

01; 04

© 1993

ОДНОМЕРНЫЙ РАЗЛЕТ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ГОРЯЧУЮ

И.Ю. Веселова, В.А. Рожанский

В работе выполнено моделирование разлета плазмы вдоль магнитного поля ($\vec{B} \parallel \vec{Z}$) после испарения пеллета в токамаке. Расчет базируется на модели, описанной в [1, 2]. При $Z = 0$ расположен источник плазмы, действующий в течение времени $0 \leq t \leq \tau$. Источник характеризуется скоростью испарения N и поперечным размером l_i , которые выбирались, исходя из типичных экспериментальных данных. Так как частицы рождаются в результате ионизации нейтрального газа вокруг пеллета, то первоначально холодная плазма разлетается вдоль магнитного поля и нагревается под действием горячих электронов фоновой плазмы.

Эволюция плазмы описывается системой уравнений переноса

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

$$nm_i \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial Z} \right) = - \frac{\partial (nT_e)}{\partial Z}, \quad (2)$$

$$3n/2 \cdot \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + u \frac{\partial T_e}{\partial Z} \right) + nT_e \frac{\partial u}{\partial Z} = - \frac{\partial q_{e\parallel}}{\partial Z}. \quad (3)$$

Граничные условия имеют вид

$$n(Z \rightarrow \infty) = n_0, \quad T_e(Z \rightarrow \infty) = T_e^{(0)}, \quad u(Z \rightarrow \infty) = 0. \quad (4)$$

$$u|_{Z=0} = C_s(0) = \sqrt{T_e(0)/m_e},$$

для $t \leq \tau$

$$n|_{Z=0} = \frac{N}{8C_s(0)l_i^2}, \quad T_e|_{Z=0} = T_e(0), \quad (5)$$

$C_s(0)$ – локальная скорость звука. Для $t > \tau$ граничные условия при $Z = 0$ преобразуются к виду

$$u|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial n}{\partial z}|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial T_e}{\partial z}|_{z=0} = 0. \quad (6)$$

В расчетах полагалось $\tau = 2.5$ мкс, что примерно соответствует времени пролета пеллета через данную магнитную поверхность. Для средних электронных температур $T_e \leq 1$ кэВ продольный поток тепла электронов $\vec{q}_{e\parallel}$ моделируется нелокальной теплопроводностью [3]:

$$q_e = - \int_0^\infty \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z'} w(z, z') dz',$$

$$\kappa_e = \frac{3.16 n T_e}{m_e \nu_e}, \quad \nu_e = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3\sqrt{m_e}} \frac{n e^4 \Lambda}{T_e^{3/2}}, \quad (7)$$

$$w(z, z') = \frac{1}{2\lambda(z')} \exp\left[-\int_{z'}^z \frac{dz'' n(z'')}{n(z')\lambda(z')}\right],$$

$$\lambda = 32\sqrt{2} \lambda_0, \quad \lambda_0 = \frac{T_e^2}{8\pi n e^4 \Lambda}.$$

Для горячей плазмы, когда фоновые горячие электроны свободно пролетают сквозь облако холодной плазмы, правая часть уравнения (3) может быть представлена в форме аналогичной теплообмену между электронами и ионами в гидродинамике [4]:

$$-\frac{\partial q_{e\parallel}}{\partial z} = -3n\nu_e^{(0)} (T_e^{(0)} - T_e),$$

$$\text{где } \nu_e^{(0)} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3\sqrt{m_e}} \frac{n_0 e^4 \Lambda}{T_e^{(0)}}. \quad (8)$$

1. Плазма средних электронных температур.

Моделирование выполнено для водородного пеллета и следующих параметров: $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 500 \text{ эВ}$, $l_i = 0.25 \text{ см}$. На характер эволюции плазмы сильное влияние оказывает величина скорости испарения. Расчеты проводились для малых, средних и больших значений N , равных 10^{23} с^{-1} , $2.5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$, $5 \times 10^{23} \text{ с}^{-1}$ соответственно. В момент $t = \tau = 2.5$ мкс полученные профили хорошо согласуются с изотермическим автомодельным решением, соответствующим расширению плазмы в вакуум

$$n = \frac{N}{8\zeta_S(0)l_i^2} \exp(-z/\zeta_S(0)t),$$

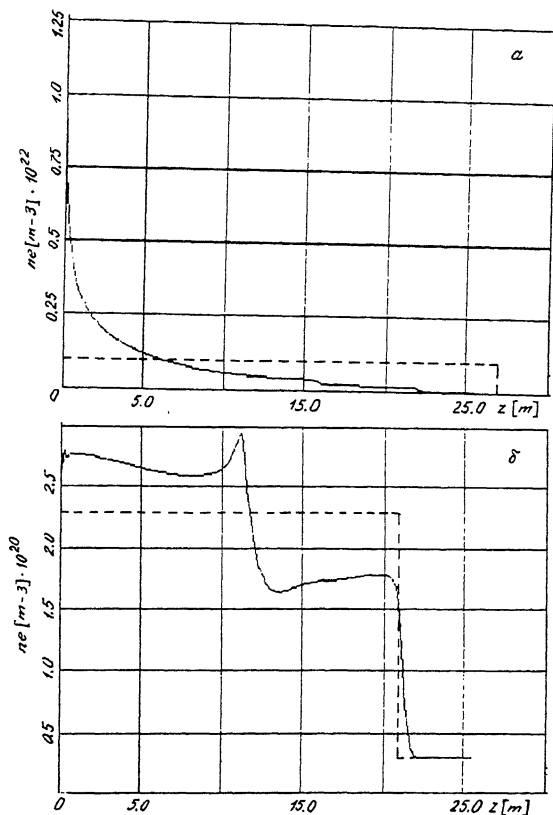


Рис. 1. Профили концентрации в момент $t = 50$ мкс после выключения источника. $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 500 \text{ eV}$, $l_i = 0.25$ см. а - $N = 5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$, б - $N = 10^{23} \text{ с}^{-1}$. Пунктир-автомодельное решение (10)-(12).

$$u = c_s(0) [1 + Z/c_s(0)t]. \quad (9)$$

На временах $t \gg \tau$, когда температура близка к фоновой, профили концентрации и скорости также могут быть описаны изотермическим автомодельным решением с $T_e = T_e^{(0)}$, $n = n(Z/t)$, $u = u(Z/t)$

$$\begin{aligned} n = A/t, \quad u = Z/t & \quad \text{для } |Z| < Wt, \\ n = n_0, \quad u = 0, & \quad \text{для } |Z| > Wt, \end{aligned} \quad (10)$$

где W - скорость скачка

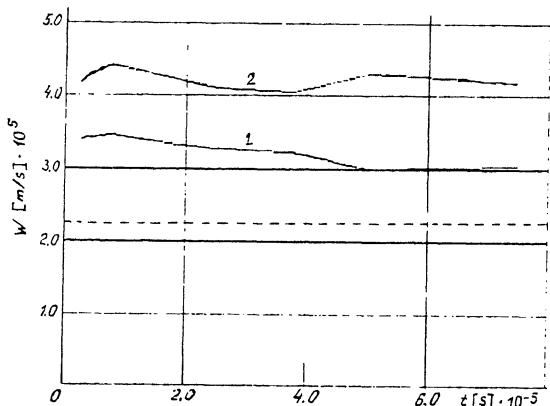


Рис. 2. Скорость движения фронта плазмы. 1 - $N = 5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$, 2 - $N = 10^{23} \text{ с}^{-1}$. Пунктиром показана скорость звука $c_s^{(0)} = \sqrt{T_e^{(0)}/m_i}$.

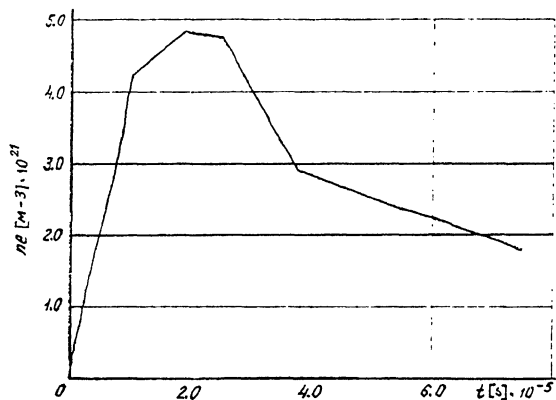


Рис. 3. Изменение во времени концентрации плазмы на расстоянии 1 м от пеллета для $N = 5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$.

$$W = c_s^{(0)} \cdot \sqrt{2 \ln \frac{A}{n_0 t}}, \quad c_s^{(0)} = \sqrt{T_e^{(0)}/m_i}, \quad (11)$$

$$A = \frac{N \tau}{8 l_i^2 W}. \quad (12)$$

На рис. 1 показаны профили, полученные в результате моделирования, рассчитанные по формулам (10)–(12) для $N = 5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$ (а) и 10^{23} с^{-1} (б) в момент $t = 50 \text{ мкс}$. Видно, что для мало-

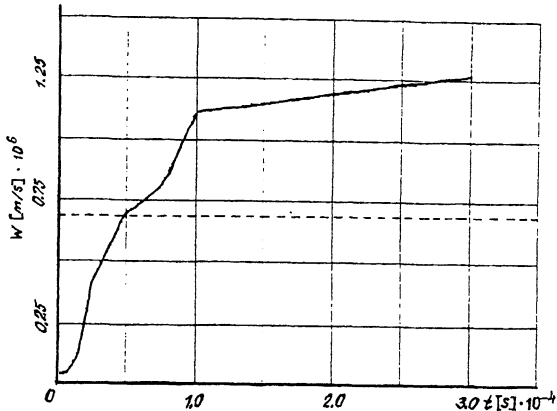


Рис. 4. Скорость распространения концентрации $n = n^{(max)} \exp(-t)$.
 $n_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_e^{(0)} = 5 \text{ кэВ}$, $N = 10^{25} \text{ с}^{-1}$, $z_i = 0.5 \text{ см}$.

го N наблюдается достаточно быстрый прогрев плазмы с образованием скачка на фронте облака. Полученные профили хорошо согласуются с аналитическим решением (10)–(12). На рис. 2 представлена скорость движения фронта облака для большого (1) и малого (2) значения N . В обоих случаях наблюдается сверхзвуковой разлет плазмы с числом Маха 1.5–2.0, вычисленного по отношению к температуре фоновой плазмы. На рис. 3 изображена временная зависимость концентрации на расстоянии 1 м от пеллета. Аналогичный вид сигнала наблюдался на токамаке *TFTR* в экспериментах [5].

2. Горячая плазма.

Расчет выполнен для параметров $T_e^{(0)} = 5 \text{ кэВ}$, $n_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $N = 10^{25} \text{ с}^{-1}$, $z_i = 0.5 \text{ см}$. Прогрев облака в этом случае происходит гораздо медленнее, так что расширяющаяся плазма долгое время остается холодной. Фронт облака распространяется с дозвуковой скоростью, вычисленной по отношению к температуре фоновой плазмы – рис. 4. Выполненные расчеты для $t < \tau$ качественно согласуются с результатами, полученными в [6] для модели [7].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Rozhansky V., Veselova I. // Sov. J. Plasma Phys. 1991. V. 17. P. 817.
 [2] Rozhansky V., Veselova I. In Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin. 1991). V. 15A, Part 1, European Physical Society, 1991. P. 341.

- [3] L u c i a n i J.F., M o r a P., V i r m o n t J. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1663.
- [4] B r a g i n s k i i S.I. In Reviews of Plasma Physics, edited by M.A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1964). V. 1. P. 183.
- [5] M a n s f i e l d D.K., J a n o s A., O w e n s D.K., S c h m i d t G.L., B e l l M.G., C a v a l l o A., F r e d r i c k s o n E., R a m s e y A.T., T a y l o r G. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 3140.
- [6] S p a t h i s P. IPP Report 5/38, Jan. 1992.
- [7] L e n g y e l L.L., Z a v a l a G.G., K a r - d a u n O.J.W.F., L a l o u s i s P. // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 1107.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
17 марта 1993 г.