

## **О ВЛИЯНИИ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НЕЙТРАЛОВ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЕ**

*В.А.Крупин, В.С.Марченко, С.И.Яковленко*

Указывается на возможность увеличения излучательных потерь на примесных ионах при использовании дополнительного нагрева термоядерной плазмы инжектированным пучком нейтралов. Проведены расчеты излучательных потерь на ионах железа с учетом влияния перезарядки на распределение ионов по кратностям ионизации.

1. При введении в термоядерную плазму интенсивного пучка нейтралов [1, 2] распределение примесных ионов по их кратности формирует-

ся под сильным влиянием актов перезарядки нейтралов на примеси. Следовательно наличие нейтралов смещает распределение в сторону, низких кратностей примесных ионов, что, в свою очередь, может, в принципе, привести к увеличению излучательных потерь. Для того, чтобы оценить опасность указываемого эффекта необходимо, прежде всего, сравнить излучательные потери на примесях при наличии и в отсутствие инжектированных нейтралов. Соответствующие расчеты представлены в данной работе.

2. Для нахождения распределения ионов примеси по кратностям использовалась система уравнений коронального равновесия [3], в которую были введены члены, учитывающие перезарядку

$$S_k^z y_k^z = (R_{k+1}^z + C_{k+1}^z \xi) y_{k+1}^z, \quad k = 0, 1, 2, \dots, z-1. \quad (1)$$

Здесь  $k$  — заряд иона,  $z$  — заряд ядра иона данного элемента;  $y_k^z = N_k^z / N^z$  — относительная концентрация ионов кратности  $k$ ,  $N^z$  — полная концентрация примеси данного сорта;  $S_k^z$  — скорость ионизации электронным ударом;  $R_k^z$  — скорость излучательной рекомбинации;  $C_k^z$  — скорость перезарядки;  $\xi = N_0 / N_e$  — относительная концентрация нейтралов,  $N_0$  — концентрация нейтралов,  $N_e$  — концентрация электронов.

3. На основе распределения  $y_k^z$ , найденного из решения системы (1) определялись излучательные потери из единицы объема в единицу времени

$$Q_{\text{изл}} = Q_{\text{торм}} + Q_{\text{рек}} + Q_{\text{лин}}. \quad (2)$$

При нахождении потерь на тормозное излучение  $Q_{\text{торм}}$  и радиационную рекомбинацию  $Q_{\text{рек}}$ , а также величин  $S_k^z$ ,  $R_k^z$  использовались те же формулы, что и в работах [4]. Линейчатое излучение

$$Q_{\text{лин}} = Q_{\text{возб}} + Q_{\text{д. рек}} + Q_{\text{пер}} \quad (3)$$

складывается из членов связанных с возбуждением электронным ударом, а также за счет диэлектронной рекомбинации и перезарядки. Они определяются выражениями

$$\frac{Q_{\text{возб}}}{N_e N^z} = \sum_{k=0}^{z-1} y_k^z \sum_m V_{m1}^k \Delta E_{m1}^k,$$

$$\frac{Q_{\text{д. рек}}}{N_e N^z} = \sum_{k=1}^{z-1} y_k^z \left( \sum_m a_{m1}^k \Delta E_{m1}^k + \Delta E_{k-1}^z \sum_m a_{m1}^k \right),$$

$$\frac{Q_{\text{пер}}}{N_e N^z} = \xi \sum_{k=1}^{z-1} y_k^z C_k^z \Delta E_{k-1}^z.$$

Здесь  $\Delta E_{m1}^k$  — энергия перехода  $l - m$ ,  $\Delta E_k^z$  — потенциал ионизации данного иона,  $V_{m1}^k$  — скорость столкновительного возбуждения иона электроном;  $a_{m1}$  — скорость диэлектронной рекомбинации иона за счет резонанса с уровнем  $m$ .

Для скоростей возбуждения использовалась аппроксимация Ван-Редже-мортера [5] с множителем, предложенным Меве [6]. Скорости диэлектронной рекомбинации ионов брались в форме, предложенной Берджер-сом [7] с поправкой [8] для переходов  $\Delta n = 1$ .

4. Концентрация нейтралов оценивалась на основе уравнений баланса

$$\frac{dN_o}{dt} = G - (S_{oe} + S_{oi} + C_{оп}) N_e N_o = 0, \quad (4a)$$

$$\frac{dN_T}{dt} = C_{оп} N_e N_o - S_{oe} N_e N_T - \frac{N_T}{\tau_T}. \quad (4б)$$

Здесь  $G$  — эффективное число быстрых нейтралов, появляющихся в единице объема в единицу времени;  $N_o N_T$  — концентрация соответственно быстрых и тепловых нейтралов;  $S_{oe} S_{oi}$  — скорости ионизации быстрых нейтралов соответственно электронами и протонами;  $C_{оп}$  — скорость перезарядки быстрого нейтрала на протоне;  $\tau_T$  — характерное время ухода тепловых нейтралов из рассматриваемого объема. Геометрия ввода нейтралов и возможность диффузии быстрых протонов вдоль магнитного поля может быть учтена выбором эффективной величины  $G$ . Для того, чтобы оценить исследуемый эффект снизу, вкладом в перезарядку тепловых нейтралов пренебрегалось. Сечения перезарядки быстрых нейтралов на ионах примеси брались из работы [9]. При  $v \approx 3 \cdot 10^8$  см/сек сечение перезарядки хорошо аппроксимируется выражением  $\sigma_k \approx 0,7 \cdot 10^{-15} k \text{ см}^2$  ( $k \geq 10$ ) (ср. [10]).

5. При проведении расчетов мы ориентировались на пучки нейтралов с энергией частиц  $E_o \approx 40$  кэВ, мощностью пучка  $W \approx 1$  МВт, при поперечном сечении  $S \approx 500 \text{ см}^2$  [2]. Это соответствует плотности потока нейтралов  $j \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  при скорости частиц  $v_o \approx 3 \cdot 10^8$  см/сек. Величину  $\xi$  можно оценить исходя из (4а) соотношением

$$\xi \approx j/2 \pi R (S_{oi} + C_{оп} + S_{oe}) N_e^2.$$

Здесь эффективно полагается, что нейтралы вводятся однородно в магнитную трубку с радиусом примерно равным радиусу пучка. Полагая  $j \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ,  $S_{oi} + C_{оп} + S_{oe} \approx 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ ,  $R \approx 2 \cdot 10^2$  см, получаем  $\xi \sim 3 \cdot 10^{21} / N_e^2$ , что при  $N_e = 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$  составляет  $\xi \sim 3 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-7}$ .

Для иллюстрации эффекта были проведены расчеты при  $\xi = 0$ ,  $\xi = 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $\xi = 1,5 \cdot 10^{-5}$ . На рис.1 приведены относительные концентрации наиболее представленных ионов железа ( $z = 26$ ). Видно, что уже при  $\xi = 3 \cdot 10^{-6}$  перезарядка приводит к радикальному изменению распределения ионов по кратности. Появляются ионы низкой кратности,

излучающие более активно. Мерой увеличения излучения может служить величина

$$\eta = Q_{\text{изл}}(v_0, T_e, \xi \neq 0) / Q_{\text{изл}}(v_0, T_e, \xi = 0), \quad (5)$$

дающая отношение излучательных потерь при наличии нейтралов и в их отсутствие. Как видно из результатов расчетов (рис.2) при реальных значениях  $\xi$  и  $T_e$  величина  $\eta$  может оказаться много больше единицы. Разумеется, результаты расчетов  $\eta$  справедливы примерно с той точностью, что и использованные сечения [ 5, 6 ]. Универсальные константы аппроксимации предложенные Меве [ 6 ] здесь могут приводить к ошибке  $\sim 100\%$  в области  $T_e \sim 1 + 4 \text{ кэВ}$ .

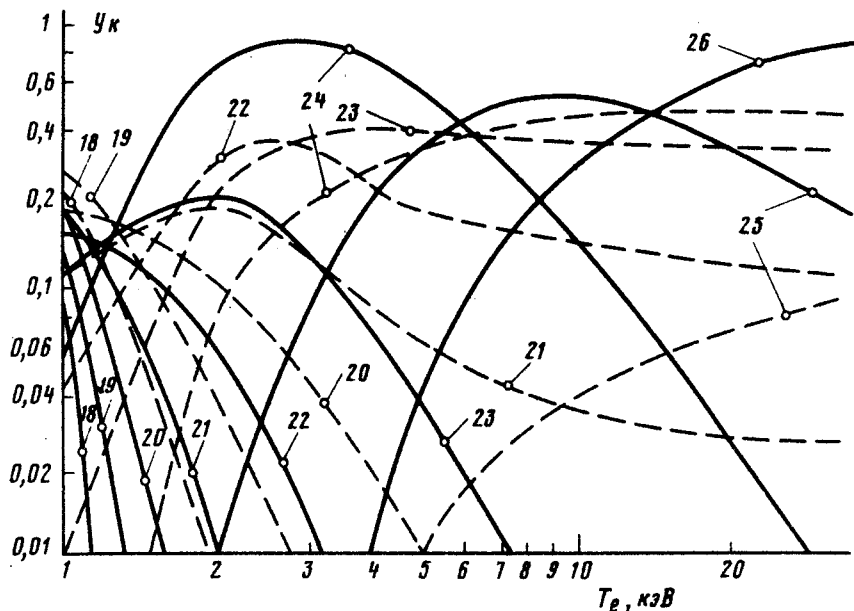


Рис.1.Кривые ионизационного равновесия ионов железа без учета перезарядки (сплошные кривые) и с учетом перезарядки при  $\xi = 3 \cdot 10^{-6}$  (пунктирные кривые). Цифры над графиками – заряд иона

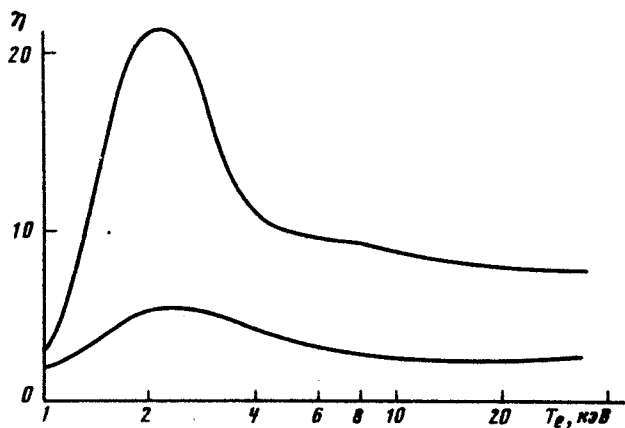


Рис.2. Коэффициент увеличения радиационных потерь (формула (5)) при учете перезарядки. Кривая 1 соответствует  $\xi = 3 \cdot 10^{-6}$ , кривая 2 –  $\xi = 1,5 \cdot 10^{-5}$

Таким образом, проведенные расчеты демонстрируют существенность влияния перезарядки на излучательный энергобаланс примеси. Этот эффект необходимо учитывать при рассмотрении возможностей дополнительных методов нагрева и конструировании соответствующих термоядерных установок.

Авторы признательны К.А.Разумовой и В.И.Гервидсу за обсуждения.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
9 февраля 1979 г.

### Литература

- [ 1 ] В.И.Пистунович. Физика плазмы, **2**, 3, 1976.
  - [ 2 ] H.Eubank, et. all. IAEA-CN-37-C3, 1978.
  - [ 3 ] Р.Макуиртер. Сб. Диагностика плазмы. М., изд. Мир, 1967.
  - [ 4 ] В.И.Гервидс, В.И.Коган. Письма в ЖЭТФ, **21**, 329, 1975; Препринт ИАЭ-2722, 1976.
  - [ 5 ] H.Van Regemorter. Astrophys. J., **136**, 906, 1962.
  - [ 6 ] R.Mewe. Astron. Astrophys., **20**, 215, 1972.
  - [ 7 ] A.Burgess. Astrophys. J., **141**, 1588, 1965.
  - [ 8 ] A.L.Merts, R.D.Cowan, N.M.Magee. LA-622A-MS, 1976.
  - [ 9 ] T.P.Grozdanov, P.K.Janev. Phys. Rev., **A17**, 880, 1978.
  - [ 10 ] М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, **24**, 56, 1976.
-