

Зондовые измерения параметров плазмы замагниченного плазменного эмиттера ионов

О. Г. МАТВЕЕНКО, Н. В. ПЛЕШИВЦЕВ

УДК 533.9:621.384.6:621.039

Положение и геометрия границы плазменного эмиттера в ионном источнике сильно изменяются при изменении параметров самого источника и системы отбора ионов [1]. Относительно стабильную границу плазмы позволяет создавать замагниченный (квазижесткий) плазменный эмиттер, отбор ионов из которого производится перпендикулярно магнитному полю 2. При этом облегчается нахождение граничных условий задачи формирования пучков ионов с большим объемным зарядом.

При использовании замагниченного плазменного эмиттера для формирования интенсивных пучков ионов важно знать распределение концентрации плазмы, температуры электронов вдоль струи плазмы, помещенной в вакуум. Эти данные необходимы, как для расчета траекторий ионов непосредственно от границы замагниченной плазмы до токоприемника, так и для выяснения структуры струи плазмы.

В настоящей работе плазма создавалась в магнитном поле стационарным дуговым разрядом с накаливаемым катодом. Она вытекала через цилиндрические отверстия в аноде вдоль магнитного поля в вакуум. Параметры замагниченной плазменной струи измерялись при помощи четырех зондов Ленгмюра (рис. 1), расположенных на расстоянии 30–80 мм от отверстий эмиссии ионного источника. Каждый из зондов мог перемещаться по радиусу иммерсионной линзы. Зонды из вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм в стеклянной изоляции ориентировались так, чтобы их торцы были перпендикулярны направлению магнитного поля. Эффективная собирающая поверхность вольфрамового зонда $S_{эфф}$ составляла около $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Для уменьшения нагрева зонда применялся импульсный режим его работы с длительностью пилообразного импульса $\tau_0 = 1 \div 5 \text{ мсек}$ и амплитудой напряжения $U = 0 \div 590 \text{ в}$. Длительность импульса начального отри-

цательного смещения $\tau_{см} = 20 \text{ мсек}$, а его амплитуда изменялась в пределах $U_{см} = 0 \div 360 \text{ в}$. Электронная температура и потенциал плазмы определялись обычным способом, а концентрация заряженных частиц подсчитывалась по ионному току i_+^0 , экстраполированному до потенциала плазмы, по формуле Бома [3]

$$n_+ = \frac{i_+^0}{0,4 \sqrt{2kT_e/m_+eS_{эфф}}} \text{ см}^{-3},$$

где T_e — электронная температура, $^{\circ}\text{К}$; m_+ — масса иона, $г$; e — заряд электрона, $к$; i_+^0 выражено в $а$; k — в $эрг/град$; $S_{эфф}$ — в см^2 .

Измерения проводились при следующих параметрах: дугового разряда: ток дуги с накаливаемым катодом 30 $а$; дуговое напряжение 65–55 $в$; давление водорода в источнике $10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$; число ампер-витков соленоида источника 100 000 (3400 $ав/см$); напряженность магнитного поля в средней части замагниченного плазменного эмиттера 700 $э$; давление в области зондовых измерений $(2 \div 3) \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$

При поочередном передвижении четырех зондов по радиусу r иммерсионной линзы снималась зависимость плотности электронного $j^-(r)$ и ионного $j^+(r)$ токов. По положению максимумов $j_{макс}^-$ и $j_{макс}^+$ была прослежена траектория движения плазменной струи в иммерсионном электроде. Она хорошо совпала с траекторией, построенной по следам от прожига плазмой медных фольг, которые устанавливались на различных расстояниях от отверстий эмиссии [2].

На рис. 2 показано изменение концентрации плазмы вдоль оси плазменной струи. Спад концентрации плазмы относительно небольшой. Он обусловлен расширением магнитной силовой трубки и бомовской диффузией плазмы. Концентрация плазмы падает на порядок на длине 6 $см$. (В работе [4], где исследовался неза-

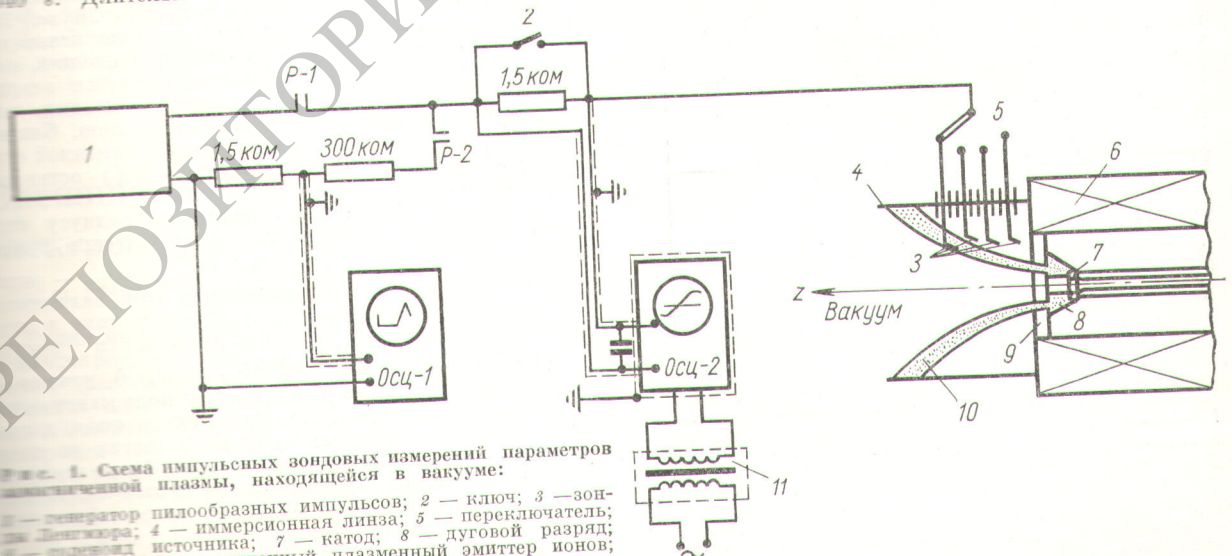


Рис. 1. Схема импульсных зондовых измерений параметров замагниченной плазмы, находящейся в вакууме:

1 — генератор пилообразных импульсов; 2 — ключ; 3 — зонды Ленгмюра; 4 — иммерсионная линза; 5 — переключатель; 6 — соленоид источника; 7 — катод; 8 — дуговой разряд; 9 — анод; 10 — замагниченный плазменный эмиттер ионов; 11 — разделительный трансформатор

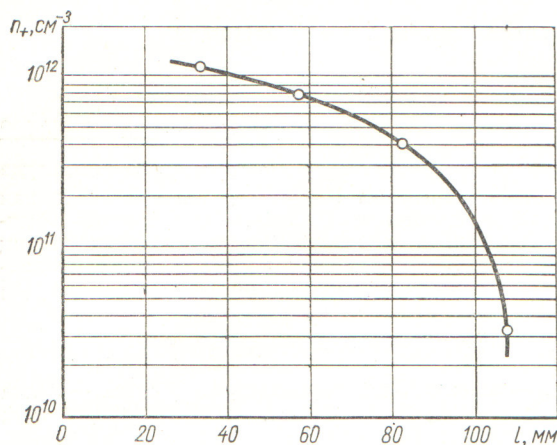


Рис. 2. Изменение концентрации ионов в замагниченной плазме вдоль струи плазмы, в максимуме n_+ ($r_{\text{ст}}$) (см. рис. 3).

магнитный плазменный эмиттер, подобное уменьшение происходило на длине 2–3 см. На расстоянии 40 мм от отверстия эмиссии концентрация проникающей плазмы падала до $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Поэтому для создания плазмы понадобился импульс дугового тока, равный 50 000 а. Хотя в нашем случае спад незначителен, тем не менее уменьшение концентрации по длине струи плазмы объясняет эффект укорачивания пла-

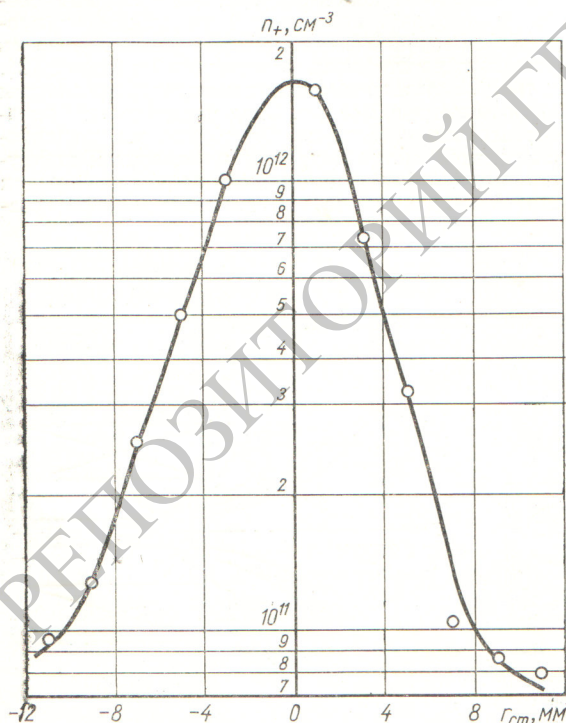


Рис. 3. Изменение концентрации ионов в замагниченной плазме по радиусу струи плазмы (здесь и далее $z = 25 \text{ мм}$).

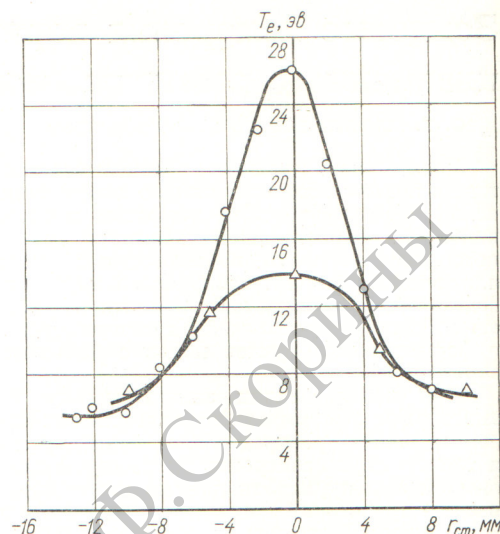


Рис. 4. Изменение электронной температуры T_e поперек струи плазмы при прямой (○) и обратной (△) ориентации зонда относительно отверстий эмиссии.

менной струи при отборе больших ионных токов [2], так как при этом эмиттер обедняется плазмой.

Распределение концентрации плазмы поперек струи на расстоянии $z = 25 \text{ мм}$ от отверстия эмиссии показано на рис. 3. Плазма сильно замагничена. Показатель экспоненциального спада концентрации составляет $\sim 2 \text{ мм}$.

На рис. 4 приведено изменение температуры электронов поперек струи плазмы при прямой и обратной ориентации зонда относительно отверстия эмиссии. Наряду с плазменными электронами с температурой примерно 7 эв в струе замагниченной плазмы имелись быстрые электроны с температурой до 26 эв. Если учесть, что в прикатодном слое падение потенциала составляет $\sim 0,8 U_d$ (U_d — дуговое напряжение), а при ионизации быстрыми электронами теряется энергия, равная примерно двум потенциалам ионизации, получим величину энергии быстрых электронов, близкую 26 эв. Температура электронов вдоль плазменной струи в пределах точности измерений ($\sim 20\%$) оставалась постоянной.

Изменение потенциала плазмы по радиусу струи (рис. 5) хорошо описывается аналитической зависимостью $U_{\text{пл}}(r) = 10 - 90e^{-0,036 r_{\text{ст}}^2}$, где $r_{\text{ст}}$ — радиус струи плазмы, мм. На основании этой зависимости легко найти радиальное электрическое поле в струе замагниченной плазмы, помещенной в вакууме $E_r(r/\text{см}) = -6,5 r_{\text{ст}} e^{-0,036 r_{\text{ст}}^2}$ (рис. 6, кривая 1). На расстоянии 3,7 мм от центра оси поле максимально и достигало 150 в/см. Наличие такого поля должно приводить к азимутальному дрейфу частиц со скоростью порядка 10^7 см/сек . Эти частицы будут поступать на границу отбора ионов из участков плазмы, на которые не действует электрическое поле отбирающего ионы электрода.

Изменение плотности объемного заряда по радиусу струи плазмы находилось по уравнению Пуассона.

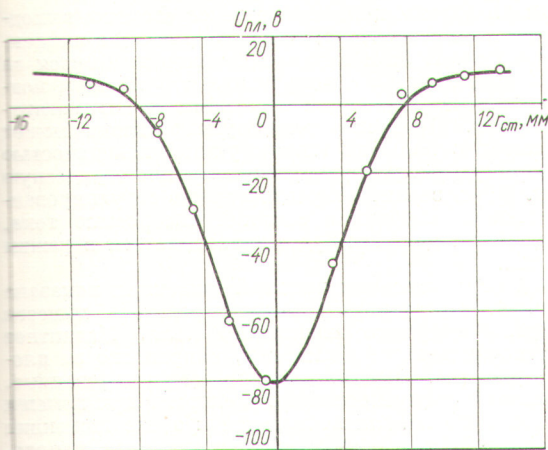


Рис. 5. Зависимость потенциала плазмы $U_{пл}$ от радиуса замагниченной плазменной струи.

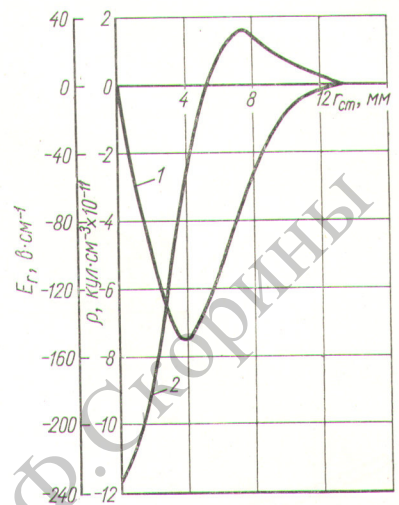
Изменением потенциала по азимуту и вдоль струи пренебрегали. Получено соотношение ρ ($\kappa/\text{см}^3$) = $-1,15 \cdot 10^{-10} (1 - 0,036 r_{ст}^2) e^{-0,036 r_{ст}^2}$ (см. рис. 6, кривая 2). Объемный заряд в центральной части струи отрицательный, а в периферийной части — положительный.

При анализе зависимости параметров замагниченной плазмы, находящейся в вакууме, от параметров дугового разряда была обнаружена примерная пропорциональность плотности заряженных частиц разрядному току, а электронной температуры — напряжению на разряде.

В процессе зондовых измерений наблюдались флуктуации зондового тока с частотой от сотен кГц до десятков мГц, которые возрастали с удалением от центра плазменной струи. При определенных соотношениях тока дуги, магнитного поля и давления в дуговой камере возникали резонансные звуковые колебания с частотой порядка 2 кГц.

Подобные струи замагниченной плазмы использовались для первоначального формирования пучков ионов водорода с током 600–800 мА, энергией 30–40 кэВ

Рис. 6. Зависимость электрического поля (1) и плотности объемного заряда (2) от радиуса замагниченной плазменной струи, находящейся в вакууме.



и эквивалентным электронным первансом до $5 \times 10^{-6} \text{ а/с}^{-3/2}$ [2].

Авторы приносят благодарность Г. Ф. Лощенкову, Б. М. Безверхову и А. С. Власову за помощь в подготовке и проведении измерений; Д. В. Каретникову и Б. К. Шембелю за полезные дискуссии; Л. К. Пятикобову, А. С. Алимову и Е. М. Морозову за разработку и изготовление генератора пилообразных импульсов.

Поступило в Редакцию 12/I 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. Г а б о в и ч. Плазменные источники ионов. Киев, «Наукова думка», 1964.
2. Н. В. П л е ш и в ц е в и др. Применение замагниченной плазмы для формирования интенсивных пучков ионов. Plasma Physics, 1967 (в печати).
3. D. B o h m et al. The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, Ch. III, IX, N. Y., 1949.
4. М. Д. Г а б о в и ч, Л. Л. П а с е ч н и к, Е. А. Л о з о в а я. ЖТФ, 31, 1049 (1961).

Внешняя инжекция в микротрон сгруппированного электронного сгустка

А. М. ГРОМОВ

УДК 621.384.611.3

Одним из недостатков метода инжекции электронов в микротрон, при котором используется подогревный катод, расположенный в ускоряющем резонаторе, является низкий коэффициент полезного использования ВЧ-мощности [1, 2]. Это связано с тем, что в режим ускорения захватывается небольшая доля ($\sim 1/30$) полного тока катода. Остальные электроны нагружают резонатор и бесполезно уносят значительную долю ВЧ-мощности, что ограничивает интенсивность микротрона. Кроме того, наличие катода отрицательно влияет на электрическую прочность резонатора. Эффективность микротрона (доля захваченных электронов) может

быть увеличена, если в ускоряющий резонатор инжектировать сгусток электронов, который предварительно сгруппирован по фазе и энергии. Однако расположить группирователь в области, где находится катод, очень сложно, так как эта область мала и ограничена резонатором и первой орбитой электронов. Для вынесения группирователя за пределы области, охваченной орбитами электронов, предлагалось использовать электростатический инфлектор [3]. Однако для осуществления этого метода требуется высокая напряженность электрического поля на инфлекторе. Это ограничивает диапазон плавной регулировки выходной энергии электронов.