

01;02;04

## Численное моделирование процесса экстракции ионов из замагниченной плазмы

© Н.С. Демидова, В.А. Мишин

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 22 октября 1996 г.

В работе с применением одномерных нестационарных уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики рассмотрен процесс экстракции ионов из замагниченной плазмы в системах лазерного разделения изотопов. Для компенсации ионного объемного заряда, ограничивающего скорость экстракции, предложено использовать эмиссию электронов с катода. Показано, что при ускоряющем напряжении 25 В и токе эмиссии  $2.5 \text{ мА/см}^2$  плазма плотностью  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  ускоряется за время 3 мкс до скорости  $1.5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . При этом максимальная температура электронной компоненты плазмы не превышает 1.5 эВ.

В последние годы интенсивно развивается метод разделения изотопов, основанный на изотопически селективной фотоионизации атомов (метод AVLIS). В его основе лежит идея фотоионизации выделяемого изотопа лазерным излучением при свободномолекулярном течении паров разделяемого вещества через зону облучения и последующей экстракции ионов образовавшейся плазмы. Основная проблема процесса экстракции заключается в том, что образованные лазером ионы быстро обмениваются зарядом с нейтральными атомами других изотопов, что понижает фактор обогащения. Поэтому разработка эффективного метода экстракции ионов является одной из основных проблем практической реализации процесса.

Для экстракции ионов можно использовать метод, основанный на ускорении ионов электрическим полем в магнитном поле, направленном перпендикулярно электрическому (холловский ускоритель плазмы). Если дрейфовый ток электронов замкнут, то в направлении  $E$  заряды не могут разделиться за время порядка периода плазменной частоты и электрическое поле проникает в плазму. Процесс ускорения замедляется лишь тогда, когда образуется ионный пространственный заряд. Для его компенсации мы предлагаем эмитировать электроны со стороны катода.

Приведем характерные параметры плазмы в экстракторе. Плотность нейтральных атомов равна  $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , начальная плотность плазмы  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Плазма нейтральна. Начальная температура электронной и ионной компонент плазмы —  $T_i$  и  $T_e$  равна 0.1 эВ. Расстояние между электродами 2 см. Предполагается, что плазма создается лазерным излучением во внешнем магнитном поле —  $B_{0z}$ . Величину магнитного поля примем равной 33 Гс, что удовлетворяет условиям замагниченности электронов и немагниченности ионов. Собственным магнитным полем плазменных токов пренебрегаем. Разность потенциалов была взята равной 25 В. При выбранном значении магнитного поля параметр Холла  $\omega_e \tau$  равен 10, где  $\tau$  обозначает полную частоту столкновений электронов и определяется как  $1/\tau = \nu_{ei} + \nu_{ea}$ .

Для численного моделирования применялась система одномерных, нестационарных уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики. Электронная компонента плазмы нагревается за счет прохождения тока через разрядный промежуток и охлаждается из-за неупругого взаимодействия с нейтральными атомами. Численный эксперимент проводился для паров иттербия (схема и метод его изотопически селективной фотоионизации хорошо разработаны [1]). Для иттербия основной вклад в теплотери дают неупругие столкновения, возбуждающие атомы из основного  $6^1S_0$  состояния в  $6^1P_1$  и  $7^1P_1$  состояния с энергиями  $\Delta E = 3.1$  и  $5.02$  эВ. Константа скорости возбуждения  $\langle \nu \sigma \rangle$  перехода с энергией  $\Delta E$  оценивались по формуле, предложенной в работе [2]. Предполагалось, что плотность нейтральных атомов так велика, что они представляют собой бесконечный резервуар энергии.

Система уравнений выглядит так:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_{ix}) = 0, \quad (1)$$

$$M n_i \left( \frac{\partial}{\partial t} v_{ix} + v_{ix} \frac{\partial}{\partial x} v_{ix} \right) = -k T_{i0} \frac{\partial n_i}{\partial x} + e n_i E_x, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_{ex}) = 0, \quad (3)$$

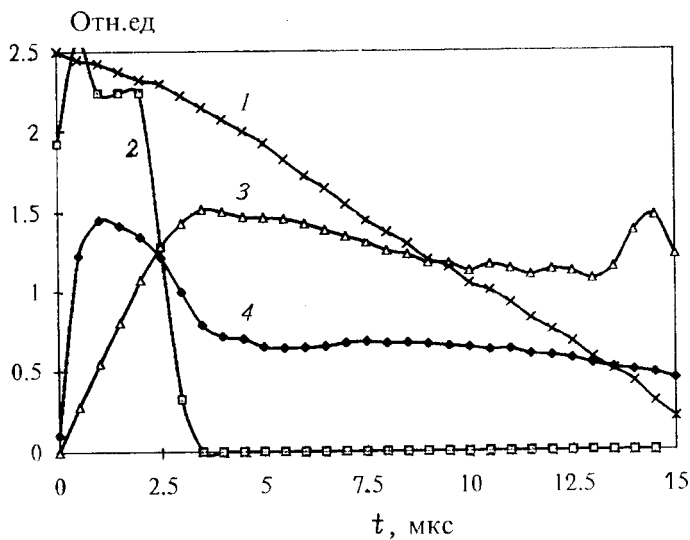
$$e n_e \frac{\partial \varphi}{\partial x} - k \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} - \frac{e}{c} \omega_e \tau v_{ex} n_e B_{0z} - \frac{v_{ex}}{\tau} m n_e = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e), \quad (5)$$

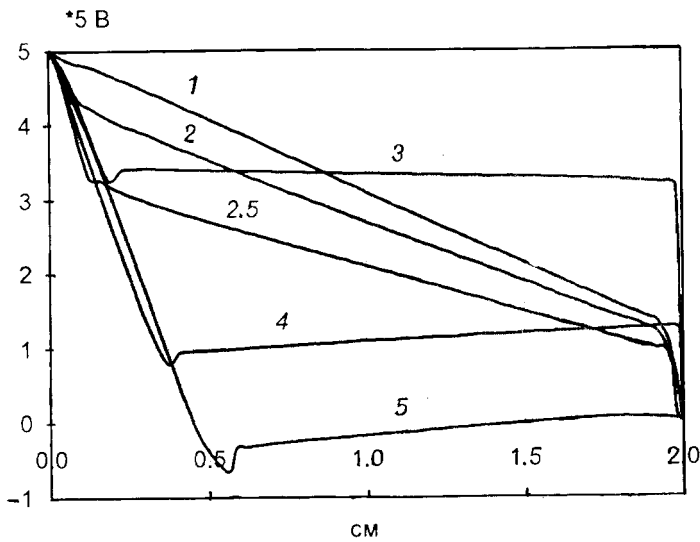
$$\frac{3}{2}kn_e \left( \frac{\partial T_e}{\partial t} + v_{ex} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = - \frac{\partial \chi_{\perp}}{\partial x} \frac{\partial T_e}{\partial x} + \frac{j_x^2}{\sigma_{\perp}} - kn_e T_e \frac{\partial v_{ex}}{\partial x} - \langle v_{et} \sigma \rangle N_a \Delta E n_e. \quad (6)$$

Здесь  $\chi_{\perp}$  и  $\sigma_{\perp}$  — поперечные коэффициенты электронной теплопроводности и проводимости. В качестве начальных условий имеем:  $n_i = n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ;  $v_i = v_e = 0$ . В качестве граничных условий имеем:  $n(0) = n(L) = 0$  (для электронов и ионов);  $\varphi(0) = \varphi_0$ ,  $\varphi(L) = 0$ ;  $T_e(0) = T_e(L) = 0.1 \text{ эВ}$ . Эмиссионный ток с катода определяется как:  $j_e = n_e v_i / (\omega_e \tau)$ . Процесс эмиссии самосогласован с решением уравнения Пуассона (5), и электроны эмитируются только при наличии электрического поля у катода. Система уравнений (1)–(6) решалась методом консервативных разностных схем в лагранжевых координатах.

Динамика процесса экстракции показана на рис. 1. Видно, что в начальной стадии процесса плазма разгоняется в течение 3 мкс и ионы



**Рис. 1.** Динамика экстракции с учетом нагрева и охлаждения плазмы: 1 — динамика экстракции ионов, отн. ед.; 2 — динамика тока эмиссии, мА; 3 — среднemasсовая скорость ионов,  $\times 10^5 \text{ см/с}$ ; 4 — среднemasсовая температура электронов, эВ. Параметры экстрактора: расстояние между анодом и катодом 2 см, ускоряющее напряжение 25 В, начальная плотность плазмы  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , плотность нейтральных атомов  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 2.** Распределение потенциала в различные моменты времени. Цифры на кривых означают момент времени в микросекундах. Параметры экстрактора: расстояние между анодом и катодом 2 см, ускоряющее напряжение 25 В, начальная плотность плазмы  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , плотность нейтральных атомов  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

приобретают скорость  $1.5 \cdot 10^5$ . В плазме в это время протекает эмиссионный ток электронов плотностью  $2.5 \text{ мА/см}^2$ , нагревающий плазму до температуры  $1.5 \text{ эВ}$ . На рис. 2 приведено распределение потенциала в плазменном промежутке в различные периоды времени от 0.5 до 4 мкс. Видно, что электрическое поле в плазме исчезает через 3 мкс после начала ускорения. В период свободного движения плазмы видно слабое электрическое поле, вызванное замагниченностью электронов и тормозящее плазму. Это поле играет положительную роль, поскольку тормозит ионы, возникшие за счет вторичной ионизации. Очевидно, что резонансная перезарядка и вторичная ионизация электронами могут сказаться на величине фактора разделения только в период ускорения ионов (3 мкс). Вторичные ионы, образованные после этого периода, не могут попасть на коллектор, так как электрическое поле внутри плазменного слоя отсутствует, а при вторичной ионизации и перезарядке не передается импульс.

Авторы благодарят профессора А.А. Рухадзе за обсуждение результатов работы, коллектив Лаборатории атомной спектроскопии ИОФ РАН за участие и АО"АЛТЕК" за финансовую поддержку работы.

### Список литературы

- [1] *Борисов С.К., Кузьмина М.А., Мишин В.А.* // Прикладная физика. 1995. В. 1. С. 65.
- [2] *Van Regemorter H.* // *Astrophys. J.* 1962. V. 136. P. 906. См. также: *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. С. 45.