

04:07:12

©1994 г.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МГД УСКОРИТЕЛЯ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЭКСТРАКЦИИ ИОНОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ РАЗДЕЛЕНИИ ИЗОТОПОВ

*Н.С.Демидова, В.А.Мишин*

Институт общей физики, 117942, Москва  
(Поступило в Редакцию 2 ноября 1993 г.)

Рассмотрена задача экстракции плазмы при лазерном разделении изотопов методом изотопически селективной фотоионизации атомов (метод AVLIS). С применением уравнений магнитной гидродинамики в одножидкостном приближении численно промоделирован МГД ускоритель нейтральной лазерной плазмы с плотностью заряженных частиц  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что при напряженности магнитного поля 500 Э и токе через плазменный шнур 1 А можно экстрагировать плазму за время 2.4 мкс. При этом электронная температура плазмы не превышает 4.3 эВ. Предложена конкретная конструкция экстрактора с индукционным возбуждением тока в плазменном шнуре.

В настоящее время получил интенсивное развитие новый метод разделения изотопов, основанный на изотопически селективной фотоионизации атомов (метод AVLIS). Работы по развитию этого метода проводятся практически всеми промышленно развитыми странами, причем успехи в его продвижении таковы, что он начинает применяться в полупромышленных масштабах. Метод основан на использовании различия в спектрах поглощения различных изотопов одного и того же элемента. Суть его заключается в предварительной селективной фотоионизации атомов выделяемого изотопа лазерным излучением и затем в отделении ионов от атомов других изотопов с использованием электрических и магнитных полей. Преимуществом этого метода являются принципиальная простота и универсальность (метод может быть применен к большинству элементов таблицы Менделеева), кроме того, для практической реализации этого метода уже существуют лазерные системы. Для того чтобы понять круг проблем, связанных с практической реализацией метода ИСФИА, определим основные стадии процесса. Итак, для реализации метода необходимо прежде всего перевести разделяемый материал в газообразное состояние, затем воздействовать на него лазерным излучением с тем, чтобы селективно ионизовать атомы выделяемого изотопа, и наконец, экстрагировать образовавшиеся ионы из области, занятой газом и осадить их на коллектор.

В данной работе мы хотим сообщить некоторые результаты по численному исследованию процесса экстракции лазерной плазмы. Но прежде чем перейти к изложению результатов численного эксперимента, отметим некоторые особенности процесса экстракции. Прежде всего напомним, что методы ускорения плазмы разрабатываются достаточно давно в связи с многочисленными практическими потребностями; это — плазмотроны, плазменные двигатели и т.д. Поэтому и ускорители плазмы, и поведение плазмы при ускорении изучены достаточно хорошо. Несмотря на это, условия, существующие при лазерном разделении изотопов, накладывают определенные ограничения, делающие невозможным применение уже готовых решений. Сложность заключается в том, что процесс экстракции в значительной мере определяет селективность всего процесса разделения и, хотя непосредственно сама лазерная ионизация может обладать очень высокой степенью изотопической селективности, на стадии экстракции селективность процесса может быть полностью потеряна. Это может произойти из-за резонансной перезарядки атомов выделяемого изотопа на других атомах: при повышении температуры электронов могут развиваться процессы вторичной, изотопически неселективной, ионизации атомов и неустойчивости, приводящие к разлету плазменного шнура. Плазму требуется выводить в строго заданном направлении, а ионам выделяемого изотопа нельзя сообщать слишком большую энергию, чтобы не начался процесс распыления материала с поверхности коллектора и образование вторичных заряженных частиц на электродах. Таким образом, максимально задача экстрактора состоит в следующем: 1) экстрагировать все ионы в заданном направлении, 2) не допустить перезарядки и рекомбинации, 3) не допустить вторичной ионизации в объеме и 4) не допустить образования вторичных заряженных частиц и распыления материала с поверхности коллектора. В реальной системе должен соблюдаться определенный компромисс между этими требованиями в зависимости от требований к чистоте продукта и эффективности экстракции.

Теперь опишем условия, существующие в зоне фотоионизации. Обычно разделяемое вещество представляет собой атомный пучок, распространяющийся в вакууме. В области пересечения атомного пучка с лазерным излучением атомы выделяемого изотопа ионизируются (рис. 1). Необходимость формирования атомного пучка вызвана главным образом требованием пространственного отделения ионов выделяемого изотопа от исходного материала. Практически выгодно работать при больших плотностях атомов в пучке, но слишком большая плотность атомов недопустима, поскольку селективность процесса разделения понижается из-за столкновительных процессов, поэтому плотность нейтральных атомов в зоне фотоионизации по порядку величины

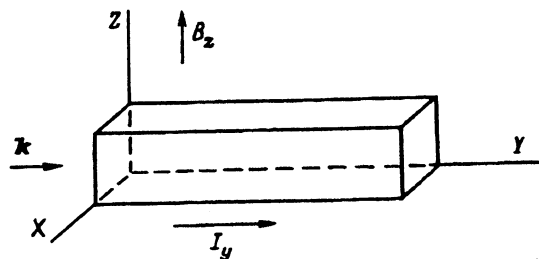


Рис. 1. Геометрия задачи.  
 $k$  — направление волнового вектора лазерного излучения,  
 $B_z$  — направление магнитного поля,  
 $I_y$  — направление тока.

равна  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Так как обычно концентрация выделяемых изотопов колеблется от 0.1 до 10%, то плотность ионизованных лазером атомов примем равной  $10^{10-12} \text{ см}^{-3}$ . Атомный пучок распространяется по оси  $Z$  со средней тепловой скоростью  $3-5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ . Лазерное излучение распространяется по оси  $Y$ . Для того чтобы коэффициент использования лазерного излучения был велик, атомный пучок делают протяженным по оси  $Y$ , характерный размер зоны фотоионизации по этой оси порядка от одного до нескольких метров. Зона фотоионизации в плоскости  $(X, Z)$  имеет характерный размер от одного до нескольких сантиметров по каждой оси. Ионы экстрагируются в направлении оси  $X$ .

Известны три способа экстракции: электростатический метод, когда ионы ускоряются только электрическим полем; метод магнитной ловушки, когда изменяется направление тепловой скорости плазменного сгустка в магнитном поле; МГД метод экстракции в скрещенных электрических и магнитных полях, когда плазма ускоряется за счет взаимодействия тока с магнитным полем. Электростатический метод очень прост в реализации, однако он подходит для экстракции лишь сильно разреженной плазмы. В плотной плазме вследствие ее поляризации проникновение электрического поля внутрь плазменного сгустка будет мало, а ток ионов будет ограничен ионным пространственным зарядом (см., например, [1]). Кроме того, этот метод требует высоких напряжений, что неизбежно вызовет вторичные процессы в объеме и на электродах экстрактора, например разогрев и распыление электродов. Метод магнитной ловушки [2] представляется весьма перспективным. В нем используется то, что тепловое движение плазменного сгустка перпендикулярно направлению магнитных силовых линий вызывает отклонение траектории движения плазменного сгустка параллельно направлению магнитного поля. Он не связан с пропусканием тока через плазму, следовательно, отсутствуют вторичные процессы ионизации и разогрева. Однако значительная величина магнитного поля может вызвать зеemanовское расщепление линий поглощения изотопов, вследствие чего уменьшится селективность возбуждения. При малой же величине магнитного поля время вытягивания ионов будет очень велико и в объеме пройдут процессы перезарядки.

Наиболее перспективным следует считать МГД метод экстракции в скрещенных электрических и магнитных полях. Здесь необходимо различать два случая: дрейф плазмы как целого в направлении, перпендикулярном направлениям тока и магнитного поля, и плазменные ускорители с замкнутым дрейфом электронов, ускоряющие ионы в направлении приложенного электрического поля. В настоящее время реализованы экстракторы второго (холловского) типа [3]. Идеология такого типа экстракторов заимствована из разработок ионных ускорителей. Принцип работы холловского ускорителя основан на резком уменьшении подвижности электронной компоненты плазмы в направлении электрического поля при достаточно сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно электрическому. Электроны дрейфуют по замкнутым траекториям практически не попадая на анод. При этом ионная компонента плазмы из-за большой массы ионов слабо чувствует магнитное поле. В этих условиях электрическое поле глубоко проникает в плазму, ускоряя ионную компоненту в направлении приложенного электрического поля. Однако к недостаткам такого типа экс-

тракторов можно отнести большие холловские неустойчивости, трудности, связанные с компенсацией объемных зарядов, и конкретно для экстрактора, предложенного Джейнсом [4], с магнитным полем, направленным вдоль лазерного пучка, опасность Зеемановского расщепления. Хотя, конечно, в настоящее время существуют схемы экстракторов, свободные от этих недостатков.

МГД метод, использующий дрейф плазмы как целого, прост и эффективен. Он, как будет показано ниже, позволяет выводить ионы за время, меньшее, чем время резонансной перезарядки, и не связан с разделением зарядов. В случае если поляризация лазерного излучения будет совпадать с направлением магнитного поля, отсутствует опасность зеемановского расщепления линий. Но пропускание тока через плазму рождает ряд проблем, связанных с ее разогревом и ускорением электронов, кроме того, ток может быть весьма неоднородным по сечению плазменного сгустка, что может существенно сказаться на работе экстрактора. Представляется, что экстракторы такого типа могут оказаться перспективными и поэтому они требуют детального изучения. В этой работе мы хотим сообщить некоторые результаты по теоретическому исследованию ускорения плазмы этим методом.

Задача ставится так: лазерное излучение за время порядка 20–40 нс образует плазменный шнур протяженный по оси  $Y$  (рис. 1). Продольный размер шнура равен 1 м, поперечные размеры шнура  $1 \times 1$  см. Ионизованная лазерным импульсом плазма имеет следующие параметры: плотность нейтральных атомов  $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; средняя тепловая скорость атомов по оси  $Z$  —  $v_{0z} = 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ ; плотность ионов, образованных лазерным импульсом,  $n_i = 10^{10-12} \text{ см}^{-3}$ ; начальная температура электронов и ионов  $T_e = T_i = 0.1 \text{ эВ}$ ; характерное время перезарядки плазмы порядка  $10^{-6} \text{ с}$ . Плазма помещается в однородное магнитное поле  $B_z = 500 \text{ Гс}$ . Под действием приложенного извне напряжения по плазме в направлении, перпендикулярном магнитному полю, протекает ток  $I_{y0} = 1 \text{ А}$ . Мы установим, что сопротивление внешней цепи много больше, чем сопротивление плазмы, т.е. будем считать, что во внешней цепи включен стабилизатор тока. Таким образом, внешний ток  $I_y$ , протекающий по плазме, в процессе ускорения остается постоянным. На рис. 1 показаны направления  $B_z$  и  $I_y$  относительно плазмы.

Опишем характерные параметры полученной плазмы для  $n = n_e = n_i = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ : время между электрон-ионными столкновениями  $\tau_{ei} = 1.6 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ; тепловые скорости электронов  $v_{0e} = 10^7 \text{ см/с}$ , ионов —  $v_{0i} = 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ ; средняя длина свободного пробега электронов  $l_{ei} = 2 \times 10^{-2} \text{ см}$ ; частота столкновений электронов с нейтральными атомами  $\nu_{en} = 1.7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ , что много меньше, чем  $\tau_{ei}$ ; ларморовская частота электронов при  $B = 500 \text{ Гс}$   $\omega_L = 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Из анализа параметров следует, что плазма с плотностью  $n_e = n_i = 10^{11-12} \text{ см}^{-3}$  является столкновительной ( $\tau_{ei}$  меньше характерного времени процесса  $10^{-6} \text{ с}$ ), полностью ионизованной ( $\nu_{ei} \gg \nu_{en}$ ) с замагниченными электронами ( $\nu_{ei} \cdot \omega_L > 1$ ).

На плазму с током действует сила с объемной плотностью  $(1/c)[jB]$  в направлении оси  $X$ . Так как давление магнитного поля  $B^2/8\pi = 10^4 \text{ эрг/см}^3$  много больше газокинетического давления плазмы  $nkT = 0.2 \text{ эрг/см}^3$ , то движение плазмы имеет одномерный харак-

тер. Установим, что время вылета плазмы в  $X$ -направлении из области пространства, занятой нейтральными атомами, должно быть меньше или порядка времени перезарядки  $10^{-6}$  с. Поскольку плазма при этом должна пройти расстояние примерно 1 см, то скорость вылета  $v_p$  должна быть порядка  $10^6$  см/с. Оценим порядок скорости, приобретаемой плазмой при действии на нее силы  $1/c[jB]$ , из уравнения движения  $\rho(d/dt)v_p = 1/c[jB]$ . При удельной массе плазмы  $\rho = Mn_0 = 2.8 \cdot 10^{-10}$  г/см<sup>3</sup> (для  $M = 170$  масс протона),  $j = 1$  А/см<sup>2</sup>,  $B = 500$  Гс получаем  $v_p = at = 2 \cdot 10^5$  см/с. Таким образом, указанные значения тока и магнитного поля достаточны для сообщения плазме нужного ускорения в  $X$ -направлении. Оценим также разогрев плазмы при протекании по плазме тока с плотностью  $j = 1$  А/см<sup>2</sup>. Учитывая, что проводимость плазмы  $\sigma = e^2 n \tau_{ei} / m_e = 3.6 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>, температура плазмы повышается при прохождении тока за время процесса на  $\Delta T = j^2 t / \sigma n = 15$  эВ. Следовательно, за время процесса электрон приобретает температуру много больше начальной температуры, равной 0.1 эВ.

Для описания процесса экстракции были использованы уравнения магнитной гидродинамики в одножидкостной модели. Запишем одномерную систему уравнений для полностью ионизованной плазмы

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv_x) = 0, \quad (1)$$

$$Mn \left( \frac{\partial}{\partial t} v_x + v_x \frac{\partial}{\partial x} v_x \right) = -k(T_e + T_{i0}) \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{1}{4\pi} B_z \frac{\partial}{\partial x} B_z, \quad (2)$$

$$E_y - \frac{1}{c}(v_x B_z) + \frac{1}{\sigma_{\perp}} \frac{c}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} B_z = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B_z = -c \frac{\partial}{\partial x} E_y, \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} nk \frac{\partial}{\partial t} T_e = \frac{\partial}{\partial x} \kappa_{\perp} \frac{\partial}{\partial x} T_e - nk T_e \frac{\partial}{\partial x} v_x + \frac{1}{\sigma} j^2. \quad (5)$$

В уравнении движения (2) в градиенте давления и в уравнении баланса внутренней энергии электронов (5) учтено, что при протекании тока в плазме происходит нагрев только электронной компоненты. Ионы нагреваются за время  $\Delta t_i = M_i / m_e \tau_{ei} \gg 10^{-6}$  с, т.е. за время экстракции температура ионов не успевает измениться.

В уравнения (3) и (5) входят коэффициенты переноса поперек магнитного поля  $\sigma_{\perp}$  и  $\kappa_{\perp}$ , равные  $\sigma_{\perp} = e^2 n_e \tau_{ei} / m_e$ ,  $\kappa_{\perp} = n_e T_e / m_e \omega_L^2 \tau_e$ . Заметим, что выражение для  $\sigma_{\perp}$  совпадает с выражением для проводимости  $\sigma$  при отсутствии магнитного поля. Это происходит потому, что плазма в  $X$ -направлении ограничена и ток Холла не может протекать. Поле  $E_H$ , запирающее ток Холла, восстанавливает поперечную проводимость плазмы в направлении  $Y$ . Запишем начальные и граничные условия

$$n_0(x, 0) = \text{const} = 10^{12} \text{ см}^{-3} \quad (0 < x < 1); \quad n_0(0, 0) = n_0(1, 0) = 0,$$

$$v_0(x, 0) = 0,$$

$$T_{0e} = T_{0i} = 0.1 \text{ эВ},$$

$$B_0(x, 0) = B_0 + 2\pi j_0(x - 1/2)/c \quad (0 < x < 1),$$

$$n_0(x_l, t) = n_0(x_r, t) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} T_e(x_l, t) = \frac{\partial}{\partial x} T_e(x_r, t) = 0,$$

$$B(x_l, t) = B_0 + \pi I_0/c,$$

$$B(x_r, t) = B_0 - \pi I_0/c.$$

Здесь  $I_0 = 1 \text{ А}$  — ток, текущий по плазме. Таким образом, начальные и граничные условия по магнитному полю включают составляющую магнитного поля от внешнего тока  $I_0 = 1 \text{ А}$ , протекающего по плазме. Хотя величина магнитного поля тока  $I_0$ , как легко видеть, значительно меньше  $B_0$ , однако его производная не мала по сравнению с  $\partial B/\partial x$ . Учет этого добавочного магнитного поля позволяет найти зависимость  $j(x)$  и тем самым правильно определить зависимость объемной силы  $1/c[jB]$  от координаты  $X$ .

Заметим, что начальные условия соответствуют случаю, когда плазма создается уже в магнитном поле, т.е. магнитное поле включается раньше, чем газ ионизируется лазерным импульсом. В противоположном случае включения поля после образования плазмы при проникновении поля в плазму образуются собственные токи порядка  $j > cB/4\pi x \simeq 4 \cdot 10^2 \text{ А/см}^2$ , что много больше плотности внешнего тока. Время проникновения магнитного поля в плазму  $\Delta t \simeq 4\pi\sigma x^2/c^2 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . За это время плазма нагреется собственным током до температуры  $\Delta T = j^2 \Delta t / 1,5\sigma n \simeq 10^4 \text{ эВ}$ . Понятно, что такие температуры являются неприемлемыми, так как будут происходить процессы вторичной ионизации и возбуждения атомов других изотопов и селективность процесса будет утрачена. Оценки показывают, что и при других вариантах включения магнитного поля после образования плазмы с зависимостью от времени  $B = B_0 \exp\{-(a - t/t_0)^2\}$  не удастся добиться низких температур и одновременно большого ускорения плазмы. Таким образом, включение магнитного поля до образования плазмы является принципиальным.

Система уравнений (1)–(5) решалась численно в Лагранжевых координатах с использованием консервативной разностной схемы. Результаты численного эксперимента представлены на рис. 2–4. На рис. 2 показан профиль плотности, скорости и температуры в зависимости от координат точек слоя плазмы в момент времени 2.4 мкс. Как видно из рис. 2, за это время плазма полностью выбрасывается за пределы области ионизации, так как координата ее левой границы становится равной  $x_l = 1.01 \text{ см}$ , что больше первоначальной толщины слоя  $x_0 = 1 \text{ см}$ .

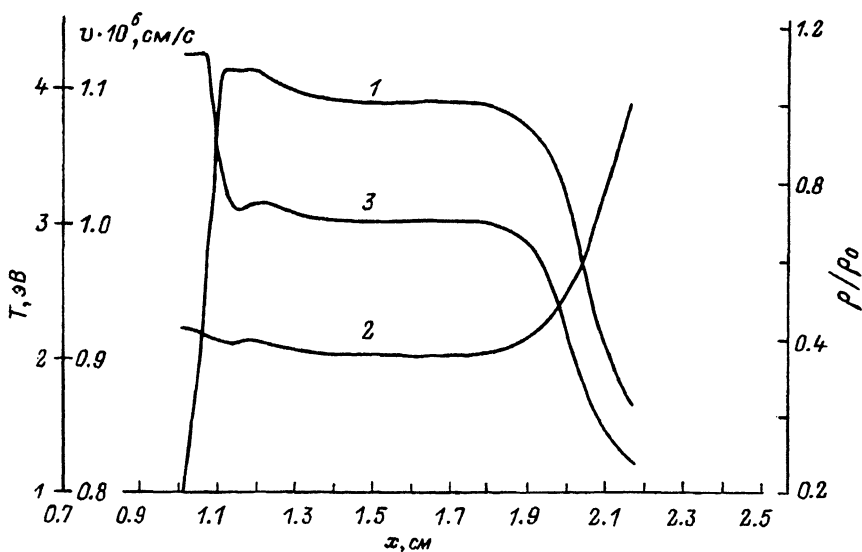


Рис. 2. Зависимость относительной плотности (1), скорости (2) и электронной температуры плазмы (3) в плазменном слое в момент времени  $t = 2.4$  мкс.

Координата правой границы слоя при  $t = 2.4$  мкс:  $x_r = 2.16$  см, т.е. толщина плазменного слоя после выброса равна 1.15 см. Таким образом, плазма при экстракции перемещается в пространстве компактно, почти не расплываясь: расплывание не превышает 15% от первоначального объема. Это также хорошо видно на кривой профиля плотности. На левой границе плотность падает только в первом интервале пространственной сетки. В основном расплывание идет на правой границе, но и там плотность падает достаточно круто. Падение плотности на правой границе начинается при  $x = 1.8$  см и пропорционально возрастанию скорости слоя (рис. 2).

Увеличение скорости на правой границе объясняется тем, что силы  $(1/c)[jB]_x$  и  $\partial p/\partial x$ , действующие на единицу объема плазмы, здесь складываются. Как видно из рис. 2, в момент времени  $t = 2.4$  мкс температура плазмы изменяется вдоль слоя от 4.3 эВ на левой границе до 1.2 эВ на правой границе. Температура на правой границе ниже из-за процесса быстрого адиабатического расширения плазмы, т.е. из-за работы сил давления. При температуре порядка единиц эВ на границе  $\partial p/\partial x \approx (1/c)[jB]_x$ . Однако если скорость правой границы плазмы сильно возрастает, то температура здесь падает, соответственно уменьшается и  $\partial p/\partial x$ , что снижает рост скорости. На снижение роста скорости на правой границе плазмы оказывает также влияние и изменение характера проникновения внешнего магнитного поля в плазму при быстром расширении плазмы. При сильном сносе магнитного поля на правой границе полная плотность тока, протекающего на этом участке слоя, равная сумме плотности внешнего тока  $j_0$  и собственного тока  $(c/4\pi)\partial B_z/\partial x$ , может быть на порядок меньше  $j_0$  и даже изменить знак относительно  $j_0$ . Таким образом, сила  $(1/c)[jB]_x$  может в этом случае привести к торможению правой границы плазмы. На рис. 3 показано распределение суммарной плотности тока в плазмен-

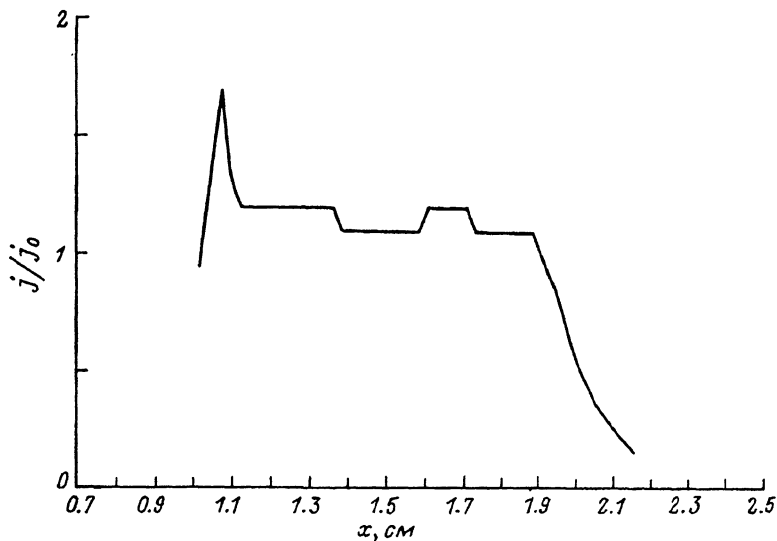


Рис. 3. Распределение относительной плотности тока в плазменном слое при  $t = 2.4$  мкс.

ном слое при  $t = 2.4$  мкс. На правой границе наблюдается снижение плотности тока до величины  $j \approx 0.12j_0$ , т.е. ток падает практически на порядок по сравнению с током в остальной части слоя. Это приводит к уменьшению силы, действующей на правую границу плазмы, т.е. к уменьшению расплывания плазмы.

На рис. 4 приведены зависимости от времени скорости  $v(t)$  и температуры  $T(t)$  переднего фронта (правой границы) плазменного слоя.

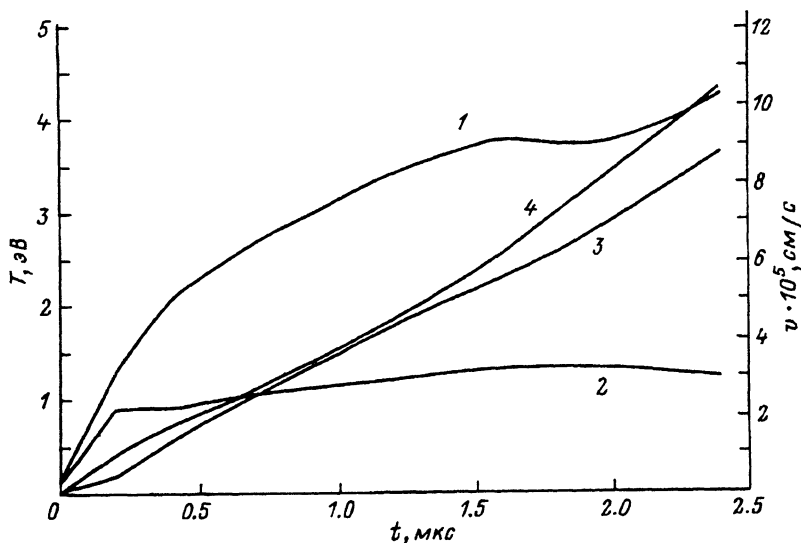


Рис. 4. Зависимость от времени скорости и температуры переднего и заднего фронта плазменного слоя.

1, 2 — температура переднего и заднего фронтов; 3, 4 — скорость переднего и заднего фронтов соответственно.



Видно, что скорость при  $t = 2.4$  мкс имеет порядок  $10^6$  см/с, необходимый для своевременного завершения выброса плазмы из первоначального объема. Температура переднего фронта плазмы в процессе ускорения не выше  $t \approx 1$  эВ и существенно ниже температурного заднего фронта. С течением времени рост температуры замедляется, так как уменьшается джоулев нагрев  $j^2/\sigma$  как из-за уменьшения плотности тока  $j$  на переднем фронте, так и из-за возрастания проводимости с ростом температуры ( $\sigma \approx T^{3/2}$ ).

Итак, как показывает численный эксперимент, пропуская ток через плазму 1 А во внешнем магнитном поле 500 Гс, мы вполне можем обеспечить условия для эффективной экстракции лазерной плазмы. При этом плазменный шнур, ускоряясь, сохраняет свою форму, а нагрев электронной компоненты плазмы сравнительно невелик (не более 4.3 эВ) и недостаточен для прямой, неселективной ионизации атомов из основного состояния.

Теперь коснемся проблемы организации процесса экстракции в реальной геометрии. Схема расположения электродов показана на рис. 5. Здесь коллекторные пластины размещены непосредственно в области фотоионизации, атомный пучок распространяется параллельно коллекторным пластинам. Задача состоит в том, чтобы организовать движение ионов на коллекторные пластины. Требуемые направление и величину магнитного поля можно получить, пропуская электрический ток непосредственно по коллекторным пластинам. При расстоянии между коллекторными пластинами порядка 6 см величина тока порядка 3000 А будет достаточной. Теперь остается решить задачу получения тока в плазменном шнуре. Можно предложить два пути решения этой задачи. Первый и самый простой путь состоит во включении плазменного шнура в электрическую цепь, включающую внешний источник эдс. Оценим необходимую величину эдс внешней цепи. Сопротивление столба плазмы  $R = l/\sigma S$ . Подставляя значение  $\sigma = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $l = 100$  см,  $S = 1 \text{ см}^2$ , получаем  $R \approx 3 \cdot 10^2$  Ом. Если пренебречь внутренним сопротивлением источника, то эдс порядка 300 В будет вполне достаточно для получения необходимой величины тока. Однако пропускание тока по плазменному шнуру может

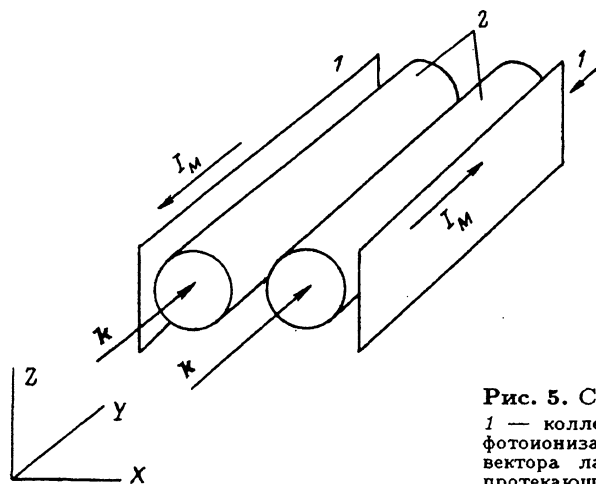


Рис. 5. Схема экстрактора.

1 — коллекторные пластины; 2 — область фотоионизации;  $k$  — направление волнового вектора лазерного излучения;  $I_M$  — ток, протекающий по коллекторным пластинам.

вызвать проблемы как на электродах, так и со стабильностью формы самого плазменного шнура. Второй путь решения этой проблемы состоит в индукционном способе возбуждения необходимого тока. Действительно, при импульсном снижении величины тока во внешнем контуре (в коллекторных пластинах) в плазменном шнуре за счет эдс самоиндукции будет наведен ток нужного направления. Оценки показывают, что уменьшение тока на величину 100 А вполне достаточно для успешной работы экстрактора. Более детальное рассмотрение работы экстрактора индукционного типа будет проведено нами позже.

В заключение авторы выражают свою глубокую признательность профессору А.А.Рухадзе, с которым мы неоднократно обсуждали различные проблемы, возникавшие по ходу работы. Его советы и поддержка в значительной мере определили ее успешное окончание.

#### Список литературы

- [1] Грановский В.Л. // Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
  - [2] Sewell P.G., Haberman N. // Extraction of Ions from Plasma by means of Plasma Acceleration in Magnetic Field. Patent USA. N 428661. 27.12.1973.
  - [3] Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жариков А.В. // Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973. С. 54.
  - [4] Janes G.S. // Method and Apparatus of Separation of Ions from Plasma. Patent USA. N 328954. 02.02.1973.
-