

УДК 621.384

Источник интенсивного пучка ионов с низкой энергией

И. С. Гасанов

Институт фотоэлектроники АН Азербайджана, г. Баку

Дан анализ плазмооптической системы извлечения ионов, позволяющей формировать ионные пучки, ток которых явным образом не зависит от извлекающего напряжения. Минимальная энергия пучка определяется температурой электронов разряда, осуществляющих эквипотенциализацию магнитных силовых линий. Предлагаемый источник ленточного пучка может использоваться при решении задач, в которых требуются большие потоки ионов с малой энергией.

Многообразие разработанных ионных источников позволяет пользователю подобрать для конкретной операции источник с соответствующими параметрами формируемого пучка.

Интенсивные пучки ионов с низкой энергией необходимы, например, для их эффективного взаимодействия с волнами с малой фазовой скоростью в различных плазменных установках, а также для бездефектной обработки поверхности материалов в некоторых технологических процессах.

В обычной двухэлектродной системе извлечения ионов из плазмы (система Пирса) ток пучка ограничен собственным пространственным зарядом. Поэтому большие токи ионов достигаются либо при значительном напряжении извлечения, либо при большой поверхности эмиссии [1, 2]. Метод начального ускорения ионов (для получения большого тока) и последующего их замедления (для снижения энергии частиц) приводит к заметной потере тока на тормозящем электроде.

Снятие ограничений по пространственному заряду ионов возможно на основе принципов плазмооптики, которая рассматривает процессы ускорения пучков сугубо в квазинейтральной среде [3—5].

Плазменные ускорители

Реализации электрического поля в плазме препятствует большая подвижность электронов, на ускорение которых уйдет основная часть энергии питания, если каким-либо образом не будет заморожена электронная компонента. Резкое ограничение подвижности электронов достигается в магнитном поле, направление которого перпендикулярно к ускоряющему электрическому. Величина магнитного поля должна быть достаточной для замагничивания только электронной компоненты, чтобы ионы беспрепятственно покидали зону разгона.

Уравнение для электрического поля в холодной разреженной плазме — основное уравнение плазмооптики [3] — следует из анализа движения электронов плазмы в гидродинамическом приближении

$$\vec{E} + \frac{1}{en} \nabla P_e + \frac{1}{c} \left[\vec{v}_e, \vec{B} \right] = 0, \quad (1)$$

где P_e — давление электронного газа;

v_e — дрейфовая скорость электронов в скрещенных $E_{\perp} B$ полях.

Если температурой электронов пренебречь нельзя, то вдоль магнитной силовой линии сохраняется “термализованный потенциал” [6].

$$\Phi^* = \Phi - \frac{kT}{e} \ln \frac{n}{n_0}, \quad (2)$$

где n_0 — произвольная постоянная.

В случае пренебрежимо малой электронной температуры магнитные силовые линии являются эквипотенциалами, в аксиально симметричном случае дрейф электронов замкнут и потенциал есть некоторая функция магнитного потока $\Psi \equiv r A_{\theta}(r, z)$, $\phi = \phi(\Psi)$.

Для оценки установившегося электрического поля в плазме уравнение (1) должно решаться совместно с уравнением Пуассона [7, 8]. Это потребует учета баланса рождения и ухода заряженных частиц в конкретной геометрии системы. Степень отклонения среды в зоне ускорения от квазинейтральности может меняться в широком интервале в зависимости от соотношения равновесной концентрации электронов и разгоняемых ионов.

На основе вышеизложенных принципов разработан широкий класс плазмооптических устройств: плазменные ускорители, рекуператоры, плазменные линзы, электрореактивные двигатели.

Характерные особенности плазмооптического метода ускорения можно рассмотреть на примере плазменного ускорителя с протяженной зоной ускорения (УЗДП).

На рис. 1 показана половина осевого сечения источника [9], диэлектрическая разрядная камера которого имеет полоидальную форму. Радиальное магнитное поле создается соленоидом и магнитопроводом, электрическое поле направлено вдоль оси системы. Так как стенки канала диэлектрические, то электрическое поле реализуется в широком поле, протяженность L которого удовлетворяет условию $\lambda_c \ll L \ll \lambda_i$, где λ_c , λ_i — ларморовские радиусы электронов и ионов, соответственно.

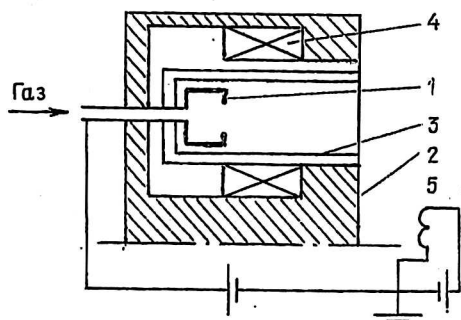


Рис. 1. Схема УЗДП:

- 1 — коробчатый анод; 2 — магнитопровод;
- 3 — ускоряющий канал с диэлектрическими стенками; 4 — катушки магнитного поля;
- 5 — тормозэмиссионный катод-компенсатор

Разность потенциалов прикладывается между коробчатым анодом и катодом-компенсатором, эмиттируемые электроны которого нейтрализуют ионный пучок и заполняют внутреннюю область канала.

Электроны совершают азимутальный дрейф и движутся к аноду в диффузионном режиме.

Для УЗДП характерен широкий энергетический спектр ионов, так как они могут рождаться в точках с различным электрическим потенциалом. При мощности ускорителя 1 кВт максимум энергии частиц составляет $2/3 eV_p$, где V_p — напряжение разряда.

Для того чтобы обеспечить устойчивость электрического поля, магнитное поле делается нарастающим от анода к выходу. В противном случае в канале возникает вращающийся по азимуту сгусток электронов и плазменный поток становится неустойчивым.

В ускорителях рассмотренного типа ионы разгоняются в самом разряде, поэтому нижняя граница энергии ионов определяется параметрами газового разряда. Широкий разброс скоростей частиц нежелателен в тех задачах, когда требуются монохроматичные пучки. Кроме того, формируемые в УЗДП пучки являются трубчатыми, ионы на выходе из источника получают азимутальный импульс в скрещенных полях.

Плазмооптическое извлечение ионов

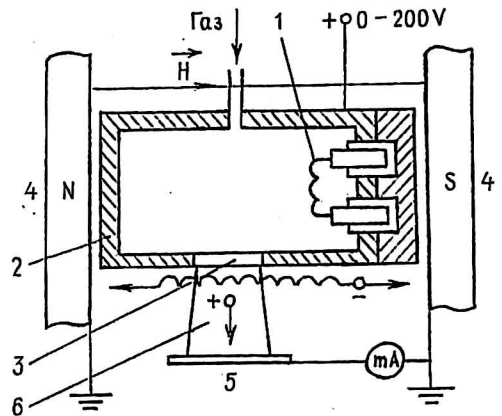
Как следует из вышесказанного, для получения пучков с низкой энергией ускорение ионов полями разряда нецелесообразно, т. е. необходимо разделить процессы генерации и ускорения ионов, как это делается в обычных источниках. Создание плотной плазмы каким-либо типом разряда не представляет особых затруднений. Важно, чтобы ионы из плазмы поступали в область извлечения с тепловой скоростью, а дальнейшее ускорение ионов нужно проводить сквозь облако замагниченных электронов, чтобы ток пучка не ограничивался его пространственным зарядом [10].

Схема источника с плазмооптической экстракцией ионов представлена на рис. 2.

Медная разрядная камера имеет цилиндрическую форму с внутренним диаметром 24 мм и длиной 60 мм. Снаружи камеры сделан плоский срез, в котором вскрыта узкая щель извлечения размерами $0,5 \times 10 \text{ мм}^2$ и глубиной канала 1 мм. Камера находится между плоскими ферритовыми магнитами, расстояние между которыми составляет 100 мм. Они позволяют получать в данном объеме достаточно однородное поле напряженностью 250 Э. Это поле служило одновременно для получения плотной плазмы в разряде и для ограничения подвижности электронов в области извлечения пучка.

Рис. 2. Схема источника с плазмооптической экстракцией ионов:

- 1 — катод; 2 — анод; 3 — щель; 4 — плоские ферритовые магниты; 5 — коллектор; 6 — ленточный пучок



В качестве рабочих газов использовались аргон и гелий. Ток разряда с накаливанием катодом в продольном магнитном поле составлял несколько ампер при повышении разрядного напряжения до 200 В. При плотности ионного тока в положительном столбе 1 А/см^2 в извлекающую щель поступает поток величиной 50 мА. Электроны из плазмы попадают в щель наряду с ионами, но в отличие от них захватываются магнитным полем и совершают осцилляции вдоль силовой линии до тех пор, пока она не приобретет земляной потенциал торцевых стенок (см. рис. 2). Этот процесс происходит при любой плотности ионного тока. Именно поэтому ток формируемого ленточного пучка не зависит от энергии последнего.

Таким образом, для извлечения ионов из разряда вообще не требуется второго электрода, роль экстрактора выполняет поперечное магнитное поле. Как следует из выражения (2), в предельном случае минимальная энергия ионов должна превышать тепловую энергию электронов в плазме, которая для данного типа разряда составляет величину порядка 10 эВ.

Необходимо отметить, что при наличии электрического поля в прианодном слое электронов они совершают азимутальный дрейф в скрещенных полях. Для получения слоя минимальной толщины дрейф электронов должен быть замкнутым. Это налагает жесткие ограничения на аксиальную симметрию камеры, требует подвода всех коммуникаций только вдоль оси системы. Последнее условие не всегда выполнимо, в таком случае дрейфующие электроны высаживаются на какие-либо препятствия и их равновесная концентрация неизбежно падает. Для восстановления убыли электронов на границе магнитного поля располагается накаливаемая вольфрамовая нить под нулевым потенциалом, электронная эмиссия которой обеспечивает эквипотенциализацию магнитных силовых линий и компенсацию пространственного заряда пучка.

Расходимость пучка, определяющая плотность ионного тока на коллекторе, обуславливается конфигурацией ускоряющего электрического поля в области щели и нескомпенсированным объемным зарядом пучка на длине пролета. Представляет интерес выяснение влияния пространственного заряда ионов на конфигурацию поля, иными словами, зависимость расходимости пучка от его тока. В электродных системах извлечения расходимость пучка с увеличением его тока, как правило, возрастает. Соответствующие измерения, а также регистрация тормозных характеристик в широком интервале энергий пучков посредством многосеточного анализатора составляют программу дальнейших исследований.

Л и т е р а т у р а

1. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. — М.: Атомиздат, 1972. — 304 с.
2. Gasanov I. S.//Tr. J. Physics, 1996. V. 20. № 10. P. 1098—1108.
3. Морозов А. И., Лебедев С. В. Плазмооптика//В сб.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат. 1982. № 8. С. 247—381.
4. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. — М.: Атомиздат. 1978. Т. 1. — 326 с.
5. Морозов А. И., Савельев В. В.//УФН, 1998. Т. 168. № 11. С. 1153—1194.
6. Морозов А. И., Шубин А. П. Плазменные ускорители: В кн. Итоги науки и техники. Физика плазмы. — М.: ВИНТИ. 1984. Т. 5. С. 178—260.
7. Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М.//Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 6. С. 1249—1253.
8. Гасанов И. С., Гончаров А. А., Проценко И. М.//Плазмооптические системы формирования и фокусировки ионных пучков: Препринт № 6 ИФ АН УССР, 1990. — 39 с.
9. Морозов А. И. и др.//ЖТФ. 1972. Т. 42. № 1. С. 57—63.
10. Гасанов И. С. Доклады АН Азербайджана. 1999. Т. XIX. № 6. С. 189—194.

Source of intense beam of ions with low energy

I. S. Gasanov

Photoelectronics Institute of Azerbaijan Academy of Sciences, Baku

The plasmaoptical system of ion extraction allowed to form the ion beams, where the current is independent from extraction voltage, is analyzed. The temperature of discharge electrons ensured the equipotentiality of the magnetic field lines determines the minimal energy of the beam. The offered source of tape beam will be used for those purposes, which require the large currents of ions with low energy.