

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ НА ПРИМЕСЯХ И ПАРАМЕТР $n_e \tau$
ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ИНЖЕКЦИЕЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРАЛОВВ.А.Абрамов, В.И.Гервидс, В.А.Крупин,
В.С.Лисица

В настоящее время одним из наиболее перспективных и разработанных способов создания плазмы с термоядерными параметрами является метод инжекции в плазму мощных пучков быстрых нейтралов [1]. Инжекция пучка (с удельной мощностью P_B) приводит, однако, к появлению двух противоположных тенденций: 1) нагреву плазмы и выделению дополнительной мощности P_{BF} вследствие реакции синтеза на атомах пучка; 2) охлаждению плазмы вследствие увеличения мощности радиационных потерь (РП) R , обусловленного резким изменением ионизационного равновесия ионов примесей при перезарядке на атомах пучка. В данной статье рассчитаны значения параметра $n_e \tau$ для термоядерной плазмы с учетом обоих указанных эффектов.

Уравнение баланса мощности в плазме с пучком имеет вид [1, 2]:

$$\frac{3}{2\tau} [n_e T_e + \sum_i n_i T_i] + R(j, T) = 0,2 (P_F + P_{BF}) + P_B. \quad (1)$$

Здесь $T_e = T_i = T$, $n_e n_i$ – температура и плотность электронов и ионов плазмы, τ – время ее удержания, $R(j, T) = \sum_z n_z n_e L_z(j, T)$ – мощность РП на примесных ионах с концентрацией $n_z = 2 n_D f = n_e f / (1 + \langle z \rangle f)$; $L_z(j, T)$ – удельная мощность потерь на один электрон и ион примеси, зависящая в частности, от плотности эквивалентного тока j нейтралов в пучке, $P_F = n_D^2 \langle v G_F \rangle E_F$ – мощность термоядерного энерговыделения в плазме; здесь и ниже имеется в виду мощность D – T реакции при инжекции дейтерия в тритиевую плазму; коэффициент 0,2 в (1) учитывает долю энергии, передаваемую α -частицами в D – T реакции с энерговыделением $E_F = 17,6$ МэВ.

Вводя стандартные обозначения [1, 2]: $Q = \frac{P_F + P_{BF}}{P_B}$, $A = \frac{1 + 0,2 Q}{Q - \frac{P_{BF}}{P_B}}$,

из (1) получаем:

$$n_e \tau(f) = \frac{\frac{3}{2} T [2 + f + f \langle Z \rangle]}{A \langle \sigma v \rangle E_f / 4 (1 + f \langle Z \rangle) - f L_Z}, \quad (2)$$

где $\langle Z(j, T) \rangle$ – средний заряд иона примеси.

Зададимся типичными параметрами термоядерной плазмы: $T = 10$ кэВ, энергия инжектируемого дейтерия $E = 200$ кэВ (100 кэВ/ат. ед. массы). Типичными тяжелыми примесями в современных токамаках являются

Fe (PLT, T-10) и Mo (T-11, TFP). Плотность тока нейтралов j сильно зависит от типа реактора, поэтому мы рассмотрим несколько ее значений: $0,02; 0,05; 0,1 \text{ А/см}^2$, см. [1]. Величина Q лежит в пределах $1 \ll Q \ll 10$; ниже принимается $Q = 5$. В указанных условиях, согласно [1] имеем: $P_{BF}/P_B = 2$, так что $A = 0,67$.

Расчеты $L_z(j, T)$ и $\langle Z(j, T) \rangle$ проводились по стационарной корональной модели [2 - 5], учитывающей ионизацию и возбуждение электронным ударом, фото- и диэлектронную рекомбинацию, а также перезарядку на атомах пучка. Сечения перезарядки полагались равными среднему между сечениями, полученными в модели распада [6] и в модели голых ядер [7, 8], что удовлетворительно согласуется с экспериментом, см. [8]. Очевидно, что учет перезарядки эквивалентен эффективному увеличению процессов рекомбинации, что приводит к сдвигу ионизационного равновесия в сторону меньших Z .

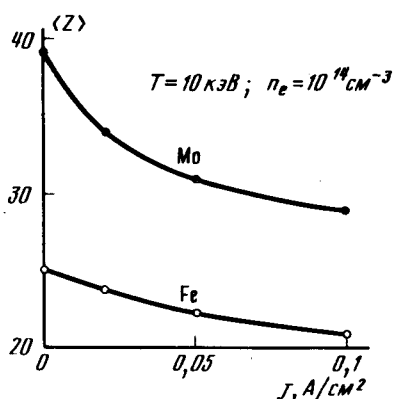


Рис. 1. Зависимость среднего заряда иона $\langle z \rangle$ от величины эквивалентного тока нейтралов j

На рис. 1 приведена зависимость среднего заряда $\langle Z(j, T) \rangle$ ионов Fe и Mo от плотности тока j при $T = 10 \text{ кэВ}$. Видно, что величина $\langle Z \rangle$ существенно уменьшается по сравнению с ее значением при $j = 0$. Это приводит к резкому увеличению линейчатых РП по сравнению со случаем $j = 0$. Так, для ионов Fe линейчатые потери при $j = 0,05$ превышают их значение при $j = 0$ почти на порядок величины. Аналогично, для Mo увеличение потерь при $j = 0,1 \text{ А/см}^2$ по сравнению со случаем $j = 0$ составляет 4,3. Указанный эффект является типичным для тяжелых примесей и проявляется также и в обычном корональном равновесии при $j = 0$, когда уменьшение величины $\langle z \rangle$ обусловлено уменьшением температуры, см. [2 - 5]. Он связан, очевидно, с переходом к Li-, Be- и т.д. подобным оболочкам ионов, обладающим большим количеством интенсивных переходов, легко возбуждаемых электронным ударом.

Наряду с обычными типами РП при $j = 0$ (линейчатые, тормозные, при фото- и диэлектронной рекомбинациях), в данном случае вносят существенный вклад излучательные потери при перезарядке. Действительно, при перезарядке на ионе с зарядом Z электрон оказывается в состоянии с главным квантовым числом $n \sim Z^{3/4} \gg 1$, см. [7]; в результате последующего перехода в основное состояние излучается энергия порядка энергии ионизации I_{z-1} иона с зарядом $(Z - 1)$. Ука-

жем, что это излучение при $j = 0,02$ на Fe и Mo составляет, соответственно, 90 и 56% от линейчатых потерь.

Особенно ярко эффект увеличения РП выражен на легких примесях (C, O). Это объясняется более быстрым убыванием с Z скорости фото-рекомбинации ($\sim Z^2$) по сравнению со скоростью перезарядки ($\sim Z$). Так, при $j = 0,1$ РП на углероде (C) возрастают примерно в 30 раз. Наличие перезарядки практически не меняет $\langle Z \rangle$, но существенно (на два — три порядка) увеличивает относительную концентрацию H-подобных ионов C^{+5} , что приводит к соответствующему резкому увеличению линейчатых потерь. Потери на излучение при перезарядке оказываются того же порядка величины.

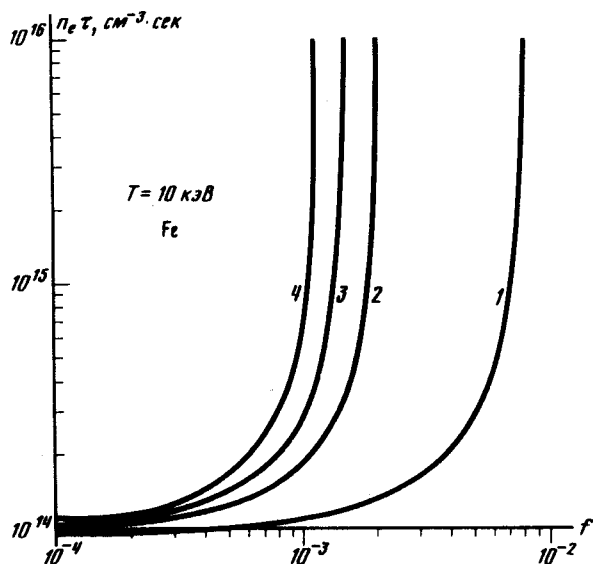
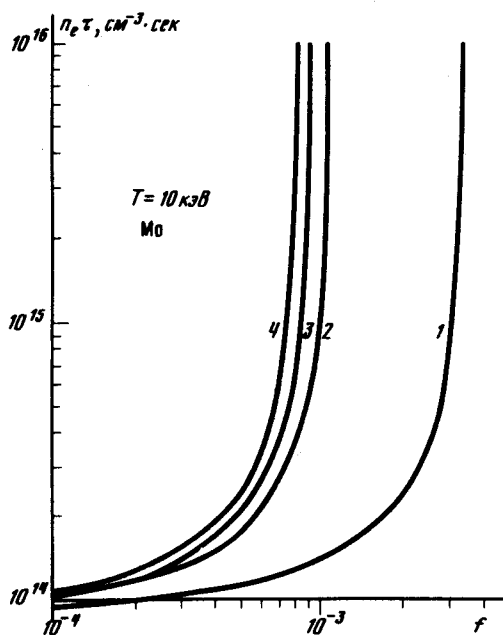


Рис. 2, рис. 3. Зависимость параметра $n_e \tau$ от относительной концентрации примесей f :
 1 — $j = 0$, 2 — $j = 0,02 \text{ А/см}^2$, 3 — $j = 0,05 \text{ А/см}^2$, 4 — $j = 0,1 \text{ А/см}^2$

Из сказанного следует, что РП L_z в термоядерной плазме являются чувствительной функцией плотности тока j .

На рис.2, а, б представлена зависимость параметра $n_e \tau$ от концентрации f примесей Fe и Mo при различных значениях j . Видна резкая зависимость $n_e \tau$ от j , приводящая, например, к тому, что концентрация примеси железа уже при $j = 0,02$ оказывается более опасной (с точки зрения увеличения $n_e \tau$), чем такая же концентрация Mo при $j = 0$. Величину эффекта удобно характеризовать с помощью концентрации примесей f_∞ [3], отвечающих значению $n_e \tau = \infty$ в (2) и соответствующей ей величине $(n_z/n_e)_\infty$.

Значение $(n_z/n_e)_\infty$ при различных j ($Q = 5$)

$j, \text{A/cm}^2$	0	0,02	0,05	0,1
Fe, %	0,65	0,19	0,145	0,11
Mo, %	0,29	0,11	0,090	0,08
C, %	10,0	4,90	2,900	1,80

В заключение отметим, что выше предполагалось, что пучками занята бóльшая часть горячей области плазменного шнура. Если инъекция приходится лишь на часть шнура, то ввиду появления неоднородности величины $\langle Z \rangle$ вдоль тора возникает сильная продольная диффузия примесей. Учет диффузии приводит к заметному снижению величины $\langle Z \rangle$ при ее дополнительном усреднении по большому обходу тора, что, в свою очередь, увеличивает интегральные потери из плазмы.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
4 марта 1979 г.

Литература

- [1] D.L.Jassby. Nucl. Fusion, 17, 309, 1977.
- [2] R.V.Jensen, D.E.Post, W.H.Grasberger, C.B.Tarter, W.A.Lokke. Nucl. Fusion, 17, 1187, 1977.
- [4] В.И.Гервидс, В.И.Коган. Письма в ЖЭТФ, 21, 329, 1975.
- [4] C.Breton, De Michelis, M.Mattioli. Nucl. Fusion, 16, 891, 1976.
- [5] A.L.Merts, R.D.Cowan, N.H.Magee, Jr. LASL Report, LA-6220-MS, 1976.
- [6] М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, 24, 56, 1976.
- [7] В.А.Абрамов, Ф.Ф.Барышников, В.С.Лисица. ЖЭТФ, 74, 897, 1978.
- [8] R.E.Olson, A.Salop. Phys. Rev., A16, 531, 1977.