментах с ППИ высокая (~ 1) степень отрицательной ионизации покидающего цезированную поверхность катода потока десорбируемых водородных частиц не согласовывалась с существующими в то время теоретическими представлениями. Так, считалось, что при работе выхода поверхности $\phi \sim 1,5 \text{ эВ}$ и электронном средстве иона $S = 0,75 \text{ эВ}$ вероятность образования отрицательного иона на поверхности должна быть экспоненциально малой $\exp(S - \phi)/kT$. Теоретическое обоснование высокой скорости отрицательной ионизации проведено в [13], где обращалось внимание на то, что при приближении атома к поверхности его уровень электронного средства понижается и может оказаться ниже уровня Ферми в металле, как показано на рис. 4 (W_F — уровень Ферми, ϕ — вакуумная работа выхода, z — расстояние иона от металла). В этих условиях уровень электронного средства заполняется электронами из металла и при быстром удалении атома от поверхности «лишний» электрон может не успеть возвратиться в металл.

Таким образом, быстрая частица «вывозит» электрон на своем уровне электронного средства за счет кинетической энергии, сообщенной ей при бомбардировке. В результате вероятность образования отрицательных ионов приближается к единице при работе выхода $1,5 \text{ эВ}$ и электронном средстве $0,75 \text{ эВ}$, как это имеет место в ППИ ионов H^- . Дальнейшее уменьшение работы выхода уже делает эффективным образование отрица-



Р и с. 4



Р и с. 5

тельных ионов из частиц с тепловыми скоростями. Более подробно особенности этого механизма обсуждаются в [4].

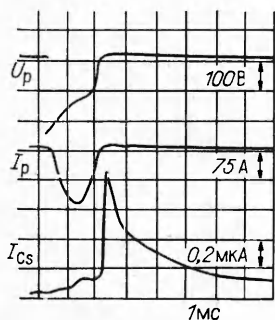
Примеры расчетных зависимостей степени ионизации от работы выхода и скорости удаления частицы от поверхности приведены на рис. 5 (β^- — степень отрицательной ионизации слетающего потока, v_{\perp} — нормальная к поверхности скорость удаления отрицательного иона).

После дальнейшей оптимизации условий для образования отрицательных ионов интенсивность получаемых в ППИ пучков к 1974 г. увеличена до 0,9 А, а эмиссионная плотность тока — до 3,7 А/см². В источнике с независимым эмиттером эмиссионная плотность тока ионов повышена до 6 А/см² [4].

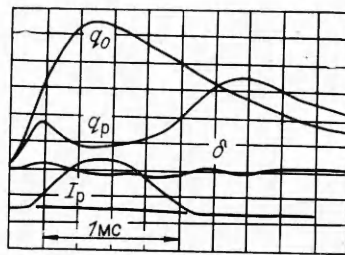
Исследование характеристик ППИ показало, что добавление цезия в газоразрядную камеру ионного источника приводит к уменьшению падения напряжения на разряде от 400—600 до 100—200 В. При этом эффективные значения коэффициента вторичной эмиссии электронов увеличиваются от 0,1—0,2 до 5—6, а значения коэффициента вторичной эмиссии отрицательных ионов возрастают от 0,01 до 0,6—0,8 ионов H⁻ на один бомбардирующий ион, среди которых значительна доля молекулярных ионов.

Непосредственные измерения показали, что в ППИ атомы цезия, десорбированные с поверхности электродов, быстро ионизируются в плазме и переносятся на катод в виде ионов. Таким образом, при горении разряда цезий эффективно запирается в тонком прикатодном слое, что способствует сохранению малой работы выхода и высокой эффективности образования отрицательных ионов при большей плотности тока разряда. Этот эффект показан на рис. 6 (U_p — напряжение, I_p — ток разряда, I_{Cs} — поток цезия через эмиссионную щель источника). В течение разрядного импульса вынос цезия мал, цезий «заперт» в прикатодном слое. Выключение напряжения разряда приводит к выбросу цезия, однако полное количество цезия в объеме мало и после выключения разряда он быстро оседает на стенки газоразрядной камеры. В итоге расход цезия в ППИ оказывается незначительным [14].

Сказанное справедливо и для водорода, который также эффективно запирается плазмой в газоразрядной камере [15]. Рис. 7 иллюстрирует



Р и с. 6



Р и с. 7

эффект запираания водорода (q_0 — поток водорода из источника с выключенным разрядом, q_p — при включении разряда с током I_p). В частности, при горении разряда в ППИ с плапотронной геометрией через эмиссионную щель до 30% водорода выходит в виде отрицательных ионов.

В 1978 г. осуществлена геометрическая фокусировка потока отрицательных ионов, эмиттируемых цилиндрической поверхностью катода ППИ с полупланотронной геометрией [16]. Это позволило повысить энергетическую эффективность, газовую экономичность генерации отрицательных ионов и уменьшить удельную мощность бомбардировки катода.

В 1982 г. реализована геометрическая фокусировка ионов, эмиттируемых сферическими поверхностями специальных выемок на катоде [9, 17], что еще более повысило энергетическую и газовую эффективность ППИ. В частности, на получение пучка ионов H^- с током 2,5 А в таком источнике с геометрической фокусировкой энергетические затраты составляют 10 кВт.

При достаточной толщине плазменной и газовой мишени между эмиттером и эмиссионным отверстием отрицательные ионы, эмиттированные с поверхности и ускоренные разностью потенциалов между эмиттером и плазмой, эффективно разрушаются, превращаясь в ускоренные атомы.

Непосредственная регистрация потока ускоренных атомов из ППИ осуществлена в 1978 г. С использованием перезарядки атомов в ионы H^- были измерены их энергетические спектры. Они оказались вполне аналогичными высокоэнергетической части спектров, приведенных на рис. 2. При этом эффективность получения ускоренных атомов сравнима с эффективностью генерации ионов H^- . Таким образом, поверхностно-плазменный механизм образования отрицательных ионов может служить эффективным средством получения быстрых атомов средней энергии (100—200 эВ).

В ППИ быстрые атомы, образовавшиеся в результате разрушения первичных отрицательных ионов, могут снова конвертироваться в ионы H^- на поверхностях с цезием. Этот эффект отчетливо наблюдается в поверхностно-плазменном источнике с пеннинговской геометрией газоразрядной камеры (ИПГ), в котором быстрые атомы бомбардируют эмиттирующую поверхность катода наравне с положительными ионами. В результате выход отрицательных ионов из этих источников растет линейно с током разряда при плотности тока разряда до 300 А/см². Аналогичная зависимость для планотрона достигает максимума при плотности тока 60—80 А/см² и затем спадает.

Приведенные результаты надежно подтверждают доминирующую роль поверхностно-плазменного механизма в эффективном образовании отрицательных ионов. К настоящему времени достигнуто хорошее понимание основных процессов образования и разрушения отрицательных ионов в ППИ, что служит надежной основой для разработки высокоэнергетических источников для УТС и источников с высокой яркостью пучка для ускорителей.

Разработка поверхностно-плазменных источников. После завершения в основном исследований поверхностно-плазменного механизма образования отрицательных ионов появилась основа для «сознательного» конструирования ППИ. Совершенствование конструкций и систем питания источников, отработка способов подачи водорода и цезия позволили повысить надежность ППИ до уровня, достаточного для их применения.

Работа по ППИ в Институте проводилась по двум направлениям.

1. Для программы УТС разрабатывались различные варианты высокоэнергетических ППИ. Основное внимание уделялось получению высоких удельных характеристик генерации отрицательных ионов. Значительного прогресса удалось достичь при реализации геометрической фокусировки отрицательных ионов на эмиссионные отверстия в аноде. Из источников с цилиндрической и сферической фокусировкой получены пучки ионов H^- с током до 4 А при средней плотности тока в вытягивающем промежут-

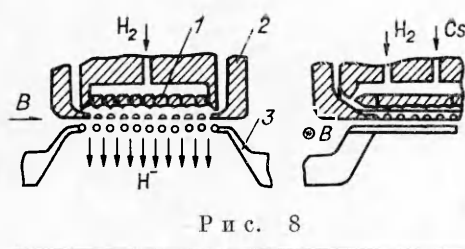
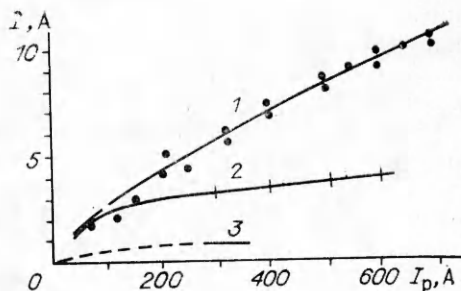


Рис. 8

Рис. 9



ке $0,5 \text{ А/см}^2$. При этом локальная плотность тока в источнике со сферической фокусировкой (в эмиссионном отверстии) достигает 8 А/см^2 .

Хорошая геометрическая фокусировка делает рациональным использование многоапертурных систем формирования. Так, в многоапертурном сотовом источнике со сферической фокусировкой получен ток ионов $\text{H}^- \sim 12 \text{ А}$ при токе разряда 700 А , энергии ионов 20 кэВ и длительности импульса 1 мс . Конструкция этого источника схематически показана на рис. 8 (1 — сотовый катод, 2 — анод, 3 — многоапертурный вытягивающий электрод). На рис. 9 приведена его эмиссионная характеристика (кривая 1). Для сравнения показана зависимость тока H^- из сотового источника с малой площадью катода и из источника без геометрической фокусировки (линии 2 и 3 соответственно). Более подробно сильноточные ППИ рассмотрены в [9, 17].

2. При разработке ППИ для ускорителей паряду с вопросами стабильности и надежности в работе важен вопрос получения высокой яркости в пучке. Что же касается энергетической эффективности, то она не имеет определяющего значения. Большинство известных типов ППИ работают в режиме непосредственного извлечения ионов, образующихся на эмиттирующей поверхности. Поскольку эмиссия отрицательных ионов с поверхности — результат бомбардировки последней частицами из разряда с энергией $\sim 100 \text{ эВ}$, то эмиттированные ионы имеют большой энергетический и угловой разброс. В результате эффективная температура отрицательных ионов на эмиттере составляет $\sim 10 \text{ эВ}$. Яркость пучка пропорциональна эмиссионной плотности тока ионов и обратно пропорциональна их температуре. Отсюда ясно, что рассчитывать на высокую яркость пучка в источниках этого типа не приходится и что упоминавшаяся выше геометрическая фокусировка выигрыша в яркости не дает.

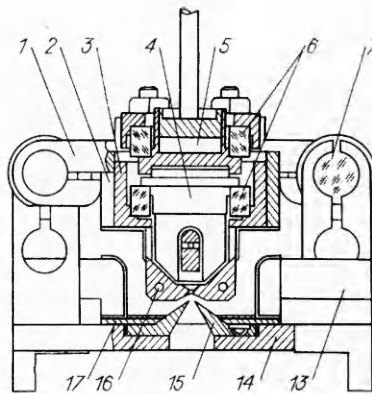
Иная картина в ИПГ. Его базовая конструкция представлена на рис. 10, где 1 — крышка газоразрядной камеры, являющаяся аподом, 2 — корпус газоразрядной камеры, 3 — анодная вставка, на которой смонтирован катодный узел, состоящий из собственно катода 4, его охладителя 5 и керамических катодных изоляторов 6, 7 — высоковольтные изоляторы, 8 — держатели газоразрядной камеры, 9 — экраны, 10 — электромагнитный затвор для напуска водорода, 11 — эмиссионное отверстие (щель), 12 — контейнер с цезием, 13 — полюса магнита, 14 — основание источника, 15 — вытягивающий электрод, 16 — каналы охлаждения, 17 — железные вкладыши, 18 — трубки водяного охлаждения.

В этом источнике для ионов, образующихся на эмиттирующей поверхности катода, очень затруднен (геометрически) выход через эмиссионное отверстие в вытягивающий промежуток. Ионный пучок в основном формируется из отрицательных ионов, образующихся в окрестности эмиссионного отверстия в результате резонансной перезарядки быстрых первичных отрицательных ионов на атомарном газе. Как показали многочисленные исследования, температура ионов не превышает $0,5\text{--}1 \text{ эВ}$. Во всяком случае (см. рис. 2) энергетический спектр ионов для ИПГ значительно уже, чем для планотрона.

Так как сечение резонансной перезарядки меньше сечения разрушения ионов в плазме, то такое уменьшение температуры ионов сопровождается снижением производительности источника. Однако в практически

интересном диапазоне эмиссионной плотности тока $\sim 1 \text{ A/cm}^2$ это уменьшение производительности вполне окупается увеличением яркости пучка в ИПГ.

В соответствии с изложенным для мезонной фабрики АН СССР в Институте был разработан ИПГ с номинальной интенсивностью пучка ионов H^- 0,1 А, энергией 25 кэВ при длительности импульса 250 мкс, частоте следования 100 Гц, с ресурсом работы до 10^8 импульсов [18]. В этом источнике реализована нормализованная яркость пучка $3 \cdot 10^7 \text{ A/(cm}^2 \cdot \text{рад}^2)$. Осциллограммы напряжений и токов, характеризующих работу источника, приведены на рис. 11, где I_0 — полный ток в цепи вытягивающего промежутка, I^- — ток пучка ионов H^- , U_p — напряжение на разряде, I_p — ток разряда, U_0 — вытягивающее напряжение.



Для целей, не требующих высокой яркости пучка, разработан источник с повышенной производительностью. В нем использована полупланотронная геометрия с геометрической фокусировкой ионов H^- на эмиссионную щель [19]. Для источника характерна хорошая стабильность работы в режиме без флуктуаций параметров разряда. Ток ионов H^- 0,1 А достигается при токе разряда ~ 20 А. Поэтому при работе с частотой 50 Гц он не требует принудительного охлаждения катода.

Для получения пучка ионов H^- небольшой интенсивности (до 30 мА) разработан ИПГ с круглым эмиссионным отверстием диаметром 1,5 мм. Источник также не требует принудительного охлаждения при работе со скважностью ~ 300 . Характерно, что в этом источнике реализована яркость $2 \cdot 10^7 \text{ A/(cm}^2 \cdot \text{рад}^2)$ в режиме с флуктуирующим разрядом.

Следует заметить, что ИПГ характеризуется низким содержанием тяжелых примесей в ионном пучке ($< 1\%$). В то же время в ППИ других типов содержание примесей составляет 7—10%.

Формирование пучка с высокой яркостью. Подробно условия формирования в ППИ ионного пучка с высокой яркостью обсуждаются в [11, 20]. Приведем основные результаты. Для преобразования ленточного расходящегося пучка в квазипараллельный для ППИ предложена схема формирования с одномерной фокусировкой пучка в поворотном магните с показателем спада $n \approx 1$. Сейчас она общепринята для большинства ППИ.

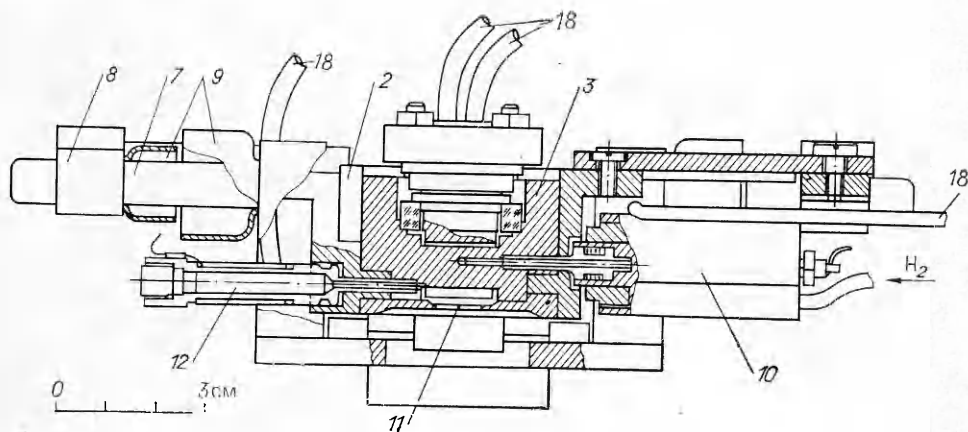
1. Обобщенной характеристикой качества ионного пучка является его нормализованная яркость

$$B = \frac{2I^-}{\pi^2 E_x E_y} = \frac{2j^- M c^2}{\pi^2 T_i},$$

где I^- , j^- и T_i — ток пучка, плотность тока и температура ионов в плоскости эмиссионного отверстия; E_x , E_y — нормализованный эмиттанс пучка. Методика определения эмиттанса подробно описана в [19]. Здесь только отметим, что при этом ширина соответствующих распределений отсчитывалась по уровню 0,1 от максимального.

Выражение справа определяет яркость пучка, которая может быть получена в гипотетических идеальных условиях. В действительности всегда имеет место дополнительный нагрев пучка, и, следовательно, вопрос заключается в том, насколько он велик и как можно уменьшить этот нагрев. Удобная характеристика дополнительного нагрева пучка — определяемый по результатам измерения эмиттанса разброс энергий поперечного движения ионов, приведенный к эмиссионному отверстию:

$$\Delta W_{0x} = \frac{2M c^2 E_x^2}{\delta^2}, \quad \Delta W_{0y} = \frac{2M c^2 E_y^2}{L^2}.$$



Р и с. 10

Здесь $\delta = 0,5$ мм — размер эмиссионной щели ППИ вдоль магнитного поля (поперечная x -координата в сечении пучка); $L = 10$ мм — длина эмиссионной щели (поперечная y -координата).

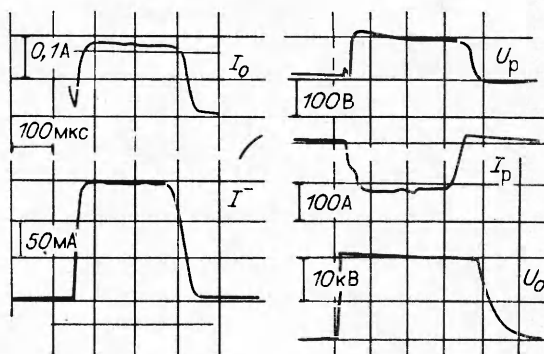
2. Непременным условием минимизации дополнительного нагрева является вытягивание спокойного пучка с низким уровнем флуктуаций интенсивности ($< 1\%$). В свою очередь для этого требуется поддержание спокойного разряда в источнике.

На колебательные свойства разряда ППИ помимо плазменных неустойчивостей значительное влияние оказывают флуктуации эмиссионной способности катода, обусловленные непостоянством и неоднородностью плотности цезиевого покрытия. Полной ясности в этих вопросах пока нет. Опытным путем установлено, что в источниках с пеннинговской и полупланотронной геометрией необходимо по возможности уменьшать магнитное поле и увеличивать подачу водорода и цезия.

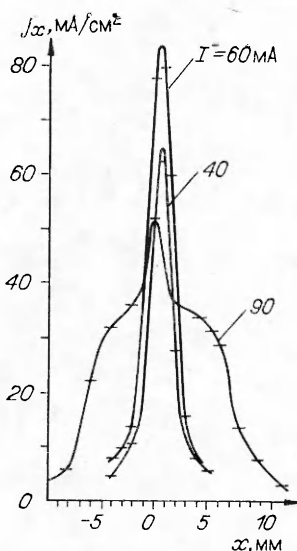
3. Стремление увеличить яркость интенсивного пучка ($\geq 0,1$ А) за счет высокой эмиссионной плотности тока наталкивается на дополнительный нагрев, обусловленный аберрациями в вытягивающем промежутке. Исследования показали, что этот нагрев для щелевой оптики в нашем случае остается приемлемым (0,1—0,3 эВ) при плотности тока 1—2 А/см² и согласовании пространственного заряда пучка с эмиссионной плотностью тока по закону «3/2».

Такое согласование при не очень большом магнитном поле ($< 0,1$ Тл) возможно в ИПГ, в котором форма эмиссионной границы плазмы в плоскости эмиссионного отверстия определяется в основном пространственным зарядом отрицательных ионов. Эффект согласования иллюстрируется рис. 12. В ППИ других типов согласование затруднено. В этих источниках граница плазмы в основном определяется пространственным зарядом электронов, так как отрицательные ионы падают на нее с высокой направленной скоростью (энергия ~ 100 эВ). В результате граница плазмы для них является сильной нелинейной линзой.

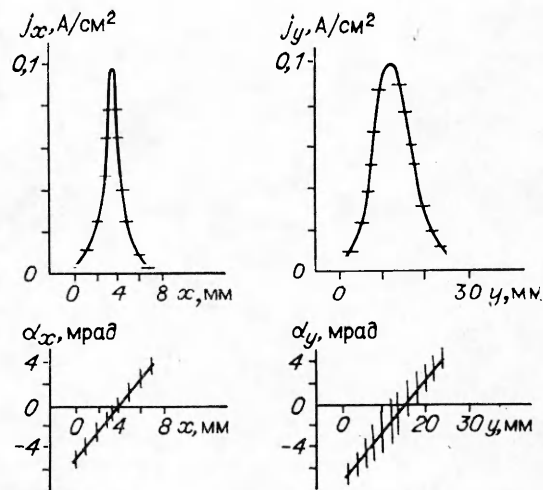
Другой мощный источник нагрева связан с пространственным зарядом пучка отрицательных ионов. Он может быть скомпенсирован положительными ионами остаточного газа, ионизуемо-



Р и с. 11



Р и с. 12



Р и с. 13

го пучком. В случае водорода для этого требуется давление $0,5 - 1 \cdot 10^{-2}$ Па. При этом время компенсации составляет $30-15$ мкс. Если давление газа достаточно велико, то возможно получение перекомпенсированного состояния (газовая фокусировка). Для пучка с высоким уровнем флуктуаций интенсивности (20%) газовая фокусировка улучшает эмиттанс в 2-3 раза. Однако для спокойного пучка лучше поддерживать недокомпенсированное состояние, в противном случае в нем могут быстро развиваться колебания, вызывающие значительное увеличение эмиттанса.

Формирование расходящегося пучка в квазипараллельный сопровождается его расширением, при этом локальный разброс энергий поперечного движения ионов (поперечная температура) должен уменьшаться до очень малых значений $\sim 10^{-3}$ эВ. Однако флуктуации электрических полей препятствуют достижению столь глубокого охлаждения. Остающийся разброс энергий $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ эВ эквивалентен многократному нагреву пучка. Этот эффект особенно сказывается на увеличении ΔW_{0x} , поскольку исходный размер пучка в направлении координаты x очень мал (0,5 мм).

Отметим, что даже в спокойном пучке ионов H^- развиваются мелко-масштабные флуктуации плотности тока с поперечным размером $\sim 0,1$ мм, вызывающие появление флуктуирующих поперечных электрических полей. Поэтому для сохранения высокой яркости пучков ионов H^- при транспортировке требуется сохранение минимальных поперечных размеров пучка, при которых остающийся локальный разброс энергий поперечного движения значительно превышает разброс, приобретаемый за счет флуктуаций электрических полей.

Оптимизировав условия формирования пучка, удалось свести к минимуму эффекты дополнительного нагрева. В результате получен пучок ионов H^- с током 40 мА, энергией 22 кэВ, $E_x \simeq 7 \cdot 10^{-7}$ см·рад, $E_y \simeq 1,4 \cdot 10^{-3}$ см·рад, $B \simeq 8 \cdot 10^8$ А/(см²·рад²), $\Delta W_{0x} \simeq 0,4$ эВ, $\Delta W_{0y} \simeq 0,3$ эВ. Распределения плотности тока и фазовые диаграммы этого пучка приведены на рис. 13.

Основные итоги проведенной работы состоят в следующем: 1) экспериментально обнаружен и исследован эффективный поверхностно-плазменный механизм генерации многоамперных потоков отрицательных ионов водорода; 2) исследованы физические процессы в ряде типов поверхностно-плазменных источников отрицательных ионов; 3) разработаны поверхностно-плазменные источники ионов для ускорителей с высо-

кой яркостью и током порядка 100 мА; 4) разработан импульсный прототип источника отрицательных ионов водорода для атомарных инжекторов термоядерных установок с током порядка 10 А.

Все экспериментальные исследования и разработки выполнены на небольших (камерных) установках. Не вызывает сомнения, что может быть разработан стационарный источник ионов D^- с током в 10–20 А, который позволит получать для целей УТС атомарные пучки мощностью порядка 10 МВт. Однако эта работа требует создания достаточно крупных и мощных экспериментальных стенов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г. И., Димов Г. И. Перезарядная инжекция протонов в кольцевые ускорители // Тр. Междунар. конф. по ускорителям.— М.: Наука, 1963.
2. Будкер Г. И., Димов Г. И., Дудников В. Г. Эксперименты по получению интенсивного протонного пучка методом перезарядной инжекции // АЭ.— 1967.— Т. 22, вып. 5.
3. Бельченко Ю. И., Димов Г. И. и др. Об образовании отрицательных ионов в газовом разряде // ДАН СССР.— 1973.— Т. 213, вып. 6.
4. Бельченко Ю. И., Димов Г. И., Дудников В. Г. Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов.— Новосибирск, 1977.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 77—56).
5. Димов Г. И. Получение интенсивных пучков отрицательных ионов водорода // Тр. X Европ. конф. по УТС и физике плазмы.— М., 1981.— Т. 2.
6. Belchenko Yu. I., Dimov G. I., Dudnikov V. G. A powerful injector of neutrals with a surface-plasma source of hydrogen negative ions // Nucl. Fusion.— 1974.— V. 14, N 1.
7. Proceedings of the International Symp. on the production and neutralization of negative hydrogen ions and beams/Ed. by Kr. Prelec.— N. Y.: BNL — 50727, 1977.
8. Proceedings of the second International Symp. on the production and neutralization of negative hydrogen ions and beams/Ed. by Kr. Prelec.— N. Y.: BNL — 51304, 1980.
9. Production and neutralization of negative ions and beams (3rd International symp., Brookhaven 1983)/Ed. by Kr. Prelec.: AIP Conf. Proc. N 111.— N. Y.: 1984.
10. Belchenko Yu. I., Dimov G. I. Pulsed multiampere source of negative ions // Production and neutralization of negative ions and beams/Ed. by Kr. Prelec.: AIP Conf. Proc. N 111.— N. Y.: 1984.
11. Derevjankin G. E., Dudnikov V. G. Production of high brightness H^- beams in surface-plasma sources // Production and neutralization of negative ions and beams/Ed. by Kr. Prelec.: AIP Conf. Proc. N 111.— N. Y.: 1984.
12. Бендер Е. Д., Димов Г. И., Кишиневский М. Е. Эксперименты по вторичной эмиссии отрицательных ионов водорода.— Новосибирск, 1975.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 75—9).
13. Кишиневский М. Е. К вопросу о вторичной отрицательно-ионной эмиссии // ЖТФ.— 1978.— Т. 48, вып. 4.
14. Бельченко Ю. И., Давыденко В. И., Деревянкин Г. Е. и др. О выносе цезия из поверхностно-плазменных источников ионов H^- // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, вып. 14.
15. Аполонский А. Н., Бельченко Ю. И., Дудников В. Г. О газовой эффективности поверхностно-плазменных источников // Письма в ЖТФ.— 1980.— Т. 6, вып. 2.
16. Бельченко Ю. И., Дудников В. Г. Поверхностно-плазменный источник с разрядом без замкнутого дрейфа электронов.— Новосибирск, 1978.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 78—95).
17. Бельченко Ю. И., Димов Г. И. Импульсный многоамперный источник отрицательных ионов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. УТС.— 1984.— Т. 8, № 1(14).
18. Dimov G. I., Derevjankin G. E., Dudnikov V. G. 100-mA negative hydrogen ion source for accelerator // IEEE Trans. on Nucl. Sci.— 1977.— V. NS — 24, N 3.
19. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г. Формирование пучков ионов H^- в поверхностно-плазменных источниках.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 79—14).
20. Деревянкин Г. Е., Дудников В. Г., Трошков М. Л. Особенности формирования пучков ионов H^- в поверхностно-плазменных источниках.— Новосибирск, 1982.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 82—110).

Поступила 26/XII 1986 г.