

## ВЛИЯНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ЭФФЕКТ MARFE В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

В.А.Абрамэв, В.С.Лисица, Д.Х.Морозов

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 1992 г.

Показано, что перезарядка примесей на атомах водорода повышает порог образования полоидальной асимметрии излучения в периферийной плазме токамака (MARFE), что объясняет устойчивую полоидальную симметрию в режиме оторванной (detached) плазмы.

1. Повышение мощности излучения примесей на периферии токамака может приводить, как известно, к сильной полоидальной асимметрии излучения. Это явление, получившее название MARFE, возникает, как правило, в режиме attached плазмы, когда излучающая зона касается лимитера<sup>1</sup>. Возникновение MARFE связывают обычно с развитием радиационно-конденсационной неустойчивости (см., например, <sup>2-4</sup>). В то же время, в режиме оторванной плазмы, когда излучающая зона отрывается от лимитера вследствие напуска газа<sup>1,5-9</sup>, образование MARFE сильно затруднено, несмотря на кажущееся наличие всех дестабилизирующих факторов.

На возможное изменение порога неустойчивости, связанное с изменением температурной зависимости радиационных потерь, указывалось в<sup>10</sup>. Ниже исследованы оба режима свечения плазмы для реальной структуры радиационных потерь на ионах углерода. Показано, что изменение температурной зависимости этих потерь, обусловленное перезарядкой на нейтральных атомах водорода, характерное для режима оторванной плазмы, приводит к стабилизации неустойчивости в этом режиме при заданном интегральном уровне излучения.

2. Предполагалось, что радиационные потери  $L$  для плазмы с примесью углерода можно вычислять в корональной модели с учетом перезарядки ионов углерода на атомах нейтрального водорода.

$$L = n_e \sum_{z=0}^5 n_c^z L_c^z(T), \quad (1)$$

$$L_c^z = \sum_k < \sigma_{0k} v > \Delta E_k^z. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_{0k}$  - сечение возбуждения электронным ударом,  $\Delta E_k^z$  - энергия возбуждения  $k$ -того уровня,  $n_c^z$  - плотность ионов углерода с зарядом  $z$ . Для вычисления  $n_c^z$  использовались уравнения баланса с учетом перезарядки и диэлектронной рекомбинации. Использовались данные работы<sup>11</sup>. Результаты вычислений для электронной температуры, лежащей в интервале  $5 \text{ эВ} \leq T \leq 50 \text{ эВ}$ , могут быть приближенно представлены формулой

$$L = 10^{-26} n_e n_c A(t - t_1) \exp\{-b(t - t_1)\} \text{Вт/см}^3. \quad (3)$$

Здесь  $n_c = \sum_{z=0}^6 n_c^z$  - полная плотность углерода,  $t = T/T_0$ ,  $T_0$  - произвольная нормировочная температура. Мы выбрали  $T_0 = 1$  эВ. Параметры  $A$  и  $b$  являются функциями отношения плотности нейтральных атомов к плотности плазмы  $n_H/n$ . При  $n_H/n \leq 5 \cdot 10^{-5}$  величины  $A$  и  $b$  практически постоянны, и можно положить  $A = 3,8$ ;  $b = 0,63$ . При  $n_H/n \geq 2 \cdot 10^{-4}$  можно воспользоваться простыми зависимостями

$$A = 0,78(n/n_H)^{0,18}, \quad (4)$$

$$b = 0,041(n/n_H)^{0,31}. \quad (5)$$

Параметр  $t_1$  слабо зависит от  $n_H/n$ , и во всем интервале  $0 \leq n_H/n \leq 2 \cdot 10^{-1}$  можно считать  $t_1 = 4,4$ .

3. Тепловое равновесие в периферийной плазме формируется балансом потока тепла за счет теплопроводности из центральной области и радиационным охлаждением. Уравнение такого баланса имеет следующий вид

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = L(T_0 \kappa_{\perp})^{-1} \quad (6)$$

с граничными условиями  $t(0) = t_a$ ,  $\kappa_{\perp} T_0 \frac{dt}{dx}(x = \infty) = q_0$ . Здесь  $x = a - r$  - расстояние до стенки,  $a$  - радиус стенки,  $q_0$  - поток тепла из центральной области.

Решение уравнения (6) дается в квадратурах

$$x = T_0 \kappa_{\perp} q_0^{-1} \int_{t_a}^t [1 - q_1^2 M(t)]^{-1/2} dt, \quad (7)$$

где

$$M(t) = \int_t^{\infty} L dt / \int_{t_a}^{\infty} L dt; \quad q_1^2 = 2 \kappa_{\perp} T_0 q_0^2 \int_{t_a}^{\infty} L dt.$$

Параметр  $q_1$  связан с долей мощности, переизлучаемой примесью соотношением

$$q_{rad}/q_0 = 1 - (1 - q_1^2)^{1/2}. \quad (8)$$

Устойчивость по отношению к азимутально несимметричным возмущениям определяется линеаризованным уравнением для возмущенной температуры  $\tilde{t}$ :

$$\kappa_{\perp} \frac{d^2 \tilde{t}}{dx^2} - \left[ \frac{5}{2} n \gamma + k_{\parallel} \kappa_{\parallel} (T_0) t^{5/2} - \frac{2L}{T_0 t} + \frac{1}{T_0} \frac{dL}{dt} \right] \tilde{t} = 0. \quad (9)$$

Здесь  $\gamma$  - инкремент неустойчивости. Предполагалось, что параллельная теплопроводность определяется формулой Брагинского. Перейдя от независимой переменной  $x$  к переменной  $t$  с помощью выражения (7) и введя функцию  $\varphi = \tilde{t}(1 - q_1^2 M)^{-1/4}$ , получаем следующее уравнение (штрих означает производную по  $t$ )

$$\varphi'' - q_1^2 U_{ef} \varphi = 0. \quad (10)$$

Здесь

$$U_{ef} = (U - E) M_1^{-3/4} + \frac{L'_1}{4M_1} - \frac{3}{16} q_1^2 L_1^2 M_1^{-2};$$

$$U = \frac{L'_1}{2} - \frac{L_1}{t} + w t^{5/2} q_1^{-2}; \quad w = k_{\parallel} \kappa_{\parallel} (T_0) \kappa_{\perp} T_0 q_0^{-2};$$

$$E = -\frac{5}{4} n \gamma T_0 \left( \int_{t_a}^{\infty} L dt \right)^{-1}; \quad M_1 = 1 - q_1^2 M; \quad L_1 = L / \int_{t_a}^{\infty} L dt.$$

Случай  $E = 0$  соответствует границе устойчивости. Оценка, сделанная для токамака среднего размера, дает  $w \approx 10^{-6}$ . Рис.1 показывает зависимость  $U_{ef}$  от  $t$  при  $q_1 = 0,9$  для  $w = 10^{-6}$  и  $E = 0$ . Очевидно, что с ростом параметра  $n_H/n$  глубина потенциальной ямы уменьшается, а ширина растет. Однако этот рост ограничен за счет быстрого роста  $w$  с ростом  $t$ .

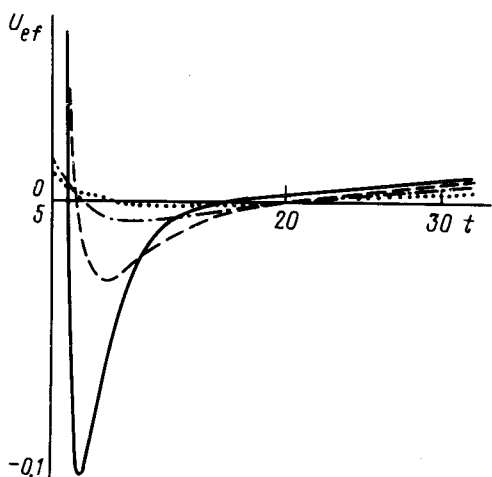


Рис.1

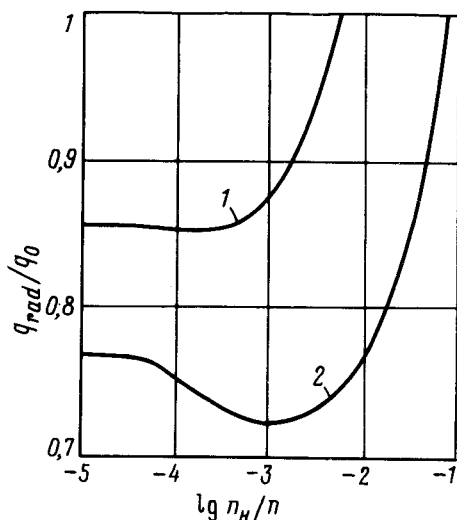


Рис.2

Рис.1. Форма эффективной потенциальной ямы для различных относительных концентраций нейтральных атомов  $n_H/n$ : —  $n_H/n = 10^{-5}$ ; - - -  $n_H/n = 2 \cdot 10^{-3}$ ; - · -  $n_H/n = 2 \cdot 10^{-2}$ ; ····  $n_H/n = 2 \cdot 10^{-1}$

Рис.2. Зависимость критической доли переизлучаемой мощности  $q_{rad}/q_0$  от относительной концентрации нейтрального водорода. Кривая 1 вычислена для  $w = 10^{-6}$ , кривая 2 — для  $w = 10^{-7}$ . Устойчивости соответствует область под кривой

С ростом  $n_H/n$  существование уровня  $E = 0$  должно обеспечиваться ростом параметра  $q_1$ . Очевидно, что при одинаковой доле переизлучаемой мощности плазма с меньшей концентрацией нейтрального водорода будет менее устойчива.

Уравнение (10) при  $E = 0$  решалось численно. На рис.2 представлены результаты расчетов критического уровня переизлучаемой мощности, соответствующего границе устойчивости, для двух значений параметра  $w$ , который определяется теплопроводностью. С ростом концентрации нейтрального водорода пороговое значение  $q_{rad}/q_0$  быстро растет при больших  $n_H/n$ . Для значений  $n_H/n$ , характерных для режима оторванной плазмы, радиационно-конденсационная неустойчивость может быть полностью подавлена. Это препятствует образованию MARFE. Аналогичный эффект может реализоваться при сильной поперечной диффузии примеси вблизи стенки.

Таким образом, показано, что изменение температурной зависимости радиационных потерь энергии на примесях, обусловленное их перезарядкой на нейтральных атомах водорода в периферийной области токамака, приводит к

повышению порога развития азимутально несимметричной моды радиационно-конденсационной неустойчивости.

Это объясняет устойчивость периферийной плазмы относительно возникновения эффекта MARFE в режимах оторванной плазмы.

- 
1. B.Lipschultz, J. Nucl. Mater. 145-147, 15 (1987).
  2. N.Ohyabu, Nucl. Fusion, 9, 1491 (1979).
  3. T.E.Stringer, Proc. 12-th European. Conf. on Control Fusion and Plasma Phys., part 1, 86 (1985).
  4. J.F.Drake, The Phys. of Fluids 30, 2429, (1987).
  5. G.M.McCracken, J. Allen, K.Axon, R.Barnsley et al., J. Nucl. Mater 145-147, 181 (1987).
  6. J.D.Strachan, F.P.Boody, C.E.Bush, and S.A.Cohen. Ibid., 186.
  7. A.Pospieszczyk, H.L.Bay, P.Bogen, H.Hartwig et al., Ibid., 574.
  8. C.S.Pitcher, G.M.McCracken, P.C.Stangeby, and D.Summers. Proc. 16-th European. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. B13, part 1, 879 (1989).
  9. G.M.McCracken, L. de Kock, and S.K.Erents et al., Proc. 17-th European Conf on Contr. Fusion and Plasma Heating B14, part 3, 1381 (1990).
  10. Д.Х.Морозов. Физ. Плазмы 18, 564 (1992).
  11. R.A.Phaneuf, R.K.Janev, and M.S.Pinzola, ORNL-6090, 5 (1987).