

## ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ АТОМНОГО НОМЕРА ПРИМЕСИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

В.И.Гервидс, В.И.Козан

Рассчитаны зависимости радиационных потерь термоядерной плазмы от атомного номера примеси  $Z$  и электронной температуры  $T_e$ , а также зависимость от  $Z$  "летальной" относительной концентрации примеси в  $DT$ -реакторе.

**Введение.** Имеется ряд расчетов радиационных потерь горячей плазмы на конкретных, относительно легких, примесях (C, O, Al, Ca и др.) [1 - 4], оценочные расчеты потерь на тяжелых примесях [5], а также анализ влияния примесей Mo и W на критерии зажигания и Лоусона [6]. Обычно в таких расчетах выясняется зависимость радиационных потерь на данной примеси от  $T_e$ .

В настоящем сообщении приводятся результаты расчета радиационных потерь на примесях при несколько иной постановке задачи: выясняется зависимость потерь от  $Z$  для  $Z = 6 + 80$  и термоядерных температур ( $T_e \geq 10$  кэВ). Результаты такого расчета необходимы, в частности, для обоснованного выбора материала стенки и диафрагм термоядерного реактора.

**Модель.** Расчеты велись на основе модели коронального равновесия, для постоянных и однородных  $n_e$ ,  $n^*$  и  $T_e$  ( $n_e$  и  $n^*$  - концентрации электронов и примеси). Сама корональная модель, как показывает сравнение (см., например, [3]) с результатами расчетов по более общей столкновительно-радиационной модели, хорошо применима при низких  $n_e$ , высоких  $T_e$  и больших  $Z$ , специфичных для плазмы термоядерного реактора, а ее стационарный предел ( $t \rightarrow \infty$ ) обеспечивается выполнением критерия Лоусона  $n_e t \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}$ . Как известно, для расчета радиационных потерь в рамках корональной модели достаточно знания сечений ионизации, фоторекомбинации, возбуждения электронным ударом и тормозного излучения.

Сечения. При рассматриваемых температурах ядра даже самых тяжелых примесей способны удержать лишь число электронов  $N \leq 10$ , так что  $Z \gg N$ , и для каждого из этих электронов определяющим является взаимодействие с ядром. Поэтому для сечений указанных выше процессов можно с достаточной точностью использовать сравнительно простые и универсальные выражения, основанные на различных водородоподобных аппроксимациях. При этом межэлектронное взаимодействие учитывается путем введения в водородоподобные аналитические структуры реальных энергий ионизации или возбуждения. Очевидно также, что благодаря  $N \ll Z$  резко упрощается учет экранировки в тормозном излучении.

Конкретно: сечения ионизации вычислялись аналогично [7]; скорости фоторекомбинации брались в приближении Крамерса с должным учетом числа свободных мест в наружной оболочке и захвата на возбужденные уровни [1]; скорости возбуждения переходов с  $\Delta n \neq 0$  брались согласно [8] с дополнительной коррекцией асимптотического поведения при "борновских" температурах; для переходов с  $\Delta n = 0$  использовались выражения из [5]. Энергии ионизации и возбуждения вычислялись посредством изоэлектронной экстраполяции типа [9] по данным [10], но с более полным, чем в [9], учетом релятивистских эффектов. Силы осцилляторов вычислялись по таблицам Бейтса и Дамгаард [11] с частичным контролем по более точным данным [12].

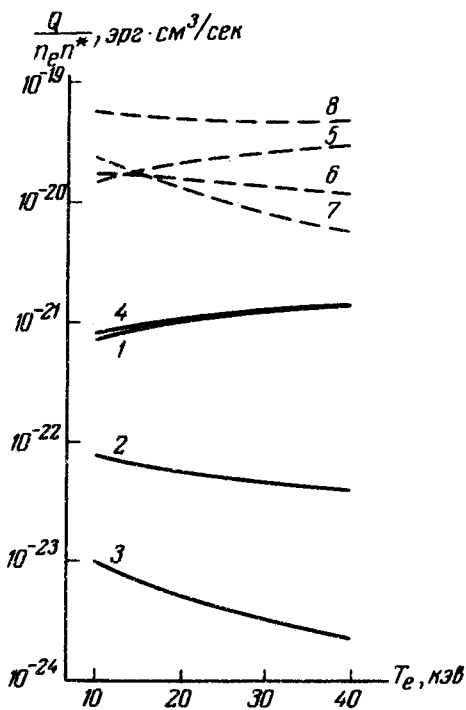


Рис. 1. Зависимости от  $T_e$ :  $Q_{\text{торм}}$  (кривые 1 и 5),  $Q_{\text{рек}}$  (кривые 2 и 6),  $Q_{\text{лин}}$  (кривые 3 и 7),  $Q_{\text{сум}}$  (кривые 4 и 8) для углерода (сплошные кривые 1–4.) и железа (пунктирные кривые 5 и 8)

Радиационные потери. На рис. 1–3 представлены результаты расчетов мощности радиационных потерь на тормозное, рекомбинационное

и линейчатое излучение (и их суммы), отнесенных к одной частице примеси и к одному электрону. Немонотонности кривых связаны с прохождением гелие- и неоподобных оболочек. Слабая зависимость суммарных потерь  $Q^{\text{СУМ}}$  от  $T_e$  объясняется наличием в них как растущих, так и убывающих с  $T_e$  слагаемых. По поводу линейчатого излучения ( $Q^{\text{ЛИН}}$ ) заметим, что указанная в [5] преобладающая роль переходов с  $\Delta n = 0$  и, соответственно, практическая независимость  $Q^{\text{ЛИН}}$  от  $Z$  и  $T_e$  при рассматриваемых высоких  $T_e$  уже не имеют места, даже для W.

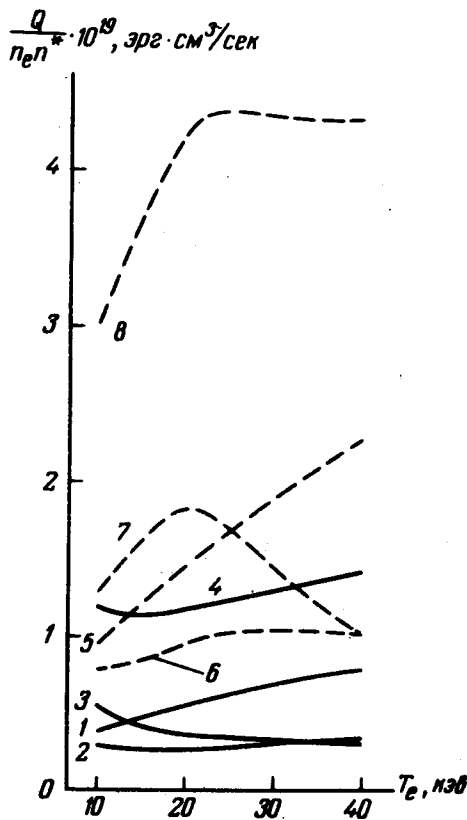


Рис. 2. То же, что и рис 1, для молибдена (сплошные кривые 1 - 4) и вольфрама (пунктирные кривые 5 - 8)

Как видно из рис. 3, при сравнительно небольших  $Z$  (когда обдирка примеси оказывается практически полной)  $Q^{\text{СУМ}}(Z)$  удовлетворительно аппроксимируется трехчленной формулой из [2], учитывающей тормозное и рекомбинационное излучение в приближении голого ядра ( $Q^{\text{ТОРМ}} \sim Z^2 T_e^{1/2}$ ,  $Q^{\text{РЕК}} \sim Z^4 T_e^{-1/2}$ ), а линейчатое излучение - в приближении  $T_e \gg Z^2 R_y$ , когда относительная концентрация водородоподобных ионов уже мала ( $Q^{\text{ЛИН}} \sim Z^6 T_e^{-3/2}$ ). Двучленная формула из [13] (рис.3) соответствует приближению 100%-й обдирки; ее порядковая точность объясняется частичной взаимной компенсацией неучета  $Q^{\text{ЛИН}}$  и завышения  $Q^{\text{РЕК}}$ .

"Летальные" концентрации. Используем наши результаты для выяснения зависимости от  $Z$  "летальной" относительной концентрации при

меси  $c(Z) = n^*/n_e$ , определяемой как такая концентрация, начиная с которой суммарные радиационные потери превосходят термоядерное энерговыделение реакции  $DT$  (в  $\alpha$ -частицах) при любой температуре. При этом предполагается, что  $T_e = T_i$ , а  $n_e$  фиксировано (т. е. не зависит от  $n^*$ ). Результаты расчета  $c(Z)$  для  $6 \leq Z \leq 80$  хорошо аппроксимируются формулой  $c(Z) \approx 2,34 Z^{-1,60}$ . Для рассмотренных в [6] Mo и W она дает  $c(42) = 0,6\%$ ,  $c(74) = 0,2\%$ ; соответствующие значения в [6] равны 0,8 и 0,2%.

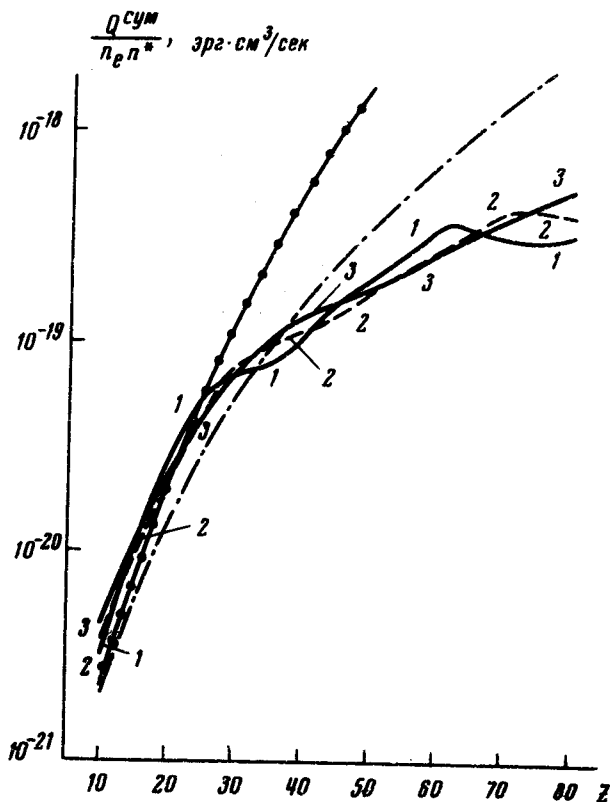


Рис 3 Зависимость  $Q_{\text{сум}}$  от  $Z$ : 1 —  $T_e = 10$  кэв; 2 —  $T_e = 20$  кэв; 3 —  $T_e = 40$  кэв; — — — — — двучленная формула [13], — x — x — — — — — трехчленная формула [2], обе для  $T_e = 10$  кэв

Авторы благодарны Б.Б.Кадомцеву за стимулирующее обсуждение, С.В.Мирнову — за постоянный интерес к работе и поддержку, В.А.Абрамову, В.С.Лисице и Г.В.Шолину — за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию  
21 января 1975 г.

### Литература

- [1] G.Knorr. Z.Naturf, 13a, 941, 1958.
- [2] А.П.Васильев, Г.Г.Долгов-Савельев, В.И.Коган. Nuclear Fusion, Suppl. Pt. 2, 655, 1962.
- [3] Yu.I.Galushkin. V.I.Gervids, V.I.Kogan. Nuclear Fusion, Suppl., 193, 1972; 11, 597, 1971.
- [4] D.F.Düchs. H.P.Furth, P.H.Rutherford. Nuclear Fusion, 14, 1974.
- [5] E.Hinnov. МАТТ-777, 1970.

- [6] D.M.Mead. *Nuclear Fusion*, 14, 289, 1974.
- [7] W.Lotz. *Astroph. J., Suppl.*, 14, 207, 1967.
- [8] Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. "Сечения возбуждения атомов и ионов электронами", М., изд. Наука, 1973.
- [9] B.Edlen. *Encyclopedia of Physics*, 27, 191 (S.F.Flügge, ed Spr V., Berlin).
- [10] R.L.Kelly, L.J.Palumbo. *NRL Report*, 7599, 1973.
- [11] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
- [12] M.W.Smith, W.L.Wiese. *Astroph. J.Suppl.*, 23, 103, 1971.
- [13] В.И.Коган. *ДАН СССР*, 128, 702, 1959.
-