Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 4, с. 242 – 249

О нетрадиционном подходе к улучшению удержания плазмы в токамаке

В. П. Пастухов[1], *Д. В. Смирнов*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 2021 г.
После переработки 23 июля 2021 г.
Принята к публикации 26 июля 2021 г.

Представлено концептуальное предложение по улучшению удержания турбулентной плазмы в токамаке при использовании разрядов с большой величиной запаса устойчивости q_L на внешней границе плазмы. Проведен анализ ряда экспериментов, выполненных при повышенной величине q_L на токамаках разного масштаба и свидетельствующих об улучшении удержания плазмы в таких режимах. Проведено компьютерное моделирование эволюции турбулентной плазмы, включающее переход от омической стадии к стадии мощного нагрева методом электронного циклотронного резонанса, для трех разрядов с параметрами плазмы, характерными для токамака Т-10, и величинами q_L от 3 до 8.5, которое подтвердило возможность улучшения удержания плазмы и повышения ее параметров при высоких q_L.

DOI: 10.31857/S1234567821160072

1. Введение. Изучение аномальных процессов переноса частиц и энергии в системах магнитного удержания высокотемпературной плазмы и анализ возможных путей повышения эффективности удержания плазмы в таких системах остается одной из актуальных задач в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС). В качестве основной интегральной характеристики удержания плазмы традиционно рассматривают энергетическое время удержания τ_E, которое для стационарной стадии разряда определяют как отношение полной тепловой энергии плазмы E_T к полной мощности нагрева P_E:

$$\tau_E^{st} \equiv 3V\langle n(T_e + T_i)\rangle / 2P_E, \qquad (1)$$

где V – объем основной горячей области плазмы, n – плотность плазмы, $T_{e,i}$ – температуры электронов и ионов, а угловые скобки означают усреднение по объему плазмы. Полная вводимая мощность P_E включает мощности омического нагрева P_{OH}, а также мощности P_{ECR} возможного дополнительного нагрева методом электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) и нагрева пучком быстрых атомов P_{NBI}.

Гигантский объем экспериментальных данных, накопленных в исследованиях на установках токамак, позволил выяснить основные эмпирические закономерности удержания турбулентной плазмы в токамаках и получить различные скейлинги для времени τ_E, соответствующие различным модам (или режимам) удержания плазмы. В частности, были обнаружены и исследованы такие явления, приводящие к повышению τ_E, как L-H переходы, связанные с формированием внешнего транспортного барьера (ETB), и формирование внутренних транспортных барьеров (ITB). В большинстве экспериментальных, а также теоретических исследований основное внимание уделялось изучению разрядов с умеренными значениями коэффициента запаса устойчивости q_L на внешней границе горячей плазмы (отделяющей основную область плазмы от "слоя обдирки" (SOL)). Для токамаков с дивертором в качестве q_L рассматривают величину q на магнитной поверхности, соответствующей 0.95 от величины тороидального магнитного потока на сепаратрисе. Согласно (1), при фиксированной мощности P_E величина τ_E зависит от величины и пространственного распределения полного давления плазмы. Принято полагать, что в разрядах с q_L в диапазоне $3 \leq q_L \leq 4$ в основном объеме удержания горячей плазмы формируются профили температур и плотности с умеренными градиентами (за исключением возможных узких областей транспортных барьеров), что обеспечивает довольно равномерное заполнение этого объема плазмой с достаточно высокой температурой. Согласно обзору ITER Physics Basis [1], базовые режимы работы строящегося реактора ИТЭР также ориентируются на этот традиционный диапазон параметра q_L.

В отличие от такого традиционного подхода к выбору базовых режимов работы токамаков, мы хотим привлечь внимание к иной возможности для улучшения удержания плазмы в токамаке и повышения

[1]e-mail: Pastukhov_VP@nrcki.ru

ее ключевых параметров, основанной на использовании разрядов с большими величинами q_L. Для начала напомним, что еще в 1980-х гг. Б. Коппи обратил внимание на важный эффект самоорганизации плазмы в токамаке, который приводит к формированию самосогласованных или "канонических" профилей полного давления плазмы [2]. Такие профили давления обладают существенной универсальностью, что позволяет выяснить некоторые общие закономерности, влияющие на максимальные значения температур и плотности, а также величину τ_E при фиксированной величине мощности нагрева P_E. Весьма убедительным свидетельством в пользу существования "канонических" профилей стали работы [3–6], где был представлен анализ профилей полного давления плазмы (суммы давлений электронов и ионов), наблюдавшихся во многих экспериментах на различных токамаках. В частности, в работе [5] на рис. 5 приведены результаты экспериментов на установке Т-10 в режимах с омическим нагревом и показано, что нормированные профили давления, представленные как функции нормированного малого радиуса $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_p R/B_0}$, где текущий малый радиус r и большой радиус плазмы R выражены в сантиметрах, а полный ток плазмы I_p и тороидальное магнитное поле B_0 в амперах и гауссах, оказываются достаточно близкими для разрядов с различными значениями q_L.

Первыми шагами в теоретическом обосновании концепции "канонических" профилей стали работы Д. Бискампа [7] и Б. Б. Кадомцева [8], в которых на основе предложенных ими вариационных принципов были получены некоторые выделенные профили давления плазмы, близкие к профилям, наблюдавшимся в экспериментах. В настоящее время феноменологическая 1D транспортная модель на основе концепции "канонических профилей", изложенная в работах [9, 10], активно используется для анализа процессов переноса в экспериментах на различных токамаках. В работах [11, 12] было показано, что наблюдаемое в экспериментах формирование "канонических профилей" давления и "пинчевание" плотности плазмы могут быть связаны с инвариантами движения частиц в магнитном поле токамаков и тенденцией к формированию турбулентного равнораспределения (*turbulent equipartition* – TEP).

Позднее, в работах [13–16], в рамках цилиндрической модели токамака, была развита упрощенная адиабатически-редуцированная динамическая (ARD) модель низкочастотной (НЧ) нелинейной турбулентной конвекции плазмы и результирующих процессов переноса в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым сечением магнитных поверхностей. Как отмечалось в этих работах, моделирование турбулентно-транспортных процессов, выполненное на основе ARD-модели с использованием кода CONTRA-C для условий ряда реальных экспериментальных разрядов на токамаке Т-10, продемонстрировало целый ряд свойств, близких к наблюдаемым в моделируемых экспериментах. При этом следует отметить, что численное моделирование НЧ-турбулентности плазмы с использованием кода CONTRA-C требует существенно более скромных компьютерных ресурсов по сравнению с известными гирокинетическими кодами и позволяет моделировать эволюцию турбулентной плазмы на макроскопических временах, превышающих τ_E.

Одним из наиболее важных свойств, присущих ARD-модели и проявляющихся при моделировании с использованием кода CONTRA-C, является тенденция к самосогласованному формированию и поддержанию турбулентно-релаксированных (TR) состояний с профилями давления и плотности плазмы, близкими к "каноническим профилям" давления, наблюдаемым в экспериментах, а также к профилю плотности плазмы, следующему из концепции TEP. На рисунке 7 работы [17] представлены расчетные профили давления, полученные при моделировании удержания плазмы в трех разрядах с величиной q_L от 3 до 8.5 на токамаке Т-10, которые обсуждались в работе [5]. Этот рисунок демонстрирует, что при существенных различиях в профилях полного давления, полученных при моделировании указанных разрядов, профили давления, представленные как функции нормированного малого радиуса $\hat{\rho}$, почти не отличаются друг от друга и демонстрируют достаточно универсальную зависимость от $\hat{\rho}$. Более того, эти нормированные профили демонстрируют достаточно хорошее согласие с нормированными экспериментальными профилями, полученными в работе [5].

Наконец, в работе [18] было отмечено, что, при самосогласованном поддержании турбулентной плазмы вблизи TR-состояния, величины поперечных потоков тепла из основной горячей области плазмы в SOL, в силу их непрерывности на границе, должны определяться потерями плазмы из SOL. Поскольку в SOL силовые линии магнитного поля выходят на проводящий лимитер или диверторные пластины, то разумно ожидать, что главным каналом тепловых потерь из SOL должна быть продольная классическая электронная теплопроводность, при которой продольный поток тепла пропорционален $T_e^{7/2}$. В работе [18], в предположении о таком механизме тепловых потерь из SOL, было проведено моделирование переходных режимов для трех реальных разрядов с включением ЭЦР-нагрева различной мощности в токамаке Т-10. Моделирование показало, что в процессе эволюции турбулентной плазмы после включения дополнительного нагрева, величины τ_E в этих разрядах выходят на квазистационарные уровни, при которых различие между расчетными и экспериментальными величинами τ_E не превышает пределов погрешности экспериментальных измерений при всех уровнях вводимой ЭЦР-мощности. При этом отношение величин τ_E на омической стадии и в стадии ЭЦР-нагрева примерно соответствовало зависимости τ_E от полной вводимой мощности P_E в известном "многомашинном скейлинге" стационарной H-моды в ИТЭР H(ITER-98(y,2)).

В последующих разделах зависимость удержания плазмы от величины q_L будет проанализирована с учетом тенденции к формированию TR-состояний в турбулентной плазме и указанному выше механизму продольных тепловых потерь из SOL.

2. Аналитические оценки. Совокупность представленных выше результатов экспериментальных исследований и компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы в токамаке дает предпосылки для предложения по нетрадиционному пути повышения энергосодержания плазмы и улучшения ее удержания в токамаке на основе перехода к разрядам с повышенной величиной q_L. Гранично-устойчивое TR-состояние в ARD-модели определяется условием $\bar{S} = \bar{p}U^{\gamma} = \mathrm{const}$, где $\bar{p} = \overline{n(T_e + T_i)}$ – полное давление плазмы, усредненное по магнитной поверхности, n – плотность электронов плазмы, $T_{e,i}$ – температуры электронов и ионов, $U(\psi) = dV(\psi)/d\psi = \oint dl/B_p$ – удельный объем силовой трубки, а ψ – полоидальный магнитный поток. Поскольку в дальнейшем обсуждаем только поверхностно-усредненные равновесные значения p, n и T, то черту в обозначениях опускаем. Сжимаемость плазмы характеризуется показателем адиабаты γ. Согласно работам [13–18], в случае токамака разумно выбрать эффективное значение $\gamma = 2$.

В рамках цилиндрической модели токамака, используемой в коде CONTRA-C, уравнение Грэда–Шафранова может быть записано в форме одномерного уравнения для удельного объема $U(r)$:

$$\frac{\pi}{U}\,\partial_r\left(\frac{r^2}{U}\right) + \partial_r\, p(r) + \pi\,\frac{q(r)R}{U}\,\partial_\rho\left(\frac{q(r)R}{U}\right) = 0, \quad (2)$$

позволяющее сразу выписать решение для $U(r)$:

$$U = U_0\left[\frac{q^2(r)R^2 + r^2 + 2S(r)/\pi}{q_0^2R^2 + 2S/\pi}\right]^{1/2} \times$$
$$\times \exp\left\{\int_0^r \frac{r\,dr}{q^2(r)R^2 + r^2 + 2S(r)/\pi}\right\}. \quad (3)$$

Приведенные выражения позволяют получить достаточно простые аналитические соотношения, демонстрирующие существо предлагаемого подхода и величину ожидаемого эффекта. Для этого полагаем, что в плазме поддерживаются TR-профили полного давления $S = pU^2 = \mathrm{const}$, а также плотности $D = nU = \mathrm{const}$. Пренебрегая для простоты поправками масштаба $r^2/q^2R^2 \ll 1$, а также $S/q^2R^2 \ll 1$, можно для первых оценок использовать приближенное выражение $U(r) \approx U_0q(r)/q_0$ и параболический профиль запаса устойчивости $q(r) = q_0(1 + k^2r^2)$. Тогда легко вычислить полное энергосодержание (тепловую энергию) плазмы E_T, выраженное через давление плазмы p_L и q_L на границе с SOL (при $r = a$):

$$E_T = \frac{3}{2}\int_0^a p(r)(2\pi)^2 Rrdr = 3\pi^2a^2R\,p_L\frac{q_L}{q_0}. \quad (4)$$

При вполне разумном предположении, что главным каналом тепловых потерь из SOL является продольная классическая электронная теплопроводность (см., например, работу [18]), нетрудно заключить, что суммарный тепловой поток, входящий из основной области плазмы в SOL, должен сильно зависеть от температуры электронов T_{eL} на границе с SOL (примерно как $T_{eL}^{7/2}$) и практически не зависеть от плотности n_L. Соответственно, при одинаковой полной мощности нагрева P_E в разрядах с различными q_L, температура электронов T_{eL} на границе с SOL (как и ионная температура T_{iL}) также должны быть примерно одинаковыми. В этом случае давление плазмы на внешней границе p_L в сравниваемых разрядах должно быть пропорциональным n_L. Далее, как это делается во многих экспериментах, будем сравнивать параметры удержания плазмы в разрядах с одинаковой среднехордовой плотностью, которая в рассматриваемой модели с TR-распределением профилям плотности имеет вид:

$$\langle n\rangle_{ch} = \frac{1}{2a}\int_{-a}^{a} n_L\frac{q_L dr}{q_0(1+k^2r^2)} = n_L\frac{q_L\arctan(ka)}{q_0ka}. \quad (5)$$

Теперь проведем оценочное сравнение профилей давления, энергосодержания плазмы E_T и времени удержания τ_E для двух разрядов с $q_L^{(1)} = 3$ и $q_L^{(2)} = 9$

при одинаковой полной мощности нагрева P_E (а, соответственно, и температуре на границе) и одинаковой среднехордовой плотности $\langle n\rangle_{ch}$. Как следует из выражений (4) и (5), для выполнения оценок дополнительно требуется знать отношения q_0/q_L для каждого из разрядов, поскольку в реальных экспериментах q_0, как правило, растет с увеличением q_L. Для определенности будем ориентироваться на эмпирическую закономерность для радиуса инверсии пилообразных колебаний, установленную в экспериментах на Т-10 и представленную на рис. 6 работы [5]. Эта закономерность позволяет получить следующее оценочное выражение для q_0/q_L:

$$\frac{q_0}{q_L} \approx \frac{1-0.35(1-0.15q_L)}{q_L-0.35(1-0.15q_L)} \,. \tag{6}$$

На рисунке 1 представлены TR-профили полного давления $p(r) = S/U^2(r)$, полученные в указанных выше предположениях для разрядов с $q_L^{(1)} = 3$ и $q_L^{(2)} = 9$ и нормированные на $p^{(1)}(0)$ в разряде с $q_L^{(1)} = 3$.

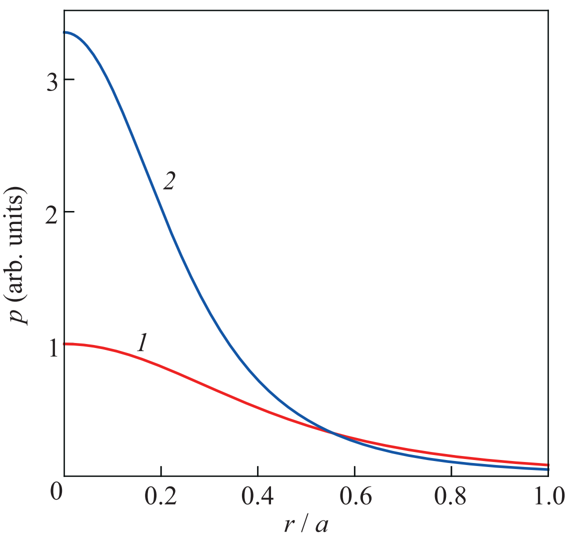

Рис. 1. (Цветной онлайн) Турбулентно-релаксированные профили полного давления $p(r) = S/U^2(r)$ в относительных единицах для разрядов с: *1* – $q_L = 3$, *2* – $q_L = 9$ при одинаковой среднехордовой плотности $\langle n\rangle_{ch}$ и с одинаковой полной мощностью нагрева P_E

Видно, что профиль в разряде с $q_L^{(2)} = 9$ значительно пикирован в центральной части плазменного шнура (при $r \le a/2$), так что отношение максимальных давлений в сравниваемых разрядах составляет $p_0^{(2)}/p_0^{(1)} \approx 3.36$. Полное энергосодержание E_T и время удержания плазмы τ_E также выше в разряде с $q_L^{(2)} = 9$, так что отношение составляет $E_T^{(2)}/E_T^{(1)} = \tau_E^{(2)}/\tau_E^{(1)} \approx 1.44$. При этом более 70 % полной тепловой энергии в разряде с $q_L^{(2)} = 9$ должно быть сконцентрировано в центральном керне плазменного шнура при $r < a/2$, в результате чего отношение тепловой энергии в керне для этих двух разрядов должно составить $E_T{}^{(2)}(a/2)/E_T{}^{(1)}(a/2) \approx 2.16$.

Таким образом, представленные относительно простые оценки показывают, что в токамаках в разрядах с неизменной мощностью нагрева в условиях развитой турбулентной конвекции, поддерживающей плазму вблизи TR-состояния, путем увеличения коэффициента запаса устойчивости q_L на внешней границе можно существенно повысить тепловую энергию плазмы в центральном керне ($r \le a/2$). Более того, в соответствии с выражениями (4)–(6), достаточно высокие параметры плазмы могут быть получены даже при значительном снижении полной мощности нагрева. Так, если в разряде с $q_L^{(2)} = 9$ снизить мощность нагрева $P_E^{(2)}$ в 3 раза (т.е. полагать $P_E^{(2)}/P_E^{(1)} = 1/3$), то, при учете связи между стационарной температурой плазмы на границе с SOL и мощностью нагрева вида $P_E \propto T_L^{7/2}$, ожидаемой в соответствии с результатами работы [18], преимущество по параметрам плазмы в горячем керне (при $r < a/2$) сохранится за разрядом с $q_L^{(2)} = 9$, а именно: $p_0^{(2)}/p_0^{(1)} \approx 2.45$, $E_T{}^{(2)}(a/2)/E_T{}^{(1)}(a/2) \approx 1.58$, а отношение энергетических времен удержания даже увеличится почти вдвое до $\tau_E^{(2)}/\tau_E^{(1)} \approx 3.15$, как это и должно быть при уменьшении мощности нагрева.

3. Экспериментальные свидетельства влияния больших q_L на удержание плазмы. Во Введении уже упоминались работы [2–6], в которых подробно обсуждались эксперименты, свидетельствующие в пользу существования "канонических" профилей давления плазмы, на поддержании которых базируются приведенные выше оценки удержания плазмы при больших q_L. На первый взгляд, можно было бы ожидать, что в гигантском объеме экспериментальных данных, накопленных в исследованиях на установках токамак, нетрудно отыскать и данные об удержании плазмы при больших q_L, существенно выходящих за пределы стандартных величин $3.0 \le q_L \le 4$. Однако оказалось, что число таких экспериментов относительно невелико, и направлены они были, в основном, на исследование иных вопросов.

Для реализации режима с повышенным q_L во многих экспериментах применялся метод быстрого снижения полного тока плазмы за времена, меньшие времени диффузии магнитного поля. Одним из первых детальных и качественных исследований в этом направлении стали эксперименты 1990-го г. на относительно небольшой установке Tokamak de Varennes [19]. В этих экспериментах исследовалось влияние быстрого шестикратного снижения полного тока на возбуждение и параметры пилообразных колебаний. Дополнительно в статье отмечено, что в ходе снижения полного тока наблюдалось усиление пикированности профилей плотности тока, температур электронов T_e и ионов T_i и плотности плазмы n, что говорит в пользу приведенных выше аналитических оценок предыдущего раздела. Однако в статье не приведено никаких сведений об изменениях величины τ_E.

К числу содержательных примеров реализации режима с повышенным q_L в небольших установках следует также отнести исследование влияния радиального распределения тока на параметры плазмы в токамаке Туман-3, представленные в работе [20]. Исследовался переход из одного стационарного состояния плазмы в условиях омического нагрева в другое квазистационарное состояние путем быстрого двукратного снижения полного тока плазмы. Как и в экспериментах на Tokamak de Varennes, в процессе снижения тока наблюдалось усиление пикированности профилей плотности тока, температуры электронов T_e и плотности плазмы n. При этом в статье отмечено, что переход сопровождался увеличением времени удержания энергии τ_E в 1.5 – 2 раза по сравнению с ее исходным стационарным значением.

В качестве еще более весомого свидетельства в пользу режимов с высокими q_L можно рассматривать результаты некоторых экспериментов на крупных токамаках. Весьма показательны результаты экспериментов на токамаке TFTR, представленные в работе [21]. Основной целью работы было исследование равновесных конфигураций с высоким "полоидальным β_p" (отношением среднего давления плазмы к среднему давлению полоидального магнитного поля). Примечательно, что максимальные значения β_p в этой серии экспериментов были получены при нагреве плазмы пучком быстрых нейтральных атомов в режимах со сниженным полным током и, соответственно, с повышенным $q^* > 8$, где q^* является аналогом величины q_L для систем с существенно некруглым сечением плазменного шнура, в частности, для токамаков с дивертором. При этом в режимах со сниженным током и высоким q^* величины β_p превышали уровень предшествующих разрядов типа "supershot" на TFTR примерно в 1.75 раза. В этих режимах также наблюдался существенный прирост величины τ_E и полного энергосодержания плазмы. Кроме того, были выявлены определенные преимущества по величине нейтронного выхода в D-D реакции в изучаемых режимах с высоким β_p при сниженном токе и высоком q^* по сравнению со стандартными разрядами supershot в TFTR.

Статья [22] посвящена оптимизации разрядов на JET – самом крупном из современных токамаков. Целью этой серии экспериментов было повышение МГД-устойчивости как в центральной области, так и на периферии, что было необходимо для выполнения рекордных разрядов по термоядерной мощности в H-режиме с горячими ионами в отсутствии периферийно-локализованных мод (ELM). Теоретический анализ предсказывал, что уменьшение плотности тока на границе, которое может быть достигнуто за счет уменьшения полного тока плазмы во время фазы нагрева, должно улучшать устойчивость относительно внешней винтовой моды и задерживать развитие ELM. Это действительно было подтверждено проведением разрядов с снижением полного тока (и, соответственно, увеличением величины q_L с 2.7 до 4.5). Это позволило повысить энергосодержание плазмы в разряде и поднять нейтронный выход на 45 %. Данный результат также косвенно свидетельствует в пользу разрядов с повышенным q_L.

Наряду со снижением тока, переход к режимам с увеличенным q_L возможен также и при увеличении тороидального магнитного поля. Так в экспериментах с двукратным увеличением тороидального магнитного поля, проведенных на компактном сферическом токамаке Глобус-М2 [23], было достигнуто десятикратное увеличение тройного "термоядерного" произведения $nT\tau_E$ при неизменном значении мощности дополнительного нагрева.

Приведенный краткий обзор результатов экспериментов с повышенной величиной q_L, выполненных с разными исходными целями и на токамаках разного масштаба, в целом указывает на необходимость более внимательного исследования разрядов с повышенным q_L. В ряде случаев результаты отмеченных выше экспериментов качественно подтверждают возможность улучшения удержания плазмы с повышением ее тепловой энергии E_T и времени удержания τ_E в разрядах с увеличенной величиной q_L. На такую возможность мы и пытаемся обратить внимание в данной работе.

4. Результаты компьютерного моделирования. Для подтверждения аналитических оценок, указывающих на возможность повышения эффективности удержания плазмы при использовании разрядов с большими величинами q_L, было проведено компьютерное моделирование самосогласованной эволюции турбулентной плазмы для параметров трех разрядов в токамаке Т-10. Поскольку Т-10 относится к токамакам с большим аспектным отношением (большой радиус $R \approx 1.5$ м и малый радиус $a \approx 0.3$ м) и почти круглым сечением плазменного шнура, то моделирование, как и ранее, проводилось доказавшим свою надежность кодом CONTRA-C в последней модернизированной версии CONTRA-CM, позволяющей раздельно описывать перенос тепла по электронному и ионному каналам. За основу для моделирования были взяты разряды # 33889 с $q_L = 3$, # 39652 с $q_L = 4$ и # 22888 с $q_L = 8.5$, обсуждавшиеся в статье [5]. Тороидальное магнитное поле в указанных разрядах несколько различалось и составляло, соответственно, 21.5, 24.6 и 22 кГс, однако это не должно было существенно повлиять на τ_E в омическом режиме. Среднехордовая плотность плазмы в двух разрядах поддерживалась примерно одинаковой и составляла $\langle n\rangle_{ch} \approx 1.8 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$, а в разряде с $q_L = 4$ была несколько ниже. Поэтому при моделировании эволюции плазмы в этом разряде $\langle n\rangle_{ch}$ была повышена до уровня двух других разрядов с соответствующей корректировкой τ_E на омической стадии.

Сценарии моделирования аналогичны описанным в работе [18]. Эволюция турбулентной плазмы в расчетах, как и в экспериментах, стартует со стадии омического нагрева (OH), на которой мощности омического нагрева в указанных разрядах составляли соответственно 273, 224 и 135 кВт. После выхода каждого из разрядов на квазистационарный уровень времена удержания τ_E на OH-стадии составляли соответственно 22.7, 29.5 и 37.4 мс. Профили температур электронов и ионов на стационарной OH-стадии представлены на рис. 2. Температуры электронов T_{e0} и ионов T_{i0} в центре плазмы в разряде с $q_L = 4$ выше, чем в разряде с $q_L = 3$, несмотря на меньшую мощность нагрева. Профиль температуры электронов в разряде с $q_L = 8.5$ более пикирован по сравнению с разрядами с меньшими q_L, однако существенно меньшая мощность омического нагрева не позволяет величине T_{e0} в этом разряде подняться выше, чем в других разрядах. Тем не менее, в соответствии с ожиданиями, τ_E в этом разряде было существенно выше, чем в двух других разрядах. Профиль ионной температуры в разряде с $q_L = 8.5$ оказался довольно плоским, поскольку при малой мощности P_{OH} турбулентное размешивание ионов в этом разряде мало, и в переносе тепла по ионному каналу доминирует фоновая неоклассическая теплопроводность.

В реальных экспериментах указанные разряды в Т-10 изучались только на омической стадии. Однако, для корректного сравнения удержания плазмы в разрядах с разными q_L в сценарии моделирования, аналогично работе [18], было добавлено включение

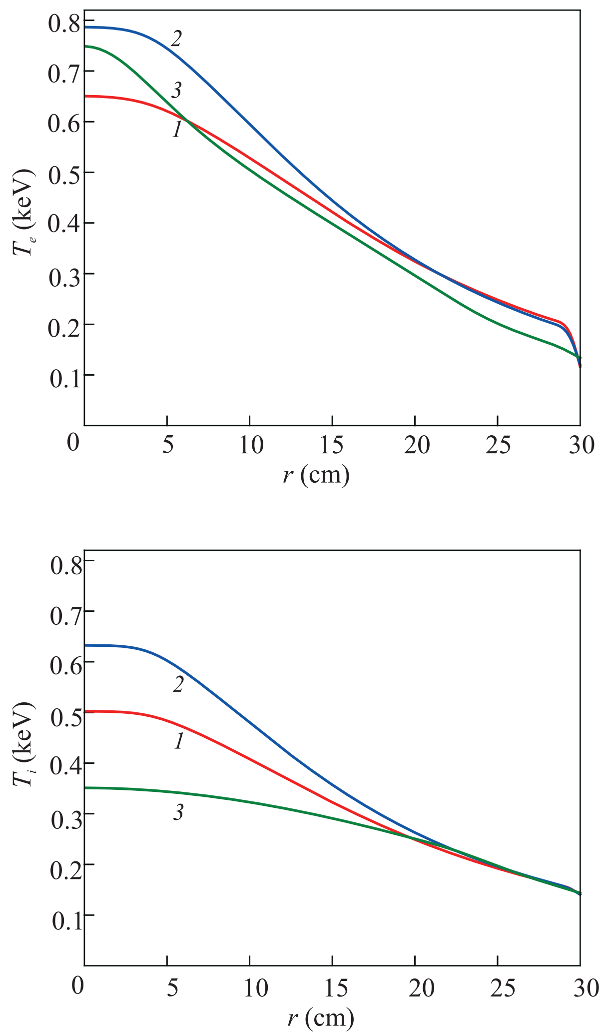

Рис. 2. (Цветной онлайн) Расчетные профили температур электронов T_e и ионов T_i при численном моделировании разрядов с: *1* – $q_L = 3.0$; *2* – $q_L = 4.0$; *3* – $q_L = 8.5$ на стационарной стадии омического нагрева плазмы в токамаке Т-10 при одинаковой среднехордовой плотности $\langle n\rangle_{ch}$ и мощностях омического нагрева равных, соответственно, 273, 224 и 135 кВт

ЭЦР-нагрева в предположении, что суммарная мощность нагрева P_E на ЭЦР-стадии будет одинакова для всех трех разрядов и составит 1 МВт. На рисунке 3 представлены профили температур электронов и ионов на стационарной стадии ЭЦР-нагрева. Видно, что на этой стадии пикированность профилей и электронной, и ионной температур, а также величины T_{e0} и T_{i0} существенно растут с увеличением q_L. Величины τ_E во всех моделируемых разрядах падают на ЭЦР-стадии по сравнению с OH-стадией, как это происходит и во всех экспериментах, однако в разрядах с бо́льшими q_L величины времен удержания τ_E также остаются более высокими и составля-

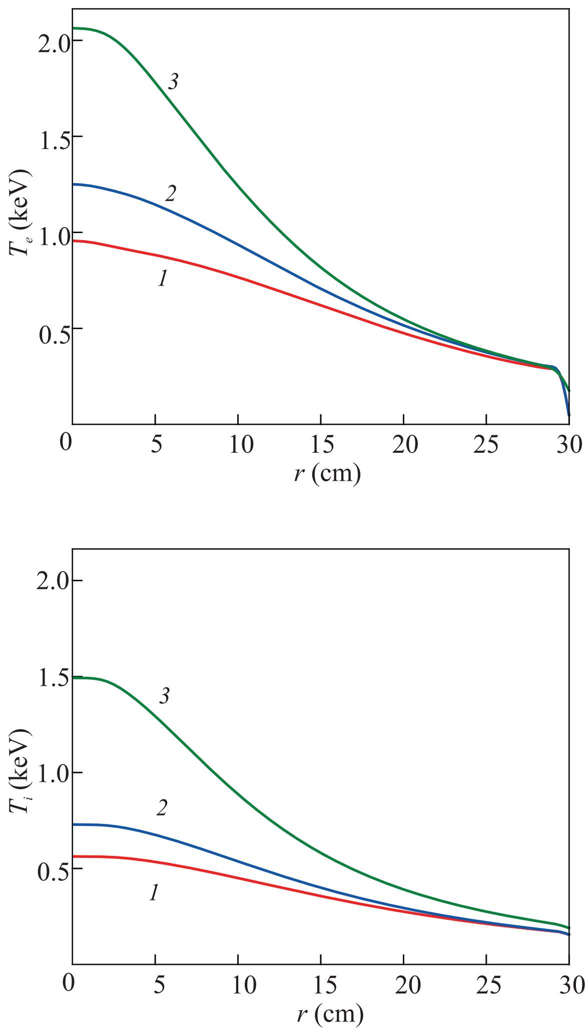

Рис. 3. (Цветной онлайн) Расчетные профили температур электронов T_e и ионов T_i при численном моделировании разрядов с: *1* – $q_L = 3.0$; *2* – $q_L = 4.0$; *3* – $q_L = 8.5$ на стационарной стадии ЭЦР-нагрева плазмы в токамаке Т-10 при одинаковой среднехордовой плотности $\langle n\rangle_{ch}$ и с одинаковой полной мощностью нагрева $P_E = 1$ МВт

ют, соответственно, 8.0, 9.0 и 11.8 мс. На рисунке 3 также видно, что в разряде с $q_L = 8.5$, вследствие бо́льшего τ_E, отношение T_{i0}/T_{e0} выше, чем в разрядах с меньшей величиной q_L. И, в целом, величина T_{i0} в разряде с $q_L = 8.5$ значительно отрывается от величин T_{i0} в разрядах с меньшими q_L.

Таким образом, численное моделирование, в котором профили давлений и температур электронов и ионов в различных условиях могут несколько отклоняться от точного TR-состояния, тем не менее продемонстрировало, что простые аналитические оценки в целом правильно описывают возможность улучшения удержания плазмы и повышения ее энергосодержания и величины τ_E в разрядах с увеличенным запасом устойчивости q_L на внешней границе плазмы.

6. Заключение. На основе анализа теоретических представлений о физических основах турбулентной релаксации плазмы в токамаках и результатов экспериментов, свидетельствующих о формировании самосогласованных профилей давления, сделано предложение по улучшению удержания плазмы в токамаке и повышению ее параметров при использовании разрядов с повышенными q_L на границе основной горячей плазмы с SOL.

На основе аналитических оценок, подтвержденных компьютерным моделированием турбулентной эволюции плазмы при ЭЦР-нагреве в разрядах с повышенными q_L, продемонстрировано формирование пикированных профилей давления и температур со значительным увеличением тепловой энергии плазмы в горячем керне ($r < a/2$) и повышением энергетического времени удержания плазмы.

Получение повышенных параметров плазмы в центральном горячем керне позволяет снизить мощность дополнительного нагрева, необходимую для получения нужного нейтронного выхода, в частности, при использовании токамака в качестве источника термоядерных нейтронов для гибридного реактора с относительно небольшим Q, соответствующим отношению мощности, получаемой в термоядерной реакции, к полной мощности нагрева. Снижение теплового потока, выходящего в SOL, также может стать полезным свойством систем с умеренными величинами Q и повышенными значениями q_L, позволяющим снизить нагрузку на диверторные пластины и другие принимающие поверхности.

Компьютерное моделирование было выполнено с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/.

Авторы выражают благодарность В. В. Янькову за полезные обсуждения, а также Н. А. Кирневой и Н. В. Касьяновой за предоставленные материалы по экспериментам на Т-10.

1. ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion **39**, 2137 (1999).
2. B. Coppi, Comments Plasma Phys. Control. Fusion **5**, 261 (1980).
3. Yu. V. Esiptchuk and K. A. Razumova, Plasma Phys. Control. Fusion **28**, 1253 (1986).
4. K. A. Razumova, V. F. Andreev, A. J. H. Donne, G. M. D. Hogeweij, S. E. Lysenko, D. A. Shelukhin,

G. W. Spakman, V. A. Vershkov, and V. A. Zhuravlev, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 1373 (2006).

5. K. A. Razumova, V. F. Andreev, A. Yu. Dnestrovskij, A. Ya. Kislov, N. A. Kirneva, S. E. Lysenko, Yu. D. Pavlov, V. I. Poznyak, T. V. Shafranov, E. V. Trukhina, V. A. Zhuravlev, A. J. H. Donne, G. M. D. Hogeweij, the T-10 team and the RTP team, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 105004 (2008).
6. K. A. Razumova, V. F. Andreev, A. Ya. Kislov, N. A. Kirneva, S. E. Lysenko, Yu. D. Pavlov, T. V. Shafranov, the T-10 Team, A. J. H. Donne, G. M. D. Hogeweij, G. W. Spakman, R. Jaspers, the TEXTOR team, M. Kantor, and M. Walsh, Nucl. Fusion **49**, 065011 (2009).
7. D. Biscamp, Comments Plasma Phys. Control. Fusion **10**, 165 (1986).
8. Б. Б. Кадомцев, Физика плазмы **13**, 771 (1987).
9. Ю. Н. Днестровский, А. Ю. Днестровский, С. Е. Лысенко, С. В. Черкасов, М. Д. Уолш, Физика плазмы **30**, 3 (2004).
10. Ю. Н. Днестровский, А. Ю. Днестровский, С. Е. Лысенко, Физика плазмы **31**, 579 (2005).
11. В. В. Яньков, Письма в ЖЭТФ **60**, 169 (1994).
12. V. V. Yankov and J. Nycander, Phys. Plasmas **4**, 2907 (1997).
13. V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, *Proc. 22-nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva, Switzerland* (2008). Report TH/P8-26.
14. В. П. Пастухов, Н. В. Чудин, Письма в ЖЭТФ **90**, 722 (2009).
15. V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, *Proc. 23-nd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea* (2010). Report THC/P4-22.
16. V. P. Pastukhov, N. V. Chudin, and D. V. Smirnov, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054015 (2011).
17. В. П. Пастухов, Д. В. Смирнов, Физика плазмы **42**, 307 (2016).
18. В. П. Пастухов, Н. А. Кирнева, Д. В. Смирнов, Физика плазмы **45**, 1072 (2019).
19. M. M. Shoucri, I. P. Shkarofsky, G. W. Pacher et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **30**, 2563 (1990).
20. N. V. Sakharov, T. Yu. Akatova, L. G. Askinazi et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **35**, 411 (1993).
21. S. A. Sabbagh, R. A. Gross, M. E. Mauel et al. (Collaboration), Phys. Fluids B **3**, 2277 (1991).
22. M. F. F. Nave, P. J. Lomas, G. T. A. Huysmans, B. Alper, D. Borba, B. De Esch, C. W. Gowers, H. Y. Guo, T. T. C. Jones, M. Keilhacker, V. V. Parail, F. G. Rimini, B. Schunke, P. Smeulders, and P. R. Thomas, Nucl. Fusion **39**, 1567 (1999).
23. G. S. Kurskiev, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **61**, 064001 (2021).