———— ТОКАМАКИ —

УДК 533.932,621.039.626

# УДЕРЖАНИЕ ЭНЕРГИИ В САМООРГАНИЗУЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА (БЕЗ ВНУТРЕННИХ ТРАНСПОРТНЫХ БАРЬЕРОВ)

© 2020 г. К. А. Разумова<sup>*a*, \*</sup>, М. М. Дремин<sup>*a*</sup>, Н. В. Касьянова<sup>*a*, *b*</sup>, Н. А. Кирнева<sup>*a*, *c*</sup>, Л. А. Ключников<sup>*a*</sup>, В. А. Крупин<sup>*a*</sup>, С. В. Крылов<sup>*a*</sup>, С. Е. Лысенко<sup>*a*</sup>, Г. Е. Ноткин<sup>*a*</sup>, Д. В. Сарычев<sup>*a*</sup>, Н. А. Соловьев<sup>*a*</sup>, М. В. Чуканов<sup>*a*</sup>, Дж. Онгена<sup>*d*</sup>, А. Мессиан<sup>*d*</sup>

<sup>а</sup> Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия <sup>b</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>с</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

<sup>d</sup> Laboratory for Plasma Physics – ERM/KMS, Association EURATOM – BELGUM STATE, Brussels, Бельгия

\*e-mail: Razumova\_KA@nrcki.ru Поступила в редакцию 18.09.2019 г. После доработки 17.10.2019 г. Принята к публикации 21.11.2019 г.

Экспериментально на токамаке T-10 исследовано явление улучшенного удержания энергии при радиационном охлаждении на краю плазмы. Показано, что эффект не зависит от вида излучающего газа. Никаких существенных различий не наблюдается при использовании неона, который излучает на расстояниях от оси больше двух третей радиуса плазмы, или гелия, который излучает на самом краю. Это явление объясняется с точки зрения неравновесной термодинамики. В самоорганизованной плазме токамака энергетический баланс описывается уравнением типа Смолуховского, в котором экспериментально определяется теплопроводность плазмы и ее функциональная зависимость от интенсивности теплового потока, возмущающего профиль давления.

*Ключевые слова:* токамак, перенос, излучение примесей **DOI:** 10.31857/S0367292120040095

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В конце прошлого века было обнаружено улучшение времени удержания энергии в плазме токамака с увеличением потерь на излучение в результате инжекции в плазму примесных газов (таких как Ne или Ar) [1, 2]. Подобно тому, что происходит при напуске рабочего газа (водорода или дейтерия), увеличение потока примесного газа сначала приводит к увеличению запасенной энергии плазмы, затем удержание перестает зависеть от потока газа, а когда потери с излучением слишком сильно охлаждают периферию плазмы, они приводят к МГД-активности и неустойчивости срыва.

Были сделаны попытки (см., например, [3]), приписать этот эффект увеличению  $Z_{eff}$  плазмы, но такое объяснение не может быть использовано в экспериментах с инжекцией гелия или водорода. Как показано в [4], улучшение удержания во время инжекции Не по крайней мере так же велико, как при использовании Ne, несмотря на различные Z ионов и на тот факт, что Не излучает на самом краю плазмы, в то время как Ne излучает на r > 2/3 малого радиуса. Инжекция Ne приводит к сильному радиационному охлаждению.

Рисунок 1а показывает, что при инжекции Ne энергия, запасенная в плазме ( $W_d$ ), не зависит от плотности плазмы: W<sub>d</sub> изменяется на 40% при постоянной плотности (обратная связь поддерживает ее в пределах 10%). Однако  $W_d$  (или  $\tau_E =$  $= W_d/P_{in};$  при постоянной введенной мощности нагрева *P<sub>in</sub>* эти величины отличаются только коэффициентом) для тех же импульсов зависит от радиационных потерь, рис. 1б. Таким образом, удержание энергии зависит не от плотности, как это ранее считалось, а от радиационных потерь на периферии [4]. Такая же кривая характерна для зависимости  $\tau_{F}(n_{e})$ . После начального увеличения в левой части кривой (а плотность плазмы в этом эксперименте постоянна)  $W_d$  становится независимым от  $P_{rad}$ .

На рис. 2 представлена зависимость  $P_{rad}$  от плотности в эксперименте без напуска неона. В основной части кривой  $P_{rad}$  пропорционально  $\overline{n}_e$ . Почему? Инжекция основного рабочего газа  $H_2$ или  $D_2$  приводит к сильному потоку перезарядки



**Рис. 1.** Результаты экспериментов с ЭЦРН и различными количествами инжектированного Ne: a) – установившиеся значения запасенной энергии  $W_d$  в зависимости от плотности плазмы; б) –  $W_d$  в зависимости от мощности радиационных потерь  $P_{rad}$ . Некоторые точки обозначены символами, чтобы отслеживать их на обоих рисунках.

на стенку и увеличению притока легких примесей в плазму. При инжекции  $H_2$  приток примесей должен быть менее интенсивным, чем для  $D_2$  при учете улучшения удержания с ростом  $P_{rad}$ , показанного на рис. 1. Это объясняет "изотопную зависимость" в скейлинге ITERa ( $\tau_E \sim A_i^{0.19}$ ). Таким образом, мы видим, что запасенная энергия плазмы сильно зависит от потерь на излучение и практически не зависит от плотности плазмы. В отличие от этого, однако, плотность плазмы зависит от удержания.



Рис. 2. Зависимость мощности радиационных потерь от плотности без инжекции Ne.

Почему перенос плазмы уменьшается с ростом потерь на излучение? Статья [4] предлагает объяснение, основанное на том, что плазма токамака самоорганизуется [5–9], и что ее энергетический баланс определяется уравнением, подобным уравнению Смолуховского [10, 11].

Как и многие другие нелокальные явления [12], улучшение удержания энергии, связанное с охлаждением периферии плазмы за счет излучения, не может быть описано с помощью уравнения Фика (поток параметра пропорционален его градиенту), обычно используемого в физике плазмы, так как оно не может поддерживать заданный профиль давления. Уравнение Фика и все соотношения, основанные на столкновительных процессах, могут быть использованы только на временах, меньших времени турбулентной релаксации, а это время на два порядка меньше турбулентного времени жизни [11] и может быть оценено по скорости распространения тепловой волны. В данной работе предлагается объяснение наблюдаемого эффекта с позиции самоорганизании плазмы.

Явления самосогласованного профиля давления можно интерпретировать в рамках термодинамического подхода, когда самосогласованные решения соответствуют минимуму свободной энергии,  $F = -\theta S + E$ . Здесь S и E – энтропия и энергия соответственно, и  $\theta$  – некоторая эффективная температура. Следуя терминологии [7], мы будем называть параметр  $\theta$  "магнитной температурой".

Для энергетического баланса имеем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \cdot \left[ \frac{\theta p}{\xi} \nabla \ln(p/p_c) \right] + Q_s, \tag{1}$$



**Рис. 3.** Нормированные профили давления в разных токамаках [9] и самосогласованный профиль  $p_c$  [10] в зависимости от нормированного радиуса  $\rho = r/(IR/B)^{1/2}$ .

где p(r) — давление плазмы,  $p_c(r)$  — самоорганизованное давление плазмы и  $Q_s$  — источники нагрева и радиационного охлаждения; фактор  $\xi$  в уравнении Смолуховского описывает диссипацию в турбулентной системе. Коэффициент переноса (теплопроводность)  $\kappa = \theta/\xi$  характеризует турбулентный тепловой поток. Плотность теплового потока определяется как [10]

$$\Gamma = \kappa p \left( \left| \frac{\nabla p}{p} \right| - \left| \frac{\nabla p_{c}}{p_{c}} \right| \right).$$
(2)

В общем случае к уравнениям (1) и (2)необходимо добавить поток, определяемый неоклассическими процессами. Для электронов он мал по сравнению с турбулентным потоком, но для ионов иногда он может быть значительным.

К.С. Дябилин [10] рассматривал систему с магнитным удержанием в целом и получил профили давления, которые зависят от некоторого параметра  $\gamma$ . Сравнение этих профилей с измеренными экспериментально показывает с хорошей точностью, что для токамаков  $\gamma \propto 1/q$ ; в результате,  $\theta$  зависит от параметров разряда и запасенной энергии плазмы:  $\theta \sim p_0\beta_0/q_L$ ;  $p_0$  – давление плазмы в центре,  $\beta_0 = 8\pi p_0/B^2$ , а  $q_L$  – запас устойчивости на краю.

Первый член в скобках в выражении (2) соответствует потоку наружу, а второй член характеризует тепловой пинч, который зависит только от формы самоорганизующегося профиля. Внешние источники нагрева и потерь,  $Q_s$ , искажающие профиль давления, приводят к увеличению уровня турбулентности и увеличению коэффициента переноса. Изменения, вызванные турбулентностью, происходят быстро. Экспериментально это демонстрируется, например, тепловой волной, распространяющейся вдоль радиуса после включения ЭЦР-нагрева.

Чем сильнее внешние воздействия на плазму, приводящие к искажению самосогласованного профиля давления, тем больше свободная энергия (то есть турбулентная активность), тем больше радиальный тепловой поток, связанный с искажением p(r), и больше коэффициент переноса  $\kappa = \theta/\xi$ , так как он зависит от уровня турбулентности.

Рисунок 3 показывает, что нормированный профиль давления *p*<sub>N</sub> в пределах экспериментальных ошибок одинаков для токамаков с разными методами нагрева, профилями и интенсивностью нагрева [9]. Мы видим, что действительный  $p_N(r)$ всегда близок к самоорганизованному  $p_c(r)$ . Это означает, что скобки в уравнении (2) немного изменяются, а профиль регулируется изменением величины к при наличии теплового потока, искажающего профиль. То же самое следует из расчетов конкретных экспериментов. Однако даже когда нет радиального искажающего теплового потока, то есть когда свободная энергия плазмы минимальна, все еще существует значительный уровень турбулентности и, следовательно, значительный уровень переноса энергии.

Общий тепловой поток Г, определяемый мощностью нагрева, вводимой в плазму, можно представить как сумму двух потоков

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1. \tag{3}$$

Здесь  $\Gamma_0$  — тепловой поток, связанный с самосогласованным профилем давления, где уровень турбулентности минимален, а  $\Gamma_1$  — часть потока  $\Gamma$ , связанная с искажением профиля давления.

Чтобы накопить всю энергию дополнительного нагрева в плазме с наилучшим удержанием, мы должны реализовать профиль вклада мощности, который совпадает с профилем самосогласован-ного давления. Тогда  $\Gamma_1 = 0$ , и это не испортит удержание. Это может быть реализовано в омическом режиме, если потери на излучение сушественно не искажают профиль вложенной мошности (в частности, без вольфрама, который, излучая по всему сечению, искажает профиль вложенной мощности, переизлучая ее сразу в зоне нагрева). В таком случае профиль плотности тока j(r) будет пропорционален  $T_e^{3/2}$ , если аспектное отношение не слишком низкое. Будучи самоорганизованной, плазма должна формировать такие профили  $T_e(r)$  и  $n_e(r)$ , где  $P_{OH}(r)$  совпадает с  $p_{e}(r)$ . В этом случае  $T_{e}(r)^{3/2} \propto n_{e}(r)T_{e}(r)$ . Здесь мы предполагаем, что Т, невелико и пропорционально Т<sub>е</sub>; таким образом, нормированные профили  $T_{eN} = T_e(r)/T_e(0)$  и  $n_{eN} = n_e(r)/n_e(0)$  находятся в соотношении  $T_{eN}(r) \propto n_{eN}^2(r)$ . Этот экспериментальный результат представлен на рис. 4.

Поток Г<sub>1</sub>, возникающий в области нагрева, переносит тепло по радиусу, искажая p(r) и увеличивая перенос. Коэффициент теплопроводности можно выразить так:  $\kappa = \theta(\chi_0 + \chi_1(\Gamma_1))$ , где в случае уравнения Смолуховского  $\chi = 1/\xi = \chi_0 + \chi_1$ . Если радиационные потери  $P_{rad}$  уменьшают поток Г<sub>1</sub>, то это должно привести к уменьшению  $\chi_1(\Gamma_1)$  в области, где происходит охлаждение, и вне нее (на больших радиусах). Рост градиента давления на краю означает рост давления по всему сечению плазмы. Когда увеличение потерь на излучение приводит к  $P_{rad} \approx \Gamma_1$ , то  $\chi_1(\Gamma_1)$  будет небольшим, и улучшение удержания с увеличением *P<sub>rad</sub>* насыщается. Дальнейшее увеличение *P<sub>rad</sub>* приведет к искажению профиля давления и возбуждению МГД-неустойчивости. Таким образом,  $\chi_0$  и  $\chi_1$  имеют несколько различный физический смысл:  $\chi_0$  — это значение, определяемое характером турбулентного потока, который плазма использует в своей самоорганизации, когда свободная энергия минимальна. В любом случае оно не может быть уменьшено и не зависит от каких-либо параметров. Величина же  $\chi_1$  зависит от факторов, искажающих профиль давления: профиля и величины вложенной мощности, но также, как и  $\chi_0$ , не зависит от внутренних параметров разряда. Коэффициент  $\kappa = \theta \xi$  не должен зависеть от локальных параметров  $n_e(r)$ ,  $T_e(r)$  и т. д.; иначе не может быть самоорганизации.

Нормированные профили



**Рис. 4.** Нормализованные профили  $T_e(r)$  и  $n_e^2(r)$ . В центральной области профиль $T_e$  уплощен за счет пилообразных колебаний. Абелизация сглаживает этот эффект для  $n_e$ .

Все плазменные неустойчивости были важны для развития турбулентности, но после самоорганизации — перемешивания и усреднения, прямая связь между этими неустойчивостями и удержанием исчезает.

Коэффициент ( $\chi_0 + \chi_1(\Gamma_1)$ ) может быть определен в экспериментах с различными тепловыми потоками.

Рисунок 2а из работы [1] показывает, что введение Ne, Ar, Si или их комбинации дает одинаковое улучшение в удержании энергии. Важно проверить, что это справедливо и для He, который имеет Z = 2 и излучает на самом краю плазмы, в отличие от примесей, используемых в TEXTORe. В [3] было показано, что зависимость запасенной энергии плазмы  $W_d$  от излучаемой мощности  $P_{rad}$ имеет линейную и насыщенную части.

Когда  $W_d(P_{rad})$  насыщается, мы можем найти значение  $\chi_0$ , а затем, используя линейную часть  $W_d(P_{rad})$  и уравнение (1), найти функциональную зависимость  $\chi_1(\Gamma_1)$ . На токамаке Т-10 была проведена серия экспериментов для воспроизведения и уточнения этих результатов. Поскольку мы знаем, что турбулентный механизм, который определяет самоорганизацию плазмы, одинаков для всех токамаков [9], полученные результаты должны быть применимы для всех установок и не зависят от размера, то есть применимы для термоядерного реактора-токамака.

Статья организована следующим образом: в разд. 2 мы описываем схему эксперимента и используемую диагностику. В разд. 3 описаны эксперименты с инжекцией различных газов в плазму при омическом (OH) и электронно-циклотронном (ЭЦР) нагреве в Т-10. В разд. 4 сделано сравнение экспериментальных данных с уравнением Смолуховского, описывающим самоорганизацию плазмы, и оценен коэффициент теплопроводности. Результаты суммированы в разд. 5.

# 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В наших экспериментах необходимо было измерить мощность омического нагрева и ЭЦРН, запасенную энергию,  $W_d$ , профиль потерь излучения из плазмы,  $P_{rad}(r)$ , профили электронной и ионной температуры,  $T_e(r)$  и  $T_i(r)$ , и профиль электронной плотности  $n_e(r)$ . Мощности  $P_{OH}$  и  $P_{EC}$  измеряются в T-10 электротехническими методами, а  $W_d$  – по диамагнитному эффекту и по управляющим токам, необходимым для компенсации смещения плазменного шнура вдоль большого радиуса R. В последнем случае мы измеряем сумму внутренней индуктивности  $l_i/2$  и величины  $\beta = 8\pi n (T_i + T_i)/R^2$  Обратная связь контролиру-

 $\beta_p = 8\pi n_e (T_e + T_i) / B_p^2$ . Обратная связь контролирует плотность плазмы путем напуска рабочего газа.

Трудности возникают при измерении P<sub>rad</sub> в установке с лимитером, где *P<sub>rad</sub>* не распределено однородно вдоль тора, поскольку рециклинг рабочего газа и поток примесей, поступающих со стенки, происходят в основном в поперечном сечении лимитера. Вблизи лимитера интенсивность радиационных потерь примерно в 100 раз больше. Однако *P<sub>rad</sub>* измерялось только в поперечном сечении, удаленном от лимитера на 90°. Количественная информация о мощности излучения может быть получена только для достаточно тяжелых примесей, таких как Ne. Для углерода точность снижается, а для Не, который регистрируется только в сечении лимитера, информация отсутствует. Качественные характеристики можно было получить по излучению отдельных спектральных линий, наблюдаемых в разных сечениях. Профиль  $T_{e}(r)$  измерялся по интенсивности второй гармоники электронно-циклотронного излучения и по томсоновскому рассеянию. Профиль плотности плазмы измерялся многоканальным радиоинтерферометром. Абсолютная концентрация ядер Ne была измерена с помощью перезарядочно-рекомбинационной спектроскопии (CXRS) [13].

В отличие от экспериментов, описанных в [4], в представленных экспериментах на T-10 был установлен вольфрамовый лимитер, и была возможность покрывать литием поверхности, обращенные к плазме. Наличие вольфрамового лимитера приводило к нежелательному радиационному фону. Напротив, литий предоставлял интересную возможность значительно уменьшить излучение легких примесей в разрядах после литиезации.

#### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Зависимость удержания энергии от радиационных потерь

На рис. 5 показана зависимость времени удержания энергии  $\tau_E$  от интенсивности потерь на излучение для омических разрядов с двумя различными магнитными полями. Левая часть для низкого *P<sub>rad</sub>* характеризуется линейным увеличением удержания с Prad; во второй части мы видим независимость  $\tau_E$  от  $P_{rad}$ , в то время как слишком высокая интенсивность P<sub>rad</sub> приводит к сильному охлаждению края плазмы, искажению профиля давления, возбуждению МГД-неустойчивостей и ухудшению  $\tau_E$ . Этот эффект сильнее при более низком  $q_L$  (импульсы с B = 1.9 Тл), потому что искажение  $p_c(r)$  происходит вблизи более важных рациональных поверхностей с меньшим полоидальным номером. Согласно объяснению, приведенному в разд. 1, в левой части кривой, где наблюдается линейный рост  $\tau_E(P_{rad})$ , поток  $\Gamma_1$ , искажающий профиль давления плазмы, частично компенсируется P<sub>rad</sub>. В правой части кривой, поток Г<sub>1</sub> полностью скомпенсирован в зоне излучения и при бо́льших радиусах. В этом случае  $\Gamma_1 = 0$ и  $\chi$  минимально, т.е.  $\chi = \chi_0$ . Это наилучшее возможное удержание (без внутреннего транспортного барьера, ІТВ). Разница в удержании для двух серий экспериментов находится в зависимости от  $\theta(q_I)$ . Поскольку увеличение радиационных потерь приводит к улучшению удержания, уменьшение радиационных потерь должно приводить к



**Рис. 5.** Зависимость времени удержания энергии  $\tau_E$  от полной мощности радиационных потерь в омических разрядах с инжекцией Ne: I = 230 кA; B = 2.3 Тл и 1.9 Тл. Нижняя кривая разделена на зоны с улучшением, насыщением и деградацией удержания.

Рис. 6. Два разряда с обычными стенками камеры (№ 65077) и после литиезации (№ 69729). В последнем случае излучение легких примесей (С и О) было меньше; I = 230 кА, B = 2.3 Тл,  $P_{EC} = 0.45$  кВт. а) –  $W_d$  – запасенная энергия плазмы; б) –  $P_{rad}$  – излучаемая мощность, измеренная вдоль хорды h = 22 см, где излучение примесей углерода и кислорода максимально.  $n_e$  – плотность, усредненная по диаметру. Всплески на  $P_{rad}$  являются результатом инжекции пучка нейтральных атомов водорода, необходимых для CXRS диагностики.

ухудшению удержания и потере значительной части энергии плазмы.

На рис. 6 для сравнения приведены два разряда, полученные в разных экспериментальных кампаниях для идентичных параметров ( $I = 230 \text{ кA}, B = 2.3 \text{ Тл}, \bar{n}_e = 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^3$ ) и при идентичном ЭЦР-нагреве с мощностью  $P_{EC} = 0.45 \text{ MBT}$ . Разряд № 65077 проводился с обычными стенками камеры без литиезации, а разряд № 69729 — после свежей литиезации. В последнем случае увеличение запасенной энергии плазмы  $W_d$  с тем же источником нагрева и той же начальной плотностью плазмы было в четыре раза меньше. Ухудшение удержания приводит к уменьшению плотности плазмы и потерь на излучение, которые в свою очередь, зависят от плотности (рис. 66).

На рис. 7 показаны результаты, полученные при более сильном ЭЦР-нагреве ( $P_{EC} = 0.85$  MBT). Эксперименты проводились сразу после покрытия стенок литием, т.е. при низких радиационных потерях. Без Ne (кривая 1 на рис. 7а) запасенная энергия плазмы  $W_d$  несколько ниже, чем для омических разрядов. Инжекция Ne, как и ожидалось, увеличивает (восстанавливает) запасенную энергию. Более сильная инжекция Ne приводит к дальнейшему улучшению удержания энергии (кривые 2 и 3 на рис. 7а).

Изучение этих результатов с помощью уравнения (1) подтверждает предыдущий вывод о том, что удержание энергии плазмы не зависит от плотности плазмы (начальные плотности для всех разрядов, показанных на рис. 7в, почти одинаковы), но зависит от радиационных потерь, показанных на рис. 7г. Увеличение  $\Gamma_1$  приводит к увеличению  $\chi_1$ , которое имеет более сильную, чем линейную зависимость от  $\Gamma_1$ . Инжекция Ne уменьшает  $\chi_1$  в наружной части плазмы, и создает зону улучшенного удержания. Хотя Ne не приводит к значительному увеличению числа электронов в плазме, плотность плазмы увеличивается за счет уменьшения  $\chi_1$  на краю плазмы.

#### 3.2. Зависимость накопления примесей в центре плазмы от мощности нагрева

В омических разрядах с малыми радиационными потерями в центре плазмы и с  $Z_{eff}(r) = \text{const},$ профиль вложенной мощности имеет почти ту же форму, что и профиль давления, а поток  $\Gamma_1$  близок к нулю, и поэтому для этих условий было получено лучшее удержание энергии (в этом случае  $W_d$  не увеличивается с  $P_{rad}$ ). Но это также означает, что пинчевой поток (второй член в (2)) везде почти сопоставим с градиентным потоком, и примеси способны проникать в горячий центр плазмы. В таких условиях добавление неоклассического потока к турбулентному тепловому потоку может быть значительным. При этом происходит накопление примеси с высоким Z в центре плазмы (профиль концентрации примеси с зарядом Z имеет вид  $n_Z(r) \propto n_p^Z(r)$ , где  $n_p(r)$  концентрация протонов). В неоклассике времена удержания частиц и энергии могут быть различными, в отличие от турбулентной плазмы, где все частицы и энергия уходят с одной скоростью. В "чистой" плазме в начале кривой  $\tau_E(P_{rad})$  (см. рис. 5)  $Z_{eff} \approx 1$ , но удержание энергии плохое. С увеличением краевых радиационных потерь вклад пинчевого





**Рис.** 7. Изменение во времени энергии, запасенной в плазме,  $W_d$  (a); радиационных потерь  $P_{rad}$  (б); плотности плазмы (в); и профили радиационных потерь до и после напуска Ne (г) в экспериментах с ЭЦРН ( $P_{EC} = 0.85$  MBT) и литиезированием стенок камеры. Кривая *1* на рис. 7а для разряда без инжекции Ne. Несмотря на мощный нагрев,  $W_d$  ниже, чем для омического разряда. Кривые 2 и 3 показывают улучшение удержания энергии для разрядов с увеличением количества инжектируемого Ne.

потока в (2) будет увеличиваться, примесные ионы начнут накапливаться в плазме, а  $Z_{eff}$  будет возрастать. Самое высокое  $Z_{eff}$  будет достигнуто, когда зависимость накопленной энергии плазмы  $W_d(P_{rad})$  достигнет насыщения, и, значит, удержание энергии также достигнет максимума. В этом случае радиальное распределение примесных ионов и рабочего газа будет одинаковым из-за особенностей турбулентного переноса (плазма участвует в движении "в целом"). В реакторе это может привести к недопустимо большим потерям из-за тормозного излучения. Есть ли решение этой проблемы?

Для проверки возможных трудностей, на T-10 были проведены эксперименты, в которых мы измерили плотность ядер Ne в центре плазмы при различной мощности нагрева. На рис. 8 показана зависимость измеренной плотности ядер неона,  $C_{\rm Ne}$ , от полной мощности нагрева  $P_{in}$ . Количество атомов Ne, вводимых в плазму, регулировалось

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 4 2020

продолжительностью открытия клапана. При омических разрядах необходимо ограничить продолжительность открытия клапана, чтобы избежать МГД-активности. Для этих точек введен соответствующий коэффициент.

В омических разрядах поведение ядер Ne определяется неоклассическим переносом, и они накапливаются в центре плазмы. Центральный ЭЦРН малой мощности (0.45 MBt) вызывает турбулентный перенос и снижение  $C_{\text{Ne}}$ . Однако дальнейшее увеличение  $P_{EC}$  не приводит к дальнейшему снижению  $C_{\text{Ne}}$ . Это не удивительно, так как в турбулентном потоке электроны и все ионы движутся вместе, и мы не можем ожидать поведения ионов, основанного на неоклассическом механизме переноса, приводящем к сильному накоплению примесей с высоким Z[14]. Пока что мы не можем сделать вывод, что в будущем термоядерном реакторе, примеси, излучающие на периферии, не будут попадать в горячую зону плазмы.



Рис. 8. Плотность ядер Ne в центральной зоне плазмы в зависимости от полной мощности нагрева (ЭЦРН + + OH) для разрядов с линейной зависимостью  $W_d(P_{rad})$ ; I = 230 кA, B = 2.3 Тл.

Эффект, представленный на рис. 8, похож на эффект, наблюдаемый на JET с ITER-подобной стенкой (JET-ILW) (см. рис. 3 из [15]). На JET-ILW, в разрядах с Н-модой, возникающей при напуске Ne, концентрация W и концентрация ионов Ne<sup>10+</sup>, усредненная по объему, не изменялась при увеличении мощности нагрева (NBI + ICRH) с 22 MBT до 29.5 MBт. Таким образом, мы констатируем, что при турбулентном переносе ионы распределены по радиусу так же, как электроны ( $Z_{eff}(r) = =$  const), и нельзя рассчитывать на проваленный профиль для  $Z_{eff}$ 

## 3.3. Независимость улучшения удержания газа от рода излучающего газа

Если наши предположения верны, то для данной мощности нагрева запасенная энергия плазмы  $W_d$  не должна зависеть от природы охлаждающего газа, то есть от профиля радиационных потерь, если эти потери не перекрываются с зоной ввода мощности. Чтобы убедиться в этом, были проведены эксперименты с инжекцией Ne и He. а также с легкими примесями, распыленными со стенок при увеличенной инжекции дейтерия. Плазма нагревалась в центре одним гиротроном мощностью  $P_{EC} = 0.45$  MBт. На рис. 9 показаны результаты этих экспериментов после литиезации камеры. До включения ЭЦРН радиационные потери были низкие и составляли около 100 кВт. Цифры в кружках соответствуют четырем различным сценариям инжекции газа. Случай 1. После включения ЭЦРН и ухудшения условий удержания Ne вводился при t = 700 мс в количестве, явно

недостаточном для выхода на насыщение зависимости  $\tau_E(P_{rad})$ . Помимо Ne, в момент t = 600 мс проводился интенсивный напуск D. Это увеличивало радиационные потери на легких примесях (С и О). В случае 2  $W_{dOH}$  значительно ниже, чем в других экспериментах из-за меньшей начальной плотности плазмы и, следовательно, меньшей интенсивности радиационных потерь на легких примесях, пропорциональных плотности плазмы. Случай 3 аналогичен случаю 2, но начальный уровень  $\overline{n}_{a}$  выше, и радиационные потери также выше. Однако в случаях 2 и 3 максимальное значение  $W_d$  одинаково. В случае 4 при t = 550 мс мы применили сильную инжекцию Не, что привело к быстрому увеличению  $W_d$  до того же значения, что и в предыдущих случаях. Добавление Ne при t = 800 мс не изменяло  $W_d$ , но приводило к временной МГД-активности (рис. 96). Из этих результатов можно сделать вывод, что во всех экспериментах, кроме случая 1, мы достигаем насыщения зависимости  $\dot{W_d}(P_{rad})$ , независимо от того, какой газ мы используем.

Эксперименты с инжекцией Не интересны тем, что Не излучает на самом краю плазмы, r = 28-29 см. Плотность тока здесь мала, и большие радиационные потери, как показывает эксперимент, не приводят к возбуждению крупномасштабных МГД-неустойчивостей.

Для параметров плазмы в реакторе мы ожидаем того же поведения с элементами, тяжелее гелия (C, N, O, Ne, ...), которые следует использовать для радиационной компенсации теплового потока  $\Gamma_1$ . Это означает, что предельная плотность может быть очень высокой без риска возбуждения МГД-мод и срыва. Следует подчеркнуть, что для влияния на удержание радиационные потери должны происходить внутри последней замкнутой поверхности, а не в задиафрагменном слое или в диверторном объеме.

#### 3.4. Определение $\chi_0 u \chi_1$

При напуске примесных газов потери на излучение на периферии плазмы увеличиваются, что приводит к уменьшению радиального теплового потока  $\Gamma_1$  (до  $\Gamma_1 = 0$ ), следовательно, коэффициент переноса  $\chi$  на краю плазмы уменьшается, пока не достигнет минимального значения  $\theta\chi_0$ . В результате накопленная энергия плазмы увеличивается и достигает уровня насыщения. В этом случае мы можем переписать уравнение (1) следующим образом:

$$-\nabla \cdot \mathbf{\Gamma} + P_{in} - P_{rad} = 0, \tag{4}$$

где  $\Gamma = -\kappa(\nabla p - \mathbf{k}_0 p), \quad \kappa = p_0^2 I R \chi_0 / (B_0^3 a^2)$  и  $\mathbf{k}_0 = = \nabla p_c / p_c.$ 



Рис. 9. а) — зависимость запасенной энергии плазмы  $W_d$  от охлаждения различными газами; б) —  $W_d$  и МГД-активность после инжекции Ne в импульсе № 71892. Различные сценарии напуска газа отмечены числами в кругах ( $I = 230 \text{ кA}, B = 2.3 \text{ Гл}, P_{EC} = 0.45 \text{ MBr}$ ). При поддуве благородных газов интенсивность их потока определяется мощностью и длительностью работы напускающего газ клапана. Не напускался импульсно в течение t = 1-2 мc, Ne поддувался длительно в течение 15-20 мc. После отключения клапана интенсивность потока сохраняется постоянной, так как рециклинг для этих газов равен единице. Для дейтерия поток постоянен, пока работает клапан.

Мы подбираем значение  $\chi_0$  в (4) до тех пор, пока рассчитанная накопленная энергия  $W = 4\pi^2 R \int_0^a \frac{3}{2} p(r) r dr$  не совпадет с измеренной  $W_d$ . Поскольку дополнительная мощность нагрева

измеряется с высокой точностью, а область подводимой мощности практически не перекрывается с областью радиационных потерь,  $\chi_0$  также можно рассчитать с достаточной точностью. Однако для омических разрядов, где мощность вкла-



**Рис. 10.** Измеренное значение  $\chi_0$ , характеризующего самоорганизацию, в экспериментах с инжекцией Ne, ЭЦР и омическим нагревом.

дывается по всему сечению плазмы, точность может быть ниже из-за менее точного измерения радиационных потерь. Рисунок 10 показывает, что в пределах погрешности эксперимента величина  $\chi_0$  не зависит от введенной мощности нагрева. Это согласуется с нашим пониманием того, что  $\chi_0$  зависит только от особенностей турбулентности, переносящей тепло.

Определение зависимости величины ( $\chi_0 + \chi_1$ ) от  $\Gamma_1$  более сложно, так как уравнение (2) содержит коэффициент к, который сам зависит от Г. Тепловой поток  $\Gamma_1$  представляет собой разницу между общим потоком Г и тепловым потоком  $\Gamma_0$ , связанным с самосогласованным профилем давления. Когда профиль вводимой мощности соответствует  $p_c$ , общий тепловой поток равен  $\Gamma = \Gamma_0 \propto \int p_c(r) r dr$ . Коэффициент нормировки

определяется из предположения, что в режимах с насыщением запасенной энергии тепловой поток на краю плазмы равен  $\Gamma_0$ , т.е.  $\Gamma_0(a) = = (P_{in} - P_{rad})/(4\pi^2 aR)$ .

На рис. 11а приведен полный тепловой поток  $\Gamma_1 = \Gamma - \Gamma_0$  и поток  $\Gamma_0$ , связанный с самоорганизованной частью. Разница  $\Gamma_1 = \Gamma - \Gamma_0$  показана на рис. 11б. Чтобы определить ( $\chi_0 + \chi_1$ ) для разрядов с разной мощностью ОН и ЕСRH, перепишем уравнение (4) с  $\kappa = p_0^2 IR(\chi_0 + \chi_1)/(B_0^3 a^2)$ . Аналогично, значение ( $\chi_0 + \chi_1$ ) подбирается так, чтобы данный поток  $\Gamma$  соответствовал измеренному значению  $W_d$ .

На рис. 12 представлены результаты расчета. Зависимость  $\chi_1 \sim (\Gamma_1/\Gamma_0)^{\alpha}$  с  $\alpha > 1$  видна при не-компенсированном потоке  $\Gamma_1$  на краю плазмы. Отрицательные значения  $\Gamma_1/\Gamma_0$  соответствуют условиям, когда *P<sub>rad</sub>* слишком велика для компенсации Г<sub>1</sub>, что соответствует участку насыщения кривой  $W_d(P_{rad})$ . Эта зависимость может быть экстраполирована квадратичной параболой. Абсолютные значения χ<sub>0</sub> и χ зависят от самоорганизованного профиля давления *p<sub>c</sub>*, который мы должны ввести в уравнение (1). Поскольку у нас нет надежного экспериментального профиля, мы используем теоретический профиль давления [10], показанный на рис. 3. Для серии разрядов с ЭЦРН и без напуска Ne, представленных на рис. 7, рассчитан тепловой поток  $\Gamma_1(r)$  и получена зависимость коэффициента переноса

$$\kappa = \frac{p_0^2 I R}{B_0^3 a^2} \left(9 + 8 \times 10^2 \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_0}\right)^2\right),$$
 (5)

где *I* в кА, *B* в Гс, *p* в Па, *R* и *a* в м, к в  $M^2/c$ . Для получения надежного числового значения коэф-



**Рис. 11.** а) – Полный поток Г, связанный с ЭЦРН, и его часть  $\Gamma_0$ , связанная с самоорганнизованным профилем давления; б) –  $\Gamma_1 = \Gamma - \Gamma_0$  – поток, нарушающий профиль давления; чем больше доля  $\Gamma_1/\Gamma_0$ , тем хуже удержание. Если  $\Gamma_1$  на границе плазмы компенсируется радиационными потерями и становится равным нулю, удержание лучше.



**Рис. 12.** Измеренное  $\chi_0 + \chi_1$  для различной мощности нагрева и радиационного охлаждения. Параболическое приближение показано пунктирной линией.

фициентов требуется тщательное измерение самоорганизованного нормированного профиля давления.

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поведение самоорганизующейся турбулентной плазмы можно описать уравнением (2) и коэффициентом переноса  $\kappa = \theta(\chi_0 + \chi_1)$ , где  $\theta$  определяется внешними параметрами и суммарным запасом энергии; ( $\chi_0 + \chi_1$ ) зависит только от дис-сипативных свойств турбулентного потока, ответственного за поддержание  $p_c(r)$ . Значение этого коэффициента оценено экспериментально. Но уравнения (1) и (2) с этими коэффициентами можно использовать только в разрядах без внутреннего транспортного барьера (ITB). В зоне ITB турбулентный тепловой поток ограничен. Для анализа переноса в этой зоне надо иметь хорошую информацию о физической природе турбулентности, которая ответственна за перенос тепла, что еще является предметом интенсивного изучения. Но очевидно, что формирование ІТВ заметно искажает  $p_c(r)$  и должно привести к неустойчивости на вершине ITВ.

Вне зон ITB коэффициенты  $\chi_0$  и  $\chi_1(\Gamma_1/\Gamma_0)$ должны быть одинаковыми для всех токамаков с разной геометрией, разными методами нагрева и параметрами разряда. Это связано с тем, что все токамаки, от RTP до JET, имеют одинаковый профиль самоорганизованного давления [9], а также потому, что основные физические процессы похожи и могут интерпретироваться универсальной экспериментальной кривой (см. рис. 4 в статье [16]). Доля потока,  $\Gamma_1/\Gamma_0$ , нарушающего профиль давления, будет определяться профилем вложения мощности. Наиболее выгодно, когда профиль вложенной мощности совпадает с самоорганизованным профилем давления, тогда  $\Gamma_1 = 0$ . Сильно локализованный нагрев (типа центрального ЭЦРН) приводит к увеличению  $\Gamma_1$  и, следовательно, к плохому удержанию энергии. В будущем термоядерном реакторе термоядерная мощность  $P_{th} \propto p^2$ , т.е. она также пикирована, и чтобы избежать результата, показанного на рис. 7 (кривая *I*), потребуется компенсировать  $\Gamma_1$  на краю плазмы излучением примесных ионов. Однако это может привести к недопустимому увеличению Z<sub>eff</sub>.

Ионы и электроны, вовлеченные в турбулентный поток, будут реализовывать этот перенос одинаковым образом. Ожидается, что  $Z_{eff}$  останется постоянным по радиусу плазмы, что подтверждается экспериментально [17]. Но лучше было бы организовать граничные условия так, чтобы неоклассическое удержание излучающих ионов было слабым, и, следовательно, эти ионы были бы потеряны до того, как они будут вовлечены в турбулентный поток. Лучшим вариантом является быстрый рециклинг между излучающей зоной и стенкой без проникновения ионов в горячую часть плазмы. Однако эта проблема требует дальнейшего экспериментального и теоретического анализа.

Без решения задачи о том, как организовать разряд с высоким излучением на границе плазмы и низким  $Z_{eff}$  в горячей зоне, нельзя надеяться на достижение зажигания. Видно, что краевые радиационные потери играют важную роль в удержании энергии и должны быть включены в скейлинг и ITER. Это позволит рассчитывать режимы ITER с использованием уравнения энергетического баланса (1).

Нужно помнить, что уравнение Смолуховского можно использовать только для небольших отклонений свободной энергии F от  $F_{min}$ . Из-за быстрого изменения коэффициентов переноса это условие реализуется в широком спектре экспериментов, но при слишком сильном воздействии, самоорганизация может быть разрушена, и уравнениями (1) и (2) нельзя пользоваться.

Неудивительно, что наша работа вызывает дискуссию. Вместо привычных представлений мы используем какую-то непонятную неравновесную термодинамику. Но что поделаешь? Наша плазма самоорганизована. Это значит, что мы не имеем права описывать ее поведение привычными уравнениями для столкновительных процессов диффузии и теплопроводности. В турбулентном процессе частицы и энергия уходят с общей скоростью. Уравнение Фика и расчеты по гирокинетическому и другим кодам можно использо-

вать только на временах, короче времени турбулентной релаксации t < 100 мкс. Мы должны пользоваться уравнением Смолуховского (Фоккера-Планка), которое автоматически поддерживает логарифмическую производную 1/p<sub>c</sub>dp<sub>c</sub>/dr. Мы не первые. Уже давно обсуждают вопрос применимости уравнения Фика (например, [12, 18]), а авторы подгоночных моделей вынуждены вводить пинчевой член, похожий на то, что дает уравнение Смолуховского. Ошибочное использование столкновительных уравнений привело к тому, что, не понимая физики, мы вынуждены были использовать для расчета реактора далекую экстраполяцию наблюденных скейлингов, а они надежны только при значении параметров, для которых построены. Тем более опасно использовать скейлинги от зависимых параметров, таких как концентрация. Надежными можно считать только расчеты, основанные на понимании физики процессов. Использование предложенных представлений делает картину поведения плазмы в токамаке намного проще и позволяет объяснить все ранее непонятные явления (modes of operation). Да, мы покушаемся на мирную жизнь ученых, ведущих расчеты реактора, но лучше понять трудности сейчас, чем тогда, когда построенный реактор не станет работать. Будут еще и проблемы с барьерами, физику которых мы начали понимать.

# 5. ВЫВОДЫ

Эксперименты подтверждают вывод, сделанный в предыдущей работе [4], о зависимости удержания энергии плазмы от интенсивности радиационных потерь на краю плазмы.

Показано, что рост удержания энергии с увеличением радиационных потерь и уровень насыщения этой зависимости одинаковы для инжекции Ne, легких примесей (C, O) и He. Оценено значение коэффициента переноса  $\chi_0$  в самоорганизованной плазме.

Оценена функциональная зависимость коэффициента переноса  $\chi_1$  от доли теплового потока  $\Gamma_1/\Gamma_0$ , искажающего профиль давления.

Эксперименты на Т-10 были поддержаны Росатомом (контракт 1/17519-Д) и Российским научным фондом (проект 19-12-00312).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ongena J., Messiaen A.M., Unterberg B., Budny R.V., Bush C.E., Hill K., Hoang G.T., Jackson G., Kallenbach A., Monier-Garbe P. // PlasmaPhys. Control. Fusion. 1999. V. 41. P. A379.
- Messiaen A.E., Ongena J., Unterberg B., Vandenplas P.E., Van Wassenhove G., Weynants R.R., Bonheure G. // Comm. Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 18. P. 221.

- Tokar M.Z., Ongena J., Unterberg B., Weynants R.R. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 895.
- Разумова К.А., Борщеговский А.А., Горбунов Е.П., Дремин М.М., Касьянова Н.В., Кирнева Н.А., Кислов А.Я., Ключников Л.А., Крупин В.А., Крылов С.В., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Мялтон Т.Б., Немец А.Р., Ноткин Г.Е., Нургалиев М.Р., Сарычев Д.В., Сушков А.В., Чистяков В.В., Онгена Дж., Мессиан А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 879 [К.А. Razumova, А.А. Borshchegovskii, Е.Р. Gorbunov, М.М. Dremin, N.V. Kas'yanova, N.A. Kirneva, A.Ya. Kislov, L.A. Klyuchnikov, V.A. Krupin, S.V. Krylov, S.E. Lysenko, A.V. Melnikov, T.B. Myalton, A.R. Nemets, G.E. Notkin, M.R. Nurgaliev, D.V. Sarychev, A.V. Sushkov, V.V. Chistyakov, J. Ongena, and A. Messiaen // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 1043]
- 5. *Coppi B.* // Comm. Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
- Кадомцев Б.Б. //Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
   [B.B. Kadomtsev // Sov. J. Plasma Phys. 13, 443 (1987).]
- 7. Taylor J.B. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1139.
- Esiptchuk Yu.V., Razumova K.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1253.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Shafranov T.V., the T-10 Team, Donné A.J.H., Hogeweij G.M.D., Spakman G.W., Jaspers R., the TEXTOR team, Kantor M., Walsh M. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 065011.
- Dyabilin K.S., Razumova K.A. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 053023.
- 11. Дябилин К.С., Разумова К.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 747. [K.S. Dyabilin and K.A. Razumova // Plasma Phys. Rep. 2016. V. 41. P. 685]
- Ida K., Shi Z., Sun H.J., Inagaki S., Kamiya K., Rice J.E., Tamura N., Diamond P.H., Dif-Pradalier G., Zou X.L., Itoh K., Sugita S., Gurcan O.D., Estrada T., Hidalgo C., Hahm T.S., Field A., Ding X.T., Sakamoto Y., Oldenburger S., Yoshinuma M., Kobayashi T., Jiang M., Hahn S.H., Jeon Y.M., Hong S.H., Kosuga Y., Dong J., Itoh S.-I. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 013022.
- Klyuchnikov L.A., Krupin V.A., Nurgaliev M.R., Korobov K.V., Nemets A.R., Dnestrovskij A.Yu., Tugarinov S.N., Serov S.V., Naumenko N.N. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. 053506.
- Tokar M.Z., Rapp J., Bertschinger G., Konen L., Koslowski H.R., Kramer-Flacken A., Philipps V., Samm U., Unterberg B. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 1691.
- Telesca G., Ivanova-Stanik I., Zagorski R., Brezinsek S., Czarnecka A., Drewelow P., Giroud C., Huber A., Wiesen S., Wischmeier M. // Nucl. Mat. Energy. 2017. V. 12. P. 882.
- Разумова К.А., Тимченко Н.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 787. [К.А. Razumova, N.N. Timchenko, A.Yu. Dnestrovkij, and S.E. Lysenko // Plasma Phys. Rep. 2016. V. 42. P. 809]
- Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Melnikov A.V., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Sushkov A.V., Trukhin V.M., Tugarinov S.N., Naumenko N.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60.115003.
- Ida K. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. 044007.