

В. И. Баткин

## ФОКУСИРОВКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДУГОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМЫ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Эмиттеры ионов, формируемые из расходящейся плазменной струи, позволяют получать прецизионные пучки [1—3]. Особенность ионных источников с такими эмиттерами — их высокая чувствительность к слабому магнитному полю. В [4] продольное магнитное поле 6 Э увеличивало ток ионов на 50%. В [5] поле 0—100 Э использовано для регулировки тока пучка. Экспериментально показано [6], что рост тока пучка в 3,7 раза под действием продольного магнитного поля 40 Э вызван двумя причинами: относительно слабым (7%) увеличением выноса плазмы из анодного отверстия, связанным с магнитной изоляцией анода [7], и фокусировкой сформированного ионного потока магнитным полем вне анодного отверстия. В отличие от типичных плазмооптических устройств [8—10], которые фокусируют ионные пучки энергией  $\geq 1$  кэВ в сильно замагниченной плазме, в рассматриваемых устройствах естественная плазменная линза действует на высококомпенсированный ионный поток энергией  $\approx 30$  эВ [2, 11] при слабом магнитном поле. Значительный эффект воздействия слабого магнитного поля и возможность сохранить при этом малый фазовый объем пучка делают целесообразным применение данного явления для регулировки ионных источников и его дальнейшее изучение. Такое исследование составляет настоящую работу.

В экспериментах использовался ионный источник, изображенный на рис. 1. Дуговой генератор плазмы 1 выбрасывает плазменную струю на сеточный диод 2, 3, который формирует пучок протонов. Описание генератора плазмы приведено в [12]. Генератор плазмы с помощью подвижного штока может устанавливаться на разных расстояниях от входной сетки 2. Непосредственно на аноде генератора плазмы помещен соленоид 4 сечением  $10 \times 4$  мм. В одном из экспериментов устанавливался дополнительный соленоид 5. Поверхность анода вне конического анодного отверстия, держатель входной сетки и соленоид 5 закрыты экранами 6, 7, 9. Радиально экспандер ограничен тонкостенными металлическими кольцами 8. Такая конструкция позволяет контролировать токи, отбираемые из экспандерной плазмы.

Обнаружено, что при отрицательном потенциале на электродах 6, 8, 9, запирающем электроны, эффект фокусировки не наблюдается. Изучалась зависимость фокусировки плазменной струи от величины отбираемого из экспандерной плазмы электронного тока. Электронный ток возбуждался электродом 6 при отрицательном потенциале на электродах 8, 9. Такой способ возбуждения позволяет непосредственно контролировать ток электронов, поскольку ионы на электрод 6 не падают. На рис. 2 показано, как по мере увеличения электронного тока  $I_э$  происходит рост тока пучка  $I$  на выходе источника. Зависимости сняты при трех значениях тока протонов  $I_э$  в плазменной струе (точки 1—3 — 71, 260, 430 мА) и выражены в относительных единицах;  $I_0$  — ток пучка при  $I_э = 0$ . Данные получены при осевом магнитном поле на расстоянии 1 см от анода  $H = 46$  Э. Все точки на рис. 2 составляют одну кривую. Значит, эффект фокусировки определяется отношением электронного тока к ионному и не зависит от плотности плазмы. Если в этих условиях фокусирую-

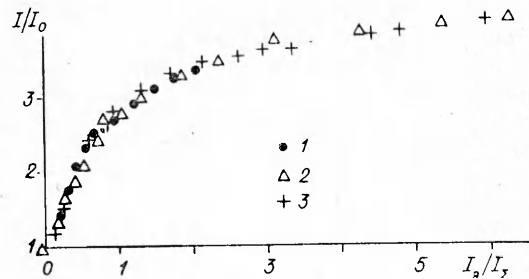
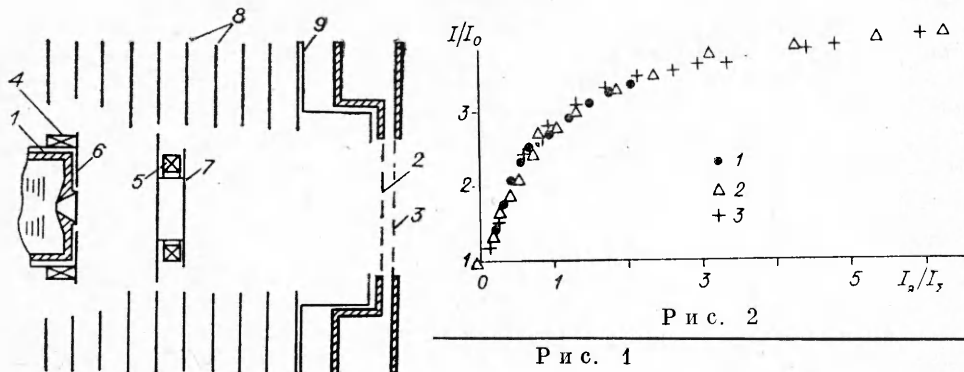
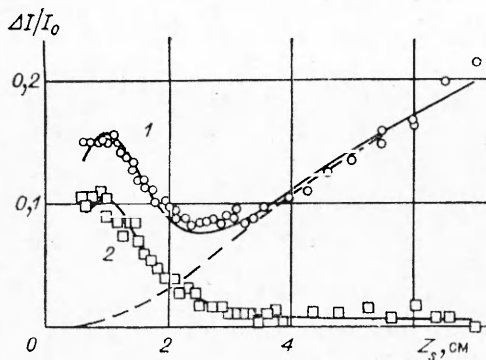


Рис. 1

Рис. 2



Р и с. 3

подобным образом расходящуюся струю. Расход водорода  $3 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ , скорость молекул 1,8 км/с, относительная частота столкновений  $4,5 \times 10^7 \text{ Па} \cdot \text{с}^{-1}$  [13]. При температуре  $T_e = 3 \text{ эВ}$  и токе  $I_\Sigma = 0,5 \text{ А}$  частота  $\nu_{ei} = 4 \cdot 10^5/Z^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{ea} = 4 \cdot 10^7/Z^2 \text{ с}^{-1}$  ( $Z$  — расстояние до анодного отверстия, см). Данные оценки иллюстрируют сделанный ранее вывод о преобладающей роли электрон-атомных столкновений в процессах, ответственных за фокусировку плазменной струи. Кроме того, видно, что плазма является практически бесстолкновительной. Эксперименты, в которых ток  $I_0$  возбуждался при помощи электродов 8, 9 (рис. 1), дали близкие результаты. Крутая зависимость  $I(I_0)$  позволяет с помощью малых электронных токов управлять плазменным эмиттером. Уже плавающий потенциал на стенках экспандера ( $I_0/I_\Sigma = 1$ ) обеспечивает увеличение тока пучка в 2,7 раза. В [4–6], где наблюдался эффект фокусировки, неконтролируемый электронный ток создавался торцевой поверхностью анода и подключаемым через сопротивление к аноду держателем входной сетки диода.

С целью проверки прямым методом гипотезы [6] о пространственной локализации эффекта фокусировки плазменной струи на расстоянии 70 мм от входной сетки диода был установлен соленоид 5 (рис. 1), средний диаметр его 29 мм, сечение обмотки  $4 \times 6$  мм. Перемещая с помощью подвижного штока генератор плазмы, можно менять в пределах 4–70 мм расстояние  $Z_s$  между соленоидом и анодом. Изучалась зависимость относительного увеличения тока пучка  $\Delta I/I_0 = (I - I_0)/I_0$ , вызванного магнитным полем соленоида 5, от  $Z_s$  ( $I_0$  — ток пучка при выключенном соленоиде 5). На рис. 3 приведены такие зависимости при магнитном поле в центре соленоида 25 Э. Электронный ток 0,5 А создавался с помощью электродов 7 или 6 (линии 1, 2). При  $Z_s < 20$  мм  $\Delta I/I_0$  ведет себя одинаковым образом в первом и втором случаях: действие магнитного поля в этих условиях слабо зависит от способа возбуждения электронного тока и определяется величиной магнитного поля на расстоянии 9 мм от анода. При больших  $Z_s$  поведение  $\Delta I/I_0$  существенно различается. Когда электродом 7 создается электронный ток вблизи соленоида, наблюдается фокусировка плазменной струи, увеличивающаяся с ростом  $Z_s$ . Это легко объяснить действием на расходящийся из анодного отверстия пучок ионов плазменной линзы, образующейся около соленоида 5. Когда ток создается в прианодной области электродом 6, такая линза не образуется. Количественное соответствие предлагаемой модели экспериментальным данным иллюстрируется кривыми. Кривые 1, 2 описываются формулами

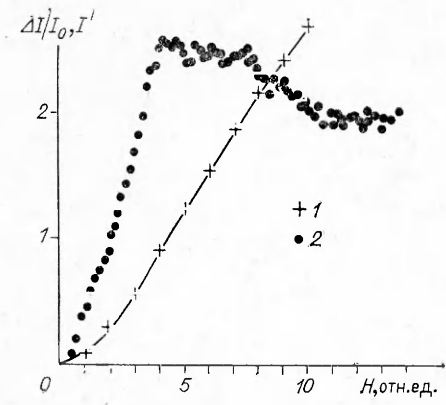
$$(1) \quad \Delta I/I_0 = KB^2/(1 + B/B_0) + Z(2 - Z/F)/F(1 - Z/F);$$

$$(2) \quad \Delta I/I_0 = KB^2/(1 + B/B_0);$$

$$(3) \quad F = F_0(1 + (Z_0/Z)^2)$$

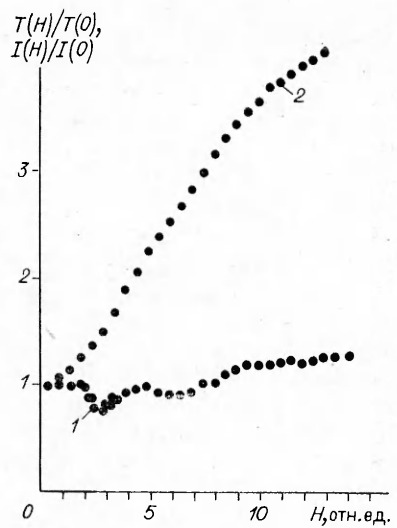
( $B$  — магнитное поле на расстоянии 9,2 мм от анода,  $B_0 = 16,3 \text{ Гс}$ ,  $K =$

щее ионы поле связано с проводимостью плазмы, то проводимость плазмы пропорциональна ее плотности. Это имеет место, если электрон-атомные столкновения преобладают над электрон-ионными. Грубую оценку частоты электрон-ионных  $\nu_{ei}$  и электрон-атомных  $\nu_{ea}$  столкновений можно сделать, исходя из предположения, что экспандерная плазма представляет собой компенсированный пучок ионов энергией 30 эВ, расходящийся из анодного отверстия в телесный угол  $2\pi$ , а нейтральный газ —



Р и с. 4

Р и с. 5



$= 3,89 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}^{-2}$ ,  $Z = Z_s L / (Z_s + L)$ ,  $Z_0 = 2,64 \text{ см}$ ,  $F_0 = 35,5 \text{ см}$ ,  $L$  — расстояние от линзы до коллектора ионов). Величина  $B_0$  получена из экспериментов, в которых варьировалось поле соленоида 5 при фиксированном  $Z_s$ . Первый член в формуле (1) описывает фокусировку ионов в прианодной области, второй — действие линзы с фокусным расстоянием  $F$  на пучок, исходящий из точечного источника на удалении  $Z_s$  от линзы. Допускается небольшая зависимость  $F$  от  $Z_s$  (см. (3)), которую можно объяснить падением плотности нейтрального газа при удалении от анода.

При магнитных полях  $> 10 \text{ Э}$  эффект фокусировки растет практически линейно с полем. Это иллюстрируется приведенной на рис. 4 зависимостью относительного приращения тока пучка  $\Delta I/I_0$  от магнитного поля  $H$  (точки 1). На расстоянии 10 мм от анода поле принимало значение 41 Э при  $H = 10$  отн. ед. Поле создавалось соленоидом 4, соленоид 5 отсутствовал. Отображенные на рис. 4 значения производной  $I' \sim dI/dt$  (точки 2) показывают, что за видимой простой зависимостью  $I(H)$  скрываются два разных режима фокусировки. При слабо замагниченной плазме ток растет квадратично с магнитным полем. При поле 15 Э происходит резкий переход к режиму, характерному для замагниченной плазмы. Такой характер перехода связан, вероятно, с развитием неустойчивости. В качестве экспериментальной оценки производной бралась разность двух значений  $I$ , полученных при наложении на поле соленоида 4 однородного поля 0,4 Э двух разных полярностей.

Практическая целесообразность использования слабого магнитного поля для управления плазменным эмиттером подтверждается измерениями поперечной температуры пучка ионов. Методика и средства измерения описаны в [2]. На рис. 5 приведены зависимость 1 относительных значений температуры  $T(H)/T(0)$  пучка ионов и зависимость 2 относительных значений тока пучка  $I(H)/I(0)$  от  $H$ . Видно, что с увеличением магнитного поля ток пучка растет быстрее температуры. Исходная температура  $T(0) = 80 \text{ мэВ}$ , ток  $I_0 = 6 I_{\Sigma}$ , расстояние от анода до диода 134 мм, ток дугового разряда 90 А.

С целью качественной интерпретации полученных результатов рассмотрим три модели фокусировки. Обычно [8], описывая плазмооптические устройства, предполагают плазму замагниченной, так что эквипотенциали выстраиваются вдоль силовых линий магнитного поля. Такая модель не соответствует условиям экспериментов, когда ларморовский радиус электронов не очень мал в сравнении с размерами системы. Управление фокусировкой производится электронным током, а не потенциалом, как в стандартных плазменных линзах. Имеются данные [14], говорящие о том, что в настоящем случае фокусирующее ионы радиальное электрическое поле меняется в продольном направлении пропорциональ-

по квадрату напряженности магнитного поля  $E \sim H^2$  вместо  $E \sim H$  в данной модели. Другая возможность заключается в том, чтобы рассматривать плазму как проводящую среду, пренебрегая инерцией электронов. Омическая модель качественно верно воспроизводит переход от квадратичной зависимости фокусирующего эффекта от магнитного поля к более пологой зависимости по мере замагничивания плазмы. Однако в этой модели электрическое поле жестко связано с проводимостью плазмы или с плотностью нейтрального газа, что противоречит экспериментальным результатам. Кроме того, здесь не получает объяснения имеющее место насыщение по электронному току. Третья возможность состоит в том, что предполагается эффективный отбор электронов при редких столкновениях. Электроны заполняют окрестности линзы из объема, расположенного вне магнитного поля. Поток электронов находится в самосогласованном электрическом поле, обеспечивающем компенсацию пространственного заряда. Воздействие на электроны магнитного поля приводит к появлению дополнительного электрического поля. В качестве его верхней оценки можно взять поле, компенсирующее силу Лоренца. Потенциал такого поля  $\varphi(r, z) = (e/2m)(\Psi/2\pi r)^2$ , где  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона;  $r$  — радиус;  $z$  — координата вдоль оси;  $\Psi$  — поток магнитного поля, охватываемый окружностью радиуса  $r$ . Этот механизм дает правдоподобную оценку эффекта, если его использовать для объяснения фокусировки ионов в прианодной области. Применительно к плазменной линзе вблизи соленоида  $\delta$  данная модель предсказывает фокусное расстояние на порядок меньше реальной величины  $F_0$  из формулы (3).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Повышение яркости пучка дугового источника протонов // ПТЭ.— 1984.— № 1.
2. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я., Хусанов Р. А. Диагностика плазменной струи сеточными электродами // ПМТФ.— 1982.— № 6.
3. Давыденко В. И., Димов Г. И., Росляков Г. В. Получение прецизионных пучков и атомных пучков высокой интенсивности // ДАН СССР.— 1983.— Т. 271, № 6.
4. Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Влияние слабого магнитного поля на интенсивность плазменной струи дугового источника протонов // ПМТФ.— 1987.— № 3.
5. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Икрянов И. М., Савченко О. Я. Источник протонов с регулируемым током для электростатического ускорителя // Вопр. атом. науки и техники. Сер. ТФЭ.— 1985.— Вып. 1/22.
6. Баткин В. И., Савченко О. Я. Использование слабого магнитного поля в экспандере источника ионов для управления током и профилем пучка // ПТЭ.— 1989.— № 3.
7. Давыденко В. И., Димов Г. И., Морозов И. И., Росляков Г. В. Многоамперный импульсный источник протонов // ЖТФ.— 1983.— Т. 53, № 2.
8. Морозов А. И., Лебедев С. В. Плазмооптика // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 8.
9. Бугрова А. И., Морозов А. И., Попков Г. Б., Харчевников В. К. Исследование характеристик плазменной линзы // ЖТФ.— 1986.— Т. 56, № 2.
10. Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. Формирование и фокусировка интенсивного пучка квазилинейной системой и плазменной линзой // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, вып. 21.
11. Баткин В. И. Модуляция пучка сеточным электродом в экспандере источника ионов // XI Всесоюз. семин. по линейным ускорителям заряженных частиц: Аннот. докл.— Харьков, 1989.
12. Димов Г. И., Росляков Г. В., Савкин В. Я. Диагностический инжектор атомов водорода // ПТЭ.— 1977.— № 4.
13. Райзер Ю. П. Физика газового разряда.— М.: Наука, 1987.
14. Баткин В. И., Савченко О. Я. Времяпролетное зондирование плазменной струи в магнитном поле // ПМТФ.— 1991.— № 1.

г. Новосибирск

Поступила 23/1 1989 г.,  
в окончательном варианте — 13/VI 1990 г.