

ОБ УДЕРЖАНИИ ЭНЕРГИИ В ТОКАМАКЕ ТМ-Г ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

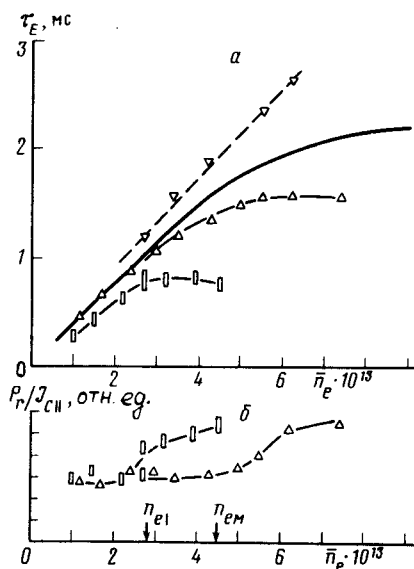
А.М. Стефановский

На основе анализа экспериментальных данных, полученных на ТМ-Г и других токамаках, делается вывод о том, что насыщение зависимости $\tau_E(n_e)$ при высокой плотности плазмы возникает из-за сжатия токового канала и нарушения "самосогласованного" профиля плотности тока. Важную роль может также играть возбуждение дрейфовых волн при плотностях, близких к предельной плотности Мураками.

В последнее время в литературе широко обсуждается зависимость времени удержания энергии в токамаках τ_E от плотности плазмы и, в особенности, насыщение этой зависимости при высоких плотностях¹. Вначале это насыщение приписывали влиянию ионного теплопереноса и недостаточной мощности омического нагрева. Однако, позднее, в экспериментах с дополнительным нагревом плазмы, обнаруженная тенденция насыщения сохранилась, а зависимость τ_E от других параметров токамака приобрела совершенно новый вид². Поскольку "скейлинг" для τ_E имеет первостепенное значение для выбора параметров токамака-реактора, выяснение причин насыщения зависимости $\tau_E(n_e)$ по-прежнему вызывает большой интерес.

В связи с этим на установке ТМ-Г – токамаке с полностью графитовой разрядной камерой³ – было измерено время удержания энергии τ_E при изменении плотности плазмы в трех различных режимах разряда с одинаковым запасом устойчивости на лимитере ($q_L = 3$) и разных значениях разрядного тока и продольного поля ($I_p = 20, 40$ и 60 кА, $B_T = 0, 8; 1, 6$ и $2,4$ Т). Результаты этих измерений показаны на рис. а. В целом, они довольно типичны для токамаков. Их отличительной особенностью является то, что сканирование параметров разряда проводилось в широких пределах по B_T , а также то, что в ТМ-Г $z_{эфф}$ при низкой плотности плазмы было близким к 1: $1 \div 1,2$ при $n_e = 2,4 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $1,4 \div 1,5$ при $n_e = 6-7 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Единственной примесью в плазме был углерод, поэтому радиационные потери при вычислении τ_E не учитывались. Из важных результатов отметим, что величина τ_E/n_e , как видно из рис. а, не является постоянной в разных режимах и примерно пропорциональна $\sim B_T^{1/2}$. Это означает, что $\langle T_e \rangle$ (или T_{e0}) $\sim B_T$. Измеренные при малой плотности центральные температуры электронов в режимах с $I_p = 40$ и 60 кА оказались равными 480 и 700 – 750 эВ, что соответствует $T_{e0} \sim B_T$.

Рассмотрим различные причины насыщения $\tau_E(n_e)$ при высоких плотностях плазмы. Оценим прежде всего роль ионного канала в термоизоляции плазмы. Результаты модельного расчета баланса энергии в ТМ-Г, проведенные в предположении ионной "неоклассики" и теплопроводности электронов типа Т-11⁴ для $J_p = 20$ кА также приведены на рис. а. Видно, что расчетные и экспериментальные зависимости τ_E от плотности плазмы отличаются друг от друга не только границей изменения зависимости $\tau_E(n_e)$, но и характером τ_E выше этой границы. Поэтому ниже обсуждаются другие возможные причины насыщения $\tau_E(n_e)$, связанные со сжатием токового канала (ТК) плазмы и возникновением повышенного теплопереноса внутри шнура при некотором давлении плазмы β_J^* .



а — расчет τ_E для $I_p = 20$ кА; результаты измерений τ_E : \square — $I_p = 20$ кА; Δ — $I_p = 40$ кА; ∇ — $I_p = 60$ кА; б — отношение мощности радиационных потерь (P_r) к потоку атомов углерода со стенки ($\sim I_{cII}$)

Сжатие ТК на ТМ-Г было зафиксировано по характеру изменения периферических радиационных потерь с увеличением плотности плазмы. На рис. б показана величина P_r/I_{cII} — мощность радиационных потерь, отнесенная к потоку атомов углерода со стенок в плазму. Предварительно было показано, что I_{cII} — интенсивность свечения линии иона C^{+1} определяется только потоком атомов углерода со стенки и не зависит от плотности плазмы. Поэтому изменение P_r/I_{cII} при некоторой плотности n_{e1} свидетельствует о перестройке профиля $T_e(r)$, т. е. о сжатии ТК. Следует сказать, что эффект "отрыва" ТК от лимитера (или сепаратрисы) наблюдался и на других токамаках: например, в⁵ — в режимах с $q_L > 2,7$ и в⁶ при $q_L \approx 2,5$. Поэтому можно считать, что сжатие ТК в разрядах на токамаках при повышении плотности имеет место во всех режимах с $q_L \geq 2,5$. Сжатие ТК, вероятно, продолжается до тех пор, пока при максимально достижимой плотности n_{eM} величина q_I на границе ТК не станет близкой к 2, после чего может возникнуть крупномасштабная (вплоть до срыва тока) МГД неустойчивость плазмы. Конечный радиус ТК в этом состоянии легко определяется из условия $q_I = 2$:

$$a_{Imin} \approx R \sqrt{\frac{2I_p}{I_T}}, \quad (1)$$

где I_T — полный ток в тороидальных катушках токамака. С другой стороны, хорошо известно, что в разрядах с $q_L < 2,5-3$ время удержания энергии в плазме уменьшается пропорционально q_L , что обычно связывают с нарушением "самосогласованного" по электронному теплопереносу профиля плотности тока плазмы и частичным разрушением магнитной конфигурации из-за неустойчивости тирринг-мод. Аналогичные явления, очевидно, должны возникать и при сжатии ТК, поскольку q_I при этом уменьшается от начального значения q_L до 2. Таким образом, нарушение "самосогласованного" профиля тока на конечной стадии сжатия ТК может быть одной из причин насыщения зависимости $\tau_E(n_e)$.

Можно указать несколько явлений, способных вызвать сжатие ТК: перераспределение потоков энергии между электронами и ионами; излучение легких примесей; перезарядка холодного газа, падающего на плазму, а также возбуждение различных диссипативных неустойчивостей. Все эти явления могут играть важную или даже определяющую роль в реальных экспериментах и вносить свой вклад в сжатие ТК. Однако, причиной сжатия может быть и существование некоторого давления плазмы при заданном распределении тока (или β_I^*), по достижении которого в плазме возникает повышенный теплоперенос. Сжатие шнура, как легко видеть, приводит к понижению β_I и исчезновению этого переноса внутри шнура. Действительно, из-за сохранения тока ($a^2 T_e^{3/2} \approx \text{const}$) получим для одной и той же плотности $\beta_{I2} = \beta_{I1} (a_2/a_1)^{2/3}$, т. е. β_I после сжатия меньше, чем до него.

Насыщение зависимости $\tau_E(n_e)$ на ТМ-Г наблюдается при плотностях плазмы $n_e > n_{e1}$, т. е. практически сразу после сжатия ТК. При этом плотность n_{e1} равна 0,6 – 0,7 n_{eM} , которая хорошо соответствует соотношению диаграммы Хьюгила:

$$n_{eM} \lesssim 5 \div 10 \cdot 10^{11} B_T (\text{Гс}) / R (\text{см}) q_L = 1 - 2 \cdot 10^{11} I_p (A) / a^2 (\text{см}^2). \quad (2)$$

Это неравенство, очевидно, ограничивает снизу величину средней токовой скорости электронов u_T : $n_{eM} \lesssim 1 \div 2 \cdot 10^{11} \pi e n_{eM} u_T$ или $u_T > v_n = 1 - 2 \cdot 10^7$ см/с. Если процессы, определяющие "отрыв" ТК от лимитера при $n_e = n_{e1}$ и срыв тока при $n_e = n_{eM}$ имеют одну и ту же природу, то для плотности n_{e1} должно выполняться неравенство, аналогичное (2). На ТМ-Г из всех характерных скоростей плазмы только скорость звука, тепловая скорость ионов, а также продольная скорость дрейфовых волн удовлетворяют неравенству (2). Для дрейфовых волн, в частности, получим:

$$v_{\parallel d} = \frac{R}{n} \frac{m}{r} \frac{c}{B_T} \frac{1}{e n_{e1}} \frac{dp_e}{dr} \lesssim \frac{j_z}{e n_{e1}}. \quad (3)$$

Из этого неравенства видно, что речь идет о волнах с большим азимутальным индексом $m(k_\varphi \approx m/r)$ и минимальным (~ 1) индексом $n(k_{\parallel} \approx n/R)$. Видно также, что условие резонансного взаимодействия тока с дрейфовыми волнами ($u_T \approx v_{\parallel d}$) зависит от радиуса r и с повышением плотности появляется прежде всего на периферии шнура (что и может привести к сжатию ТК). Для оценки коэффициентов в неравенстве (3) используем средние величины:

$$n_{e1} \lesssim \frac{I_p}{\pi e a^2} \frac{e B_T}{c T_{e0}} \frac{a}{R} \frac{r}{m}. \quad (4)$$

Подставив в (4) измеренное на ТМ-Г значение T_{e0} (эВ) / B_T (Гс) = $3 \cdot 10^{-2}$ и параметры установки ($R/a = 5$), получим:

$$n_{e1} \lesssim 1,3 \cdot 10^{11} \frac{I_p}{a^2} \frac{r}{m}. \quad (5)$$

Если в (5) $r/m \approx 1$ (что примерно равно 3 ÷ 4 ларморовским радиусам ионов на ТМ-Г), то совпадение с измеренным значением n_{e1} получается достаточно хорошим. В предельно сжатом состоянии ТК величина a^2 уже не является независимой, поэтому (4) дает для n_{eM} :

$$n_{eM} \lesssim 6,5 \cdot 10^{11} \frac{I_p}{a^2} \frac{a}{R} \sqrt{\frac{q_L}{2}}. \quad (6)$$

Неравенство (3) формально можно привести к виду $\beta_{Ie} < \beta_I^*$, поэтому соотношения (4)–(6) можно рассматривать как ограничение на величину β_{Ie} , выше которого возникает раскачка дрейфовых волн на периферии шнура, сжатие ТК и ухудшение термоизоляции плазмы. Если условие $u_T = v_{\parallel d}$ выполняется в широкой области по r , то ухудшение термоизоляции плазмы может и не сопровождаться сжатием ТК.

Таким образом, вторым механизмом, который может приводить к насыщению зависимости $\tau_E(n_e)$, возможно является резонансная раскачка в плазме дрейфовых волн с $k_{\perp} \rho_i \sim 1$

и $k_{\parallel} R \sim 1$, возникающая при плотности, близкой к пределу Мураками. Если этот же механизм вызывает и сжатие ТК, то раскачка дрейфовых волн и нарушение "самосогласованного" профиля тока действуют одновременно.

Автор глубоко благодарен Б.Б.Кадоццеву за обсуждение работы и В.Г.Мережкину за проведение численных расчетов.

Литература

1. Goldston R.J. Reprint PPPL-2060, 1984.
2. Kaye S.M., Goldston R.J. Nucl. Fus., 1985, 25, 65.
3. Dobrokhotov E.I. Dremin M.M., Pavlov Yu. D. et al. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore, 1982. Proc. vol. 111, 229, IAEA, Vienna, 1983.
4. Leonov V.M., Merezhkin V.G., Mukhovatov V.S. et al. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Brussels, 1980, Proc. vol. 1, 393, IAEA, Vienna, 1981.
5. Niedermaier H., Bartiromo R., Becker G. et al. Contr. Fus. and Plasma Phys. Budapest, 1985, Proc. Part 1, 159.
6. Lingertat J., Alexander K.F., Grunov Ch. et al. Contr. Fus. and Plasma Phys., Budapest, 1985, Proc. Part II - 559.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
28 апреля 1986 г