

04;07

Особенности извлечения водородных ионов из импульсных плазменных образований

© А.Н. Диденко, В.И. Ращиков, В.И. Рыжков, А.Е. Шиканов

Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва
Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л. Духова, Москва
E-mail: virashchikov@mephi.ru

Поступило в Редакцию 27 мая 2011 г.

Исследована малогабаритная диодная система для генерации нейтронов с анодом в виде импульсного плазменного сгустка, образуемого под действием лазерного излучения. Для анализа процесса извлечения дейтронов с поверхности анода предложен механизм, связанный с колебаниями Ленгмюра на границе „плазма–вакуум“, что позволило получить хорошее согласие с данными эксперимента.

В работе [1] представлены результаты экспериментального исследования малогабаритных диодных систем для генерации нейтронов в ядерной реакции $T(d, n)^4\text{He}$. При этом в качестве источника дейтронов использовалась лазерная плазма, образующаяся при фокусировке излучения импульсного лазера, работающего в режиме модулированной добротности, на поверхность циркониевой таблетки (лазерной мишени), насыщенной дейтерием. Как показано в [1], плазменный сгусток можно представить в виде сферического облака, расширяющегося в вакуум со скоростью $\sim 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, центр которого движется примерно с той же скоростью в направлении, перпендикулярном поверхности лазерной мишени. Модель такого расширения соответствует адиабатической сферической ударной волне Римана. При этом скорость перемещения плазменного фронта определяется максимальной скоростью дейтронов V_d .

На начальной стадии плазму можно считать полностью ионизованной, а радиус плазменного образования — примерно равным радиусу пятна фокусировки лазерного излучения на мишень a_0 . При расширении плазма остывает. В результате рекомбинационных процессов степень ее ионизации уменьшается, достигая при радиусе плазменного

образования $r \approx 10a_0$ постоянного асимптотического значения (закалка ионизационного состояния). На стадии завершения закалки ионизационного состояния, как показано в работе [2], число дейтронов N_d в плазменном сгустке составляет величину, пропорциональную энергии лазерной вспышки E_L и коэффициенту стехиометрии лазерной мишени по дейтерию k :

$$N_d \approx 2 \cdot 10^{15} k E_L. \quad (1)$$

Процесс генерации нейтронов, описанный в работе [1], осуществляется при ускорении дейтронов, извлекаемых из плазмы, в направлении, перпендикулярном трассе лазерного луча к цилиндрической нейтронообразующей тритиевой мишени (катоде).

В процессе извлечения дейтронов из плазменного облака его поверхность деформируется. Кинематика такой деформации определяется полем скоростей в сферической ударной волне Римана и уменьшением поперечного размера плазменного сгустка в результате отбора дейтронов. При этом изменение во времени поперечного радиуса плазменного образования после закалки ионизационного состояния плазмы можно описать следующим приближенным дифференциальным уравнением:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{V_d r}{10a_0 + V_d t} - \frac{j(r, t)}{en(t)} \quad (2)$$

с начальным условием $r(0) = 10a_0$. Здесь r — текущий поперечный радиус плазменного сгустка, t — время, e — заряд электрона, $n(t)$ — текущая концентрация дейтронов и электронов в плазме,

$$j(r, t) = \min\{j_{BCL}, j_{em}\},$$

j_{BCL} — плотность тока Богуславского–Чайлда–Ленгмюра, j_{em} — плотность эмиссионного тока с плазменной поверхности.

Оценки скорости перемещения плазменной границы и числа ускоренных в диоде дейтронов, сделанные при решении уравнения (2) в рамках представления о термоэмиссионном механизме их извлечения из плазмы [3], вступают в противоречие с данными эксперимента. Это противоречие заключается в том, что по указанным оценкам плазма должна закорчиваться ускоряющий зазор, в то время как этого в эксперименте не наблюдалось. Поэтому была предпринята попытка применить для подобных оценок другой механизм извлечения дейтронов, связанный с

колебаниями Ленгмюра в области границы „плазма–вакуум“. Наличие таких колебаний отмечалось в работе [4].

Для понимания механизма их возникновения естественно предположить, что при формировании ударной волны на каждую частицу плазмы будет приходиться примерно одинаковая доля кинетической энергии:

$$\frac{mV_e^2}{2} \approx \frac{M_d V_d^2}{2} \approx \frac{M_{Zr} V_{Zr}^2}{2}. \quad (3)$$

Здесь m , V_e ; M_d , V_d ; M_{Zr} , V_{Zr} — масса и максимальные скорости электронов, дейтронов и ионов циркония соответственно.

Отсюда следует, что дейтроны на периферии плазменного сгустка будут опережать ионы циркония. Что касается периферийных электронов, то они сначала выбрасываются вперед, опережая дейтроны и образуя двойной слой в области плазменного фронта. После остановки электроны возвращаются назад, набирая скорость в области дейтронного фронта, и устремляются в глубь плазменного облака, оголяя дейтроны и образуя новый двойной слой с обратной поляризацией. После остановки электроны ускоряются в поле этого двойного слоя и снова выбегают вперед. Далее этот процесс повторяется. Таков механизм возникновения колебаний Ленгмюра в области плазменной границы.

Длину поляризации L_0 на стадии завершения закалки ионизационного состояния можно оценить, с учетом (3), из равенства потенциальной (электростатической) и кинетической энергий электронов, составляющих указанный двойной слой и условия квазинейтральности плазмы. В результате имеем следующее выражение:

$$L_0 \approx \frac{V_d}{e} \sqrt{\frac{2\pi\epsilon_0 M_d (10a_0)^3}{3 N_d}},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Частоту колебаний Ленгмюра в произвольный момент времени t можно оценить с использованием известной формулы [5]:

$$\omega_L(t) = e \sqrt{\frac{n(t)}{m\epsilon_0}} \approx e \sqrt{\frac{3N_d}{4\pi m\epsilon_0 (10a_0 + V_d t)^3}}.$$

Для оценки изменения длины поляризации L во времени в процессе расширения плазмы можно использовать адиабатический инвариант $L^2\omega_L$. В результате имеем

$$L(t) \approx L_0 \left(1 + \frac{V_d t}{10a_0} \right)^{1/4}.$$

При отрицательной фазе колебаний Ленгмюра в окрестности фронта плазменного образования оголяется

$$\frac{3N_d L(t)}{10a_0 + V_d t}$$

дейтронов, которые могут вовлекаться в процесс ускорения. Таким образом, для усредненной по времени плотности эмиссионного тока, связанного с колебаниями Ленгмюра, можно получить следующую оценку:

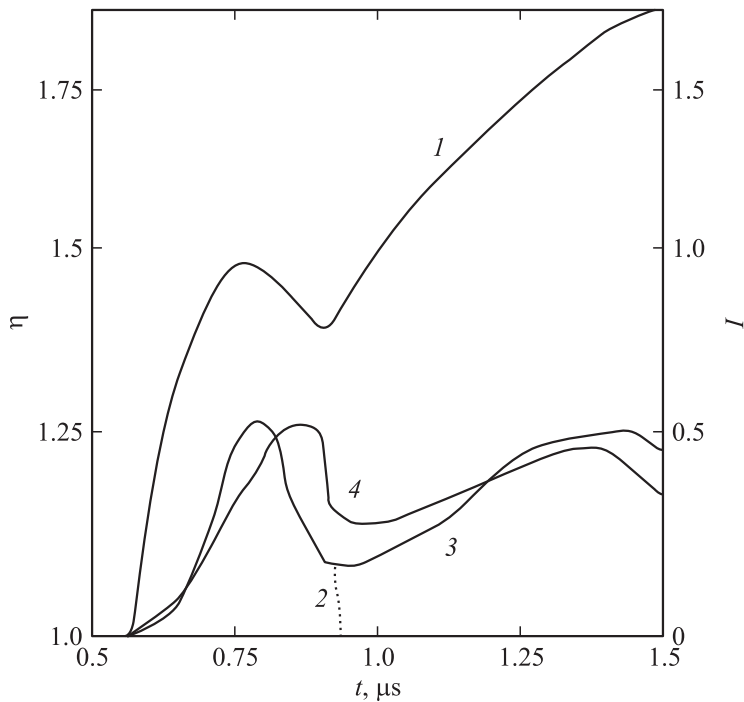
$$j_{em}(t) \approx \frac{3eN_d L(t)\omega_L(t)}{8\pi^2(10a_0 + V_d t)^3}. \quad (4)$$

Согласно этой оценке, плотность эмиссионного тока на первой стадии существенно превышает плотность тока Богуславского–Чайлда–Ленгмюра (BCL):

$$j_{BCL}(t) \approx P[r(t)] \frac{U(t)^{3/2}}{2\pi r(t)(10a_a + V_d t)}, \quad (5)$$

где $P[r(t)]$ — текущий первеанс диодной системы, $U(t)$ — ускоряющее напряжение.

Поэтому в соответствии с уравнением (2) сначала имеет место движение плазменной границы в направлении катода, а затем, по мере убывания концентрации дейтронов плазменный фронт останавливается и начинает перемещаться назад. Численный анализ этого процесса проводился путем совместного решения уравнения (2) и системы уравнений Кирхгофа с учетом формул (4), (5). Результаты численных расчетов для ионного диода с лазерно-плазменным источником дейтронов и коаксиальной геометрией электродной системы представлены на рисунке. Они были сопоставлены с данными эксперимента. Сравнение показало, что, полученные соотношения, использующие колебательный



Сопоставление экспериментальной и теоретической зависимостей ионного тока (относительные единицы) в диодной системе с лазерно-плазменным анодом от времени: I — характерная расчетная зависимость относительного радиуса от времени $\eta(t) = r(t)/10a_0$; 2 — характерная расчетная зависимость дейтронного тока от времени (сплошная кривая + пунктир); 3 — характерная расчетная зависимость полного ионного тока от времени; 4 — осциллограмма полного ионного тока на мишень, полученная в результате эксперимента.

механизм отбора дейтронного тока с поверхности плазмы, дают удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных (см. рисунок). При этом радиус плазменного анода $r(t)$ оказывается меньше радиуса внешнего катодного электрода и диод не закорачивается плазмой, как и показала практика [1]. Излом на кривой I соответствует времени подлета ионов циркония к плазменной границе, а второй максимум на кривых 4 и 3 определяется током ионов циркония.

Полученные результаты могут быть распространены и на другие импульсные плазменные образования, получаемые, например, при взрыве проволочных лайнеров, вакуумно-дуговом разряде и т. д.

Список литературы

- [1] *Козловский К.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.* и др. // Сб. трудов Международной научно-технической конференции „Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе“. М.: ВНИИА, 2005. С. 127–136.
- [2] *Вергун И.И., Козловский К.И., Шиканов А.Е.* и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. В. 5. С. 2003–2007.
- [3] *Молоковский С.И., Сушков А.Д.* // Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 190–191.
- [4] *Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф.* и др. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 5. С. 73–80.
- [5] *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2008. С. 20.