МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИЗВЛЕЧЕНИЯ ИОНОВ ИЗ ИОННОГО ИСТОЧНИКА В НЕЙТРОННЫХ ТРУБКАХ

Д. К. Шестаков

ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», г. Москва

Важной задачей при конструировании нейтронных трубок (НТ) для обеспечения максимального тока на мишени является формирование ионных пучков с малой расходимостью и высокой интенсивностью. Решение проблемы возможно в том случае, если будут учтены все факторы, влияющие на процесс извлечения ионов из ионного источника (ИИ).

В представленной работе рассматривается задача извлечения ионов из плазмы с целью проверки применимости закона Чайлда – Ленгмюра – Богуславского (ЧЛБ).

Решение задачи

Рассмотрим одномерную задачу, тогда уравнение Пуассона имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\varphi}{dx^2} = -\dfrac{1}{\varepsilon_0}[\dfrac{j_i}{v_i} + \dfrac{j_e}{v_e}], \\ \varphi\big|_{x=-\infty} = \varphi_0, \ \varphi\big|_{x=l} = 0, \end{cases} \tag{1}$$

где j_i, j_e, v_i, v_e – плотность тока и скорость ионов и электронов соответственно. Изолированный отрицательный электрод, помещенный в плазму, притягивает ионы и отталкивает электроны. Ионная эмиссия зависит от температуры электронов, так как на границе плазмы существует электрическое поле, возвращающее электроны в плазму и ускоряющее ионы в этой области. Таким образом, ионы приобретают начальную температуру электронов. Принимая во внимание данные допущения, перейдем к безразмерным переменным в уравнении (1)

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\hat{\varphi}}{d\hat{x}^2} = \kappa\left(\dfrac{1}{\sqrt{1+\eta\hat{\varphi}}} - \exp(-\mu\hat{\varphi})\right), \\ \hat{\varphi}\big|_{\hat{x}=1} = 1, \hat{\varphi}\big|_{\hat{x}=-\infty} = 0, \end{cases} \tag{2}$$

где

$$\hat{\varphi}(\hat{x}) = 1 - \frac{\varphi(x)}{\varphi_0}, \ \eta = \frac{2e\varphi_0}{m_i v^2_{0i}}, \hat{x} = \frac{x}{L}, \mu = \frac{e\varphi_0}{kT}, \kappa = \frac{en_0L^2}{\varepsilon_0\varphi_0}.$$

Уравнение (2) не имеет точного аналитического решения. Следовательно, необходимо применить ряд упрощений: произведения $\eta\hat{\varphi}$, $\mu\hat{\varphi}$ столь малы, что становится возможным разложить функции $\dfrac{1}{\sqrt{1+\eta\hat{\varphi}}}$ и $\exp(-\mu\hat{\varphi})$ по малым параметрам. Другое упрощение заключатся в следующем: в области справа (ускоряющий промежуток) от катода концентрация электронов отсутствует, так как электроны отталкиваются от вытягивающего электрода. Следовательно, электронами в данной области можно пренебречь. Тогда с учетом принятых упрощений уравнение (2) имеет вид

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\hat{\varphi}}{d\hat{x}^2} = \kappa\left(\mu - \dfrac{\eta}{2}\right)\hat{\varphi}, \ \hat{\varphi} \le \dfrac{1}{\eta}; & \text{(а)} \\ \dfrac{d^2\hat{\varphi}}{d\hat{x}^2} = \dfrac{k}{\sqrt{\eta\hat{\varphi}}}, \hat{\varphi} \ge \max\left\{\dfrac{1}{\eta}, \dfrac{1}{\mu}\right\}. & \text{(б)} \end{cases}$$

Данные уравнения решаются аналитически, после чего можно провести процедуру «сшивки» аналитических решений на границе области. Процедуру «сшивки» осуществим с помощью метода сращивания асимптотических разложений [1]. Таким образом, имеем

$$c_1 = \left(\alpha\hat{\varphi}_c\right)^2 - c_2\sqrt{\hat{\varphi}_c}, \ c_2 = \frac{4\kappa}{\sqrt{\eta}};$$

$$\hat{x}_c = 1 - \left(\frac{4}{3{c_2}^2}\right)\left[\left\{\left(\sqrt{c_2+c_1}\right)(c_2-2c_1)\right\} - \left\{\left(\sqrt{c_2\sqrt{\hat{\varphi}_c}+c_1}\right)\left(c_2\sqrt{\hat{\varphi}_c}-2c_1\right)\right\}\right]; \tag{3}$$

$$c0 = \hat{\varphi}_c \exp(-\alpha\hat{x}_c).$$

Подставляя в точке сшивки $\hat{x}_c$ значение потенциала, получим

$$j_i(x_c) = \frac{\varepsilon_0 v_{0iT}\alpha^2\varphi_0\varphi_c}{L^2[\dfrac{1}{\sqrt{1+\eta\hat{\varphi}}} + \dfrac{1}{\sqrt{1-\eta'\hat{\varphi}}}]}, \text{ где } \varphi_c = \frac{1}{\eta}.$$

Таким образом, составим таблицу применимости формулы ЧЛБ.

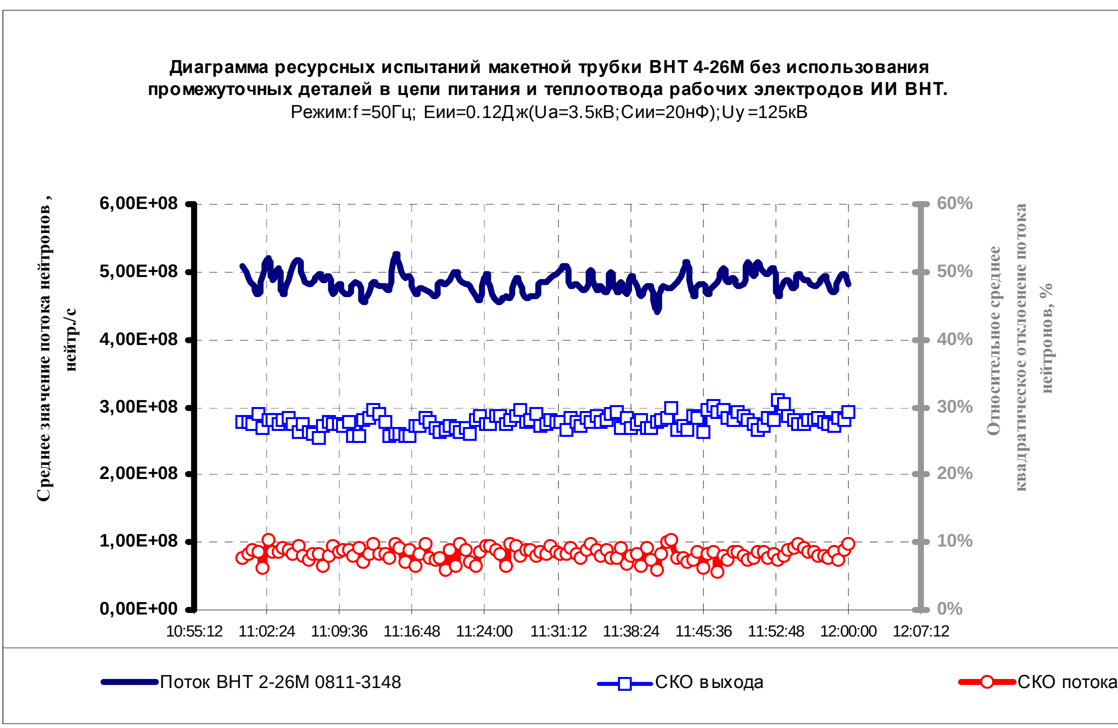
Границы применимости формулы

	Начальная концентрация ионов в плазме n_0, м$^{-3}$	Длина между катодом и отверстием L, см	Падение потенциала B
Верхняя граница применимости	∞	1,1	∞
Ошибка, % , на верхней границе применимости	1	2	3
Нижняя граница применимости	10^{16}	0,9	10^{3}
Ошибка, %, на нижней границе применимости	8	10	8

Предполагая, что ток ионов дейтерия в ускоряющем промежутке ограничен пространственным зарядом, и используя закон ЧЛБ, находим: $I(t)=\sum_D I_D(t)=jS=\frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2q}{m_D}}\frac{U(t)^{3/2}}{d^2}S$. Число нейтронов $N(\tau)$ (нейтронный выход), излучаемое ВНТ за время τ, определяется соотношением: $N(\tau)=\frac{1}{q}\int_0^{\tau}dt\sum_D I_D(t)B_D(t)$. Среднее число нейтронов, генерируемое в мишени одним ускоренным ионом дейтерия с энергией eU, определяется как

$$B_D=\int_0^{\infty}dx\sigma(E(x))n_T(x,t)=\int_0^{E_{\max}=eU}dE\frac{\sigma_{D-T}(E)n_T(t)}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)}.$$

Сечение термоядерной реакции определяем с помощью аналитического выражения: $\sigma_{D-T}(E)=$ $=\frac{409+[(1,076-1,368\cdot10^{-2}E)^2+1]^{-1}\cdot50200}{E\cdot[\exp(45,95E^{-1/2})-1]}$ [2]. Потери энергии, возникающие в результате взаимодействия ионов с мишенью, вычисляем, используя программу SRIM-2010. В результате выход нейтронов ВНТ 4-26М за импульс (1,5 мкс) составил: $1,34\cdot10^7$. Полученную из численных расчетов величину сравнивали с экспериментальными диаграммами, полученными в отчете [3]. Из обработки экспериментальных результатов следует, что за один импульс выход нейтронов составляет порядка $\approx1\cdot10^7$ (см. рисунок).



Среднее значение потока нейтронов в ВНТ 4-26М. Эксперимент

Литература

1. Найфэ А. Х. // Методы возмущения. М.: Мир, 1975.

2. Huba J. D. // NRL Plasma Formulary, 2009.

3. Щитов Н. Н. и др. О результатах исследований по повышению параметров трубок типа ВНТ2-26: Отчет № Т64/66-09.