

04; 12

© 1990

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ ПРИ ПОМОЩИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА ГАЗА

Л.Г. Аскинази, С.В. Лебедев,  
С.П. Ярошевич

Одним из важных параметров высокотемпературной плазмы термоядерных установок является т.н. время жизни заряженных частиц (электронов и ионов)  $\tau_p^*$ . Оно характеризует потери частиц из плазмы в соответствии с уравнением

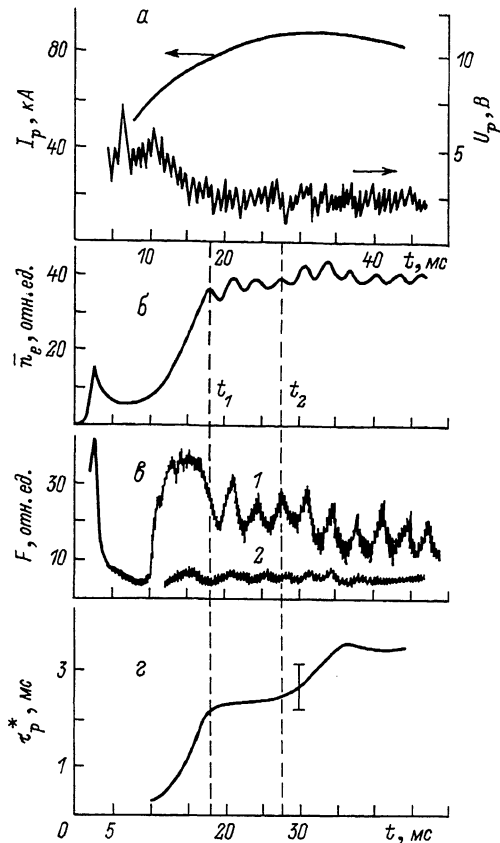
$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_p} + R \frac{N}{\tau_p} + F. \quad (1)$$

Здесь  $N = \bar{n}_e V$  - число частиц,  $\bar{n}_e$  - средняя плотность плазмы,  $V$  - объем плазмы,  $R$  - коэффициент рециклинга,  $F$  - источник частиц, возникающий в результате ионизации атомов газа, поступающего в установку через систему газонапуска. Второе слагаемое в правой части (1) представляет собой источник частиц, возникающий в результате ионизации атомов рабочего газа, десорбированных со стенок вакуумной камеры, и пропорциональный потоку частиц, падающему из плазмы на стенку. Вклад в источник от ионизации атомов примеси, десорбированных со стенок, обычно мал и не учитывается в уравнении (1). Первые два слагаемых в правой части (1) обычно объединяют в виде

$$-\frac{N}{\tau_p} + R \frac{N}{\tau_p} = -\frac{N}{\tau_p^*}, \quad (2)$$

где  $\tau_p^* = \frac{\tau_p}{1-R}$  - эффективное время жизни частиц, учитывающее взаимодействие плазмы со стенкой.

Для определения времени жизни частиц можно использовать звездные измерения в пристеночной плазме [1], позволяющие определить поток заряженных частиц, падающих на стенку из плазмы. Другой метод состоит в вычислении времени жизни из уравнений (1)-(2), для чего необходимо измерить  $N$ ,  $\frac{dN}{dt}$  и  $F$ . Наибольшие трудности связаны с определением источника  $F$ . Обычно для этого применяют расходомеры, измеряющие количество рабочего газа, поступающего через клапан в камеру в единицу времени. Чаще, однако, определяют величину  $(F + \frac{N}{\tau_p} R)$ , для чего используют измерения интенсивности свечения линии  $H_\alpha$  (в дейтерие-



а - ток плазмы  $I_p$  и напряжение на обходе  $U_p$ , б - средне-хордовая концентрация  $\bar{n}_e$ , в - сигналы с датчиков интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  в сечении газонапуска (кривая 1) и в удаленном от него патрубке (кривая 2), г - время жизни частиц  $\tau_p^*$

вой плазме -  $D_\alpha$ ) в непосредственной близости к патрубку, через который производится газонапуск. Как известно [2], интенсивность линий  $H_\alpha$  ( $D_\alpha$ ) с высокой точностью пропорциональна скорости ионизации нейтралей при электронной температуре выше 10 эВ. Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  между выходным сигналом оптического датчика  $U$  и источником  $F$  ( $F = \alpha U$ ) зависит как от атомарных констант и параметров плазмы, так и от формы и размеров области, в которой происходит ионизация атомов напускаемого газа. С последним обстоятельством и связаны трудности непосредственного вычисления  $\alpha$ .

В данной заметке предлагается простой метод определения времени жизни частиц  $\tau_p^*$ . Фактически описываемая методика является упрощенной модификацией предложенного в [3, 4] способа

определения транспортных коэффициентов в плазме посредством модуляции потока газа из клапана газонапуска.

При определенных условиях в системе газонапуска токамака ТУМАН-3 могут возникать периодические колебания с периодом  $\sim 3$  мс. Эти колебания проявляются в вибрации пьезокристаллической пластины напускного клапана под воздействием системы обратной связи, поддерживающей концентрацию плазмы на заданном уровне, и наблюдаются как на сигнале интенсивности линии  $D_{\alpha}$ , так и на хордовых сигналах СВЧ-интерферометра (см. рисунок). Видно, что на промежутке времени  $[t_1, t_2]$  сигналы  $U(t)$  и  $N(t)$  могут быть приближенно описаны синусоидальной зависимостью от времени:

$$U(t) = U_0 + U_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (3)$$

$$N(t) = N_0 + N_1 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где  $\omega = 2\pi/T$ ,  $T \approx 3$  мс, а  $U_0, U_1, N_0, N_1$  — медленноменяющиеся (по сравнению с  $\omega$ ) функции. Поскольку относительная амплитуда возмущения концентрации невелика ( $N_1/N_0 \approx 5\%$ ), можно считать  $\tau_p^* \approx \text{const}$ . Подставив зависимости (3) в уравнение глобального баланса частиц (1), с использованием (2) и полагая  $\alpha = \text{const}$ ,  $\tau_p^* = \text{const}$ , можно легко связать время жизни частиц  $\tau_p^*$  и калибровочный коэффициент  $\alpha$  со сдвигом фаз  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  между колебаниями и  $U(t)$  или с относительными амплитудами этих колебаний:

$$\tau_p^* = -\frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{(U_1/U_0)^2}{(N_1/N_0)^2} - 1}, \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{N_0}{F_0} \cdot \frac{1}{\tau_p^*}.$$

Вычисленное таким образом эффективное время жизни частиц  $\tau_p^*$ , разумеется, характеризует удержание плазмы только на „калибровочном“ интервале  $[t_1, t_2]$ . Однако, предположив постоянство во времени коэффициента  $\alpha$  (что представляется справедливым в течение всего разряда, исключая, возможно, начальную стадию формирования шнура), можно определить временную зависимость величины  $\tau_p^*$ :

$$\tau_p^*(t) = \frac{N(t)}{\alpha U(t) - \frac{dN(t)}{dt}}. \quad (5)$$

Описываемые измерения проводились в дейтериевой плазме со следующими параметрами (см. также рисунок): ток по плазме  $I_p = 95$  кА, напряжение на обходе  $U_p \approx 2.5$  В, магнитное поле

$B \approx 4,5$  кГс, средняя плотность по центральной хорде  $\bar{n}_e \approx 1,4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, электронная температура в центре шнура  $T_e(0) \approx 450$  эВ. В качестве калибровочного промежутка времени использовался интервал с  $t_1 = 17,5$  мс по  $t_2 = 27,5$  мс. Определенные на этом промежутке по формулам (4) величины  $\tau_{p0}^*$  и  $\alpha$  оказались равными  $\tau_{p0}^* = 2,35$  мс и  $\alpha = 0,76$  мс<sup>-1</sup>. Вычисленная по формуле (5) временная зависимость  $\tau_p^*(t)$  приведена на рисунке. Видно, что на протяжении калибровочного интервала  $\tau_p^* \approx \text{const} = \tau_{p0}^*$ , что свидетельствует о внутренней непротиворечивости метода.

Таким образом, предложенный метод позволяет измерить важный параметр термоядерной плазмы – время жизни заряженных частиц. В принципе, аналогичным образом, используя измерения интенсивности линии  $D_{\alpha}$  в удаленном от патрубка газонапуска сечении (см. рисунок, кривая 2), можно определить и коэффициент рециклинга  $R$ . Однако этот сигнал гораздо слабее и носит менее регулярный характер, чем светимость линии  $D_{\alpha}$  в непосредственной близости к клапану, что сильно снижает точность определения  $R$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M a t s u m o t o H., K i m u r a H., S e n g o k u S. et al. // Nucl. Fusion. 1982. V. 22. P. 840-843.
- [2] J o h n s o n L.C., H i n n o v E. // J. of Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1973. V. 13. P. 333-358.
- [3] B o g d a s a r o v A.A., V a s i n N.L., V e r s h k o v V.A. et al. Proc. 10-th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion. Res. London, 1984. V. 1. P. 181-192.
- [4] G e n t l e K.W., R i c h a r d s B., W a e l b r o e c k F. Proc. 13-th Eur. Conf. of Contr. Fusion and Plasma Phys. Schliersee, 1985. V. 10c. Part 1. P. 244-247.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
19 марта 1990 г.