

УДК 533.9

## РЕЖИМЫ РАБОТЫ ТРАДИЦИОННОГО ДИВЕРТОРА В TRT

© 2021 г. А. С. Кукушкин<sup>a, b, c, \*</sup>, А. А. Пшенов<sup>a, b, c</sup><sup>a</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия<sup>c</sup> Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии “Росатом”, “Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия

\*e-mail: ank755@gmail.com

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 02.06.2021 г.

Принята к публикации 02.06.2021 г.

Приводятся первые результаты численного моделирования кодом SOLPS4.3 дивертора TRT в традиционном подходе: однонулевой полоидальный дивертор с твердыми металлическими приемными поверхностями. Показано, что при полной проектной величине тока в плазме  $\sim 5$  МА и мощности нагрева плазмы 25–40 МВт не следует ожидать широкого “окна” рабочих параметров плазмы, обеспечивающего возможность мягкого управления режимом работы всей установки. Основные проблемы — тепловая нагрузка на диверторные пластины и совместимость с хорошим удержанием основной плазмы.

**Ключевые слова:** TRT, дивертор, режим работы

**DOI:** 10.31857/S0367292121110202

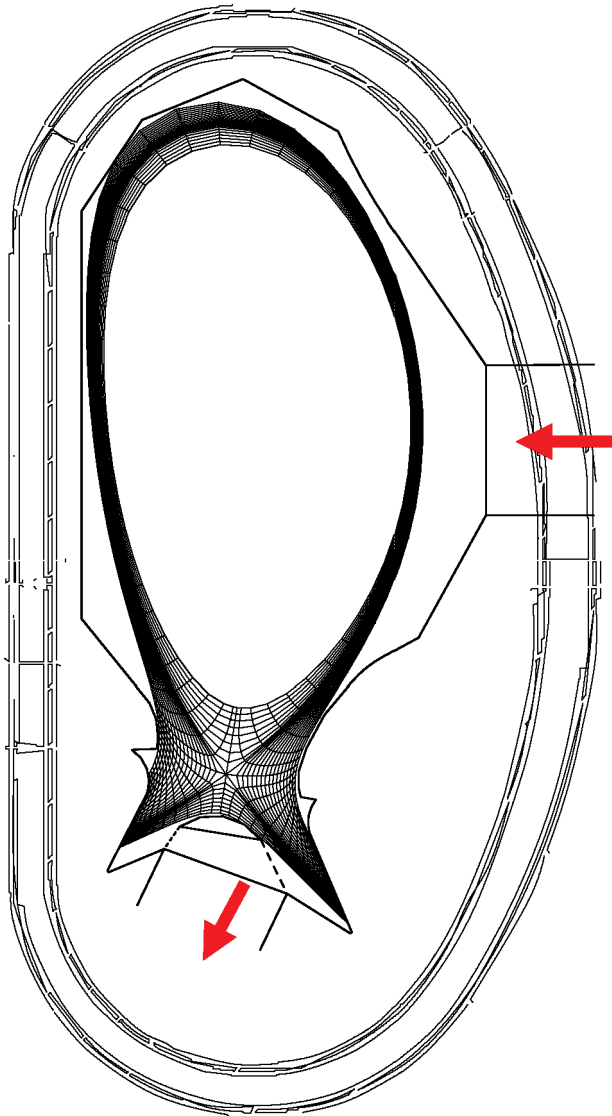
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является оценка ширины рабочего окна параметров управления режимом работы дивертора в традиционной однонулевой конфигурации при определенном выборе материалов диверторных пластин и первой стенки. Основными параметрами, определяющими работу дивертора [1], являются входная мощность, определяющаяся условиями нагрева основной плазмы, плотность диверторной плазмы, определяющаяся условиями подпитки и откачки частиц, и мощность радиационных потерь, определяющаяся, в нашем случае, количеством введенной примеси неона (Ne). В расчетах мы будем характеризовать эти параметры величинами мощности, поступающей через сепаратрису в пристеночный слой,  $P_{\text{SOL}}$ , давления нейтрального газа в диверторе  $p_n$  и полного количества ионов примеси в расчетной сетке за пределами сепаратрисы  $N_{\text{Ne}}$ . При этом величина пиковой тепловой нагрузки на диверторные пластины  $q_{\text{pk}}$  — главный фактор, ограничивающий режим работы дивертора, — является ограничением, а не результатом расчета, предназначенным для дальнейшего использования при конструировании дивертора. Эта величина определяется техническими возможностями конструкции и выбирается, исходя из плана работы установки. Для того, чтобы дивертор мог отработать без разрушения предусмот-

ренное планом число импульсов заданной длительности, величина  $q_{\text{pk}}$  не должна превосходить определенного значения [2].

В качестве первого шага для TRT [3] рассматривается традиционный дивертор, типа дивертора ИТЭР. Это однонулевая магнитная конфигурация с относительно закрытым дивертором в нижней части камеры, рис. 1. Все поверхности, обращенные к плазме, твердотельные: диверторные пластины покрыты вольфрамом, все остальные поверхности — бериллием. Форма первой стенки выбрана в соответствии с предварительным вариантом конструкции [4] с небольшой модификацией в области дивертора.

Из опыта ИТЭРа известно, что так называемый “купол” (“dome”; в нашем случае, лучше было бы сказать “галерея”) — конструкция, перекрывающая выход нейтралов из дивертора между ветвями сепаратрисы к X-точке, — необходим для эффективной откачки частиц, а поддерживающие его структуры должны обеспечивать свободный обмен нейтральными частицами между внутренним и внешним диверторами [5]. В коде SOLPS4.3 [6], используемом в данной работе, это моделируется введением поверхностей с частичной проницаемостью для нейтралов под “купол” (показаны штриховыми линиями на рис. 1). В наших расчетах коэффициент проницаемости выбран равным 0.2.



**Рис. 1.** Геометрическая схема расчетной модели SOLPS4.3. Показаны расчетная сетка для плазмы, первая стенка и элементы дивертора. Для наглядности приведена также вакуумная камера (два внешних контура). Стрелками показаны места напуска газа и откачки из рабочей камеры.

Плазма в модели состоит из ионов, атомов и молекул дейтерия, а также ионов и атомов неона, вводимого в плазму для увеличения радиационных потерь в диверторе. Напуск газов ( $D_2$  и Ne) осуществляется в центральной части камеры через экваториальный порт, а откачка — из дивертора, в его центральной секции (см. рис. 1). Моделирование, проведенное ранее для ИТЭРа, показало, что месторасположение впуска газа в камере не оказывает заметного влияния на параметры диверторной плазмы [7]. Эффективная откачка возможна лишь в таком месте, где имеется повышенное давление нейтрального газа — то есть, в

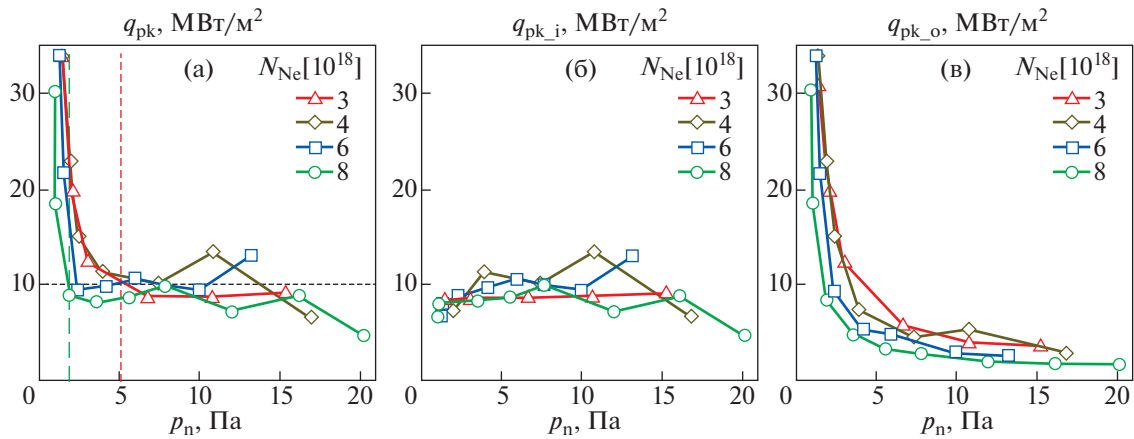
диверторе. На внутренней границе расчетной сетки предполагается равенство потока ионов плазмы из центральной области шнура потоку нейтралов через эту границу внутрь шнура — то есть, считается, что в основной плазме нет дополнительных источников частиц. Прежние расчеты для ИТЭРа (и ДЕМО) [8] показывают, что наличие дополнительных потоков частиц в центральной области слабо влияет на результат.

В этой серии расчетов мы рассматриваем разряды с максимальным проектным током плазмы  $I_p = 5$  МА. С точки зрения пристеночной плазмы, величина  $I_p$  определяет два параметра: эффективную толщину,  $\lambda_q$ , слоя, в котором энергия выносится из основной плазмы в дивертор, и предельную плотность основной плазмы в разряде (“предел Гринвальда”)  $n_{Gw}$ . Первый из них определяет выбор коэффициентов переноса плазмы поперек магнитного поля в пристеночном слое, а второй позволяет оценить разумность полученных результатов относительно плотности плазмы на сепаратрисе. Использование экспериментального скейлинга [9] дает для наших условий  $\lambda_q \cong 0.9$  мм, а формула из [10] —  $n_{Gw} \cong 5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Чтобы получить такое значение  $\lambda_q$ , следуя процедуре, предложенной в [11], и обеспечить более медленное спадание профилей температуры и плотности к внешнему краю сетки, коэффициенты переноса в модели были выбраны следующими: внутри и вблизи сепаратрисы  $D_{\perp} = 0.3 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\chi_{\perp} = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ , а далее они двумя “ступеньками” повышаются до  $D_{\perp} = 2.4 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\chi_{\perp} = 8 \text{ м}^2/\text{с}$  ( $\chi_{Li} = \chi_{Le}$ ).

## 2. РЕЖИМЫ С $P_{SOL} = 30$ МВТ

Рассмотрим вначале режимы, соответствующие большой мощности нагрева, когда мощность, близкая к порогу L–H-перехода в плазме со средней плотностью  $n_e \sim 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , выносится из основной плазмы с заряженными частицами. Следуя технологии, разработанной для ИТЭРа [12], мы провели несколько серий расчетов кодом SOLPS4.3, в каждой из которых при сохранении величин  $P_{SOL}$  и  $N_{Ne}$  варьировалось значение  $p_n$ . Эти серии различаются величиной  $N_{Ne}$ .

На рис. 2 показана зависимость  $q_{pk}$  от  $p_n$  для разных значений  $N_{Ne}$  при  $P_{SOL} = 30$  МВт. Видно, что при увеличении  $p_n$  пиковая нагрузка на внешний дивертор снижается до значений 2–5 МВт/м<sup>2</sup> (рис. 2с), тогда как на внутренней диверторной пластине она остается примерно постоянной на уровне  $\sim 10$  МВт/м<sup>2</sup>. Подобное перераспределение нагрузки с внешнего дивертора на внутренние, хотя и не так ярко выраженное, наблюдалось ранее в расчетах для ИТЭРа с добавлением неона в качестве излучающей примеси [12–14]. Полной ясности относительно физической природы это-



**Рис. 2.** Зависимость  $q_{pk}$  от  $p_n$  для разных значений  $N_{Ne}$  при  $P_{SOL} = 30$  МВт. (а) максимальное значение по обоим диверторам, (б) на внутренней и (в) на внешней диверторных пластинах. Вертикальные штриховые линии показывают нижнюю границу величины  $p_n$  для минимальной и максимальной величины  $N_{Ne}$  из представленных на рисунке.

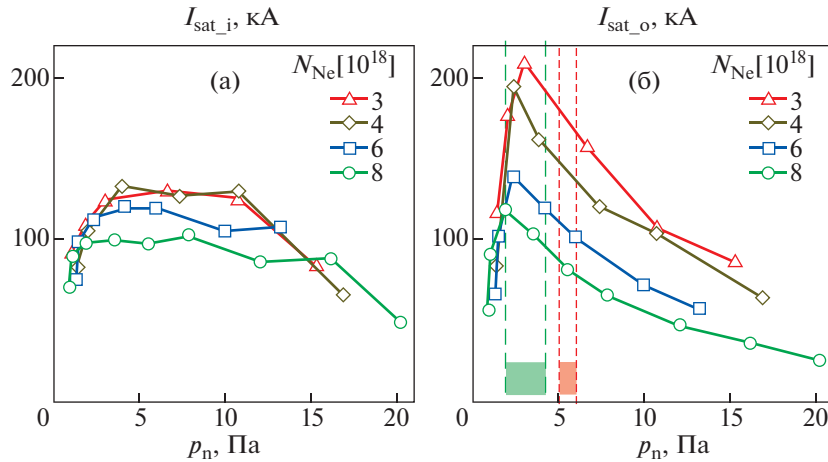
го явления пока нет. По-видимому эффект связан с перераспределением неона между диверторами. Так или иначе эти результаты показывают, что если величина  $q_{pk}$  ограничена значением  $10$  МВт/м<sup>2</sup>, как изначально предполагалось в ИТЭРе, то  $30$  МВт — это максимально допустимая величина  $P_{SOL}$ . Она чуть меньше мощности ( $35$  МВт), необходимой для уверенного перехода основной плазмы в Н-режим при плотности  $n_e = 2 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>. Это ограничивает плотность плазмы в разряде меньшей величиной,  $\sim 1.5 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, чтобы иметь некоторый запас мощности для устойчивости Н-режима в основной плазме. Кроме того, условие  $q_{pk} \leq 10$  МВт/м<sup>2</sup> определяет минимальную допустимую величину  $p_n$ , которая составляет  $2$ – $5$  Па в зависимости от  $N_{Ne}$ .

Следующее ограничение следует из условия “неглубокого детачмента” [12]. Как показали эксперименты на установке JET [15], если процесс детачмента (то есть, отрыва плазмы от диверторных пластин, проявляющегося, в первую очередь, в появлении максимума на кривой зависимости тока насыщения  $I_{sat}$  на диверторную пластину от плотности плазмы) заходит слишком далеко, то время удержания основной плазмы падает. Физическая природа этого явления пока неясна. Возможно, это связано с “прорывом” нейтралов из дивертора в область Х-точки. В расчетах для ИТЭРа [12] был принят эмпирический критерий, основанный на экспериментальных результатах и предполагающий, что величина  $p_n$  не должна превышать значения, при котором  $I_{sat}$  на любую из диверторных пластин снижается после прохождения максимума на  $20\%$ . На рис. 3 приведена зависимость  $I_{sat}$  от  $p_n$  для разных значений  $N_{Ne}$ . Видно, что применение критерия [12] ограничи-

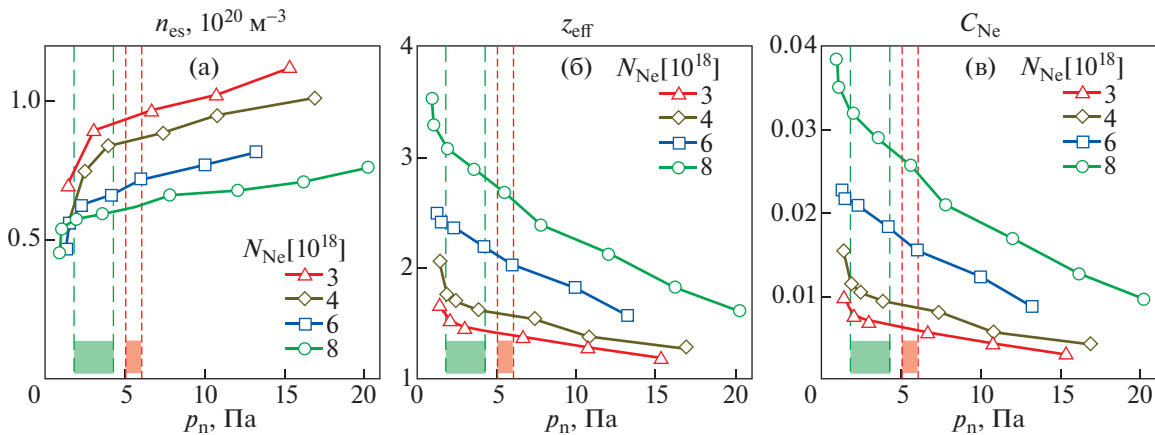
вает величину значением  $\sim 4$ – $6$  Па в зависимости от  $N_{Ne}$ .

Дальнейшие ограничения рабочей области параметров следуют из условий сопряжения решения с основной плазмой. На рис. 4 приведена зависимость от  $p_n$  некоторых параметров плазмы, усредненных по сепаратрисе. Если принять, как указывалось выше, максимальное значение средней плотности плазмы в разряде  $n_e \sim 1.5 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, то плотность плазмы на сепаратрисе в допустимом интервале значений для  $N_{Ne} \leq 4 \times 10^{18}$  выглядит относительно высокой,  $n_{es} \gtrsim 0.5n_e$ . Экспериментальные наблюдения на современных установках показывают тенденцию к ухудшению удержания плазмы с уменьшением пикированности профиля плотности в Н-режиме с высокой плотностью в разряде [16], так что высокие значения  $n_{es}$  могут оказаться нежелательными. С другой стороны, масштаб  $n_e$  определяется предельной плотностью  $n_{Gw}$  [17, 18] и, согласно теоретическому анализу [18], наши значения  $n_{es}/n_{Gw} \lesssim 0.2$  не должны создавать проблем с Н-режимом. Однако этот анализ требует экспериментальной проверки. Увеличение  $N_{Ne}$  снижает  $n_{es}$ , но увеличивает эффективный заряд  $Z_{eff}$ , который становится  $\gtrsim 2.5$ , а относительная концентрация неона на сепаратрисе достигает  $2$ – $3\%$ , что также может отрицательно сказаться на параметрах основной плазмы.

Таким образом, грубые консервативные оценки показывают, что условие  $q_{pk} \leq 10$  МВт/м<sup>2</sup> приводит практически к коллапсу рабочего окна параметров при  $P_{SOL} = 30$  МВт. То есть, использование мощности дополнительного нагрева в TRT на уровне  $P_{heat} = 40$  МВт и выше (с излучательными



**Рис. 3.** Зависимость  $I_{\text{sat}}$  на внутреннюю (а) и внешнюю (б) диверторные пластины от  $p_n$  для разных значений  $N_{\text{Ne}}$  при  $P_{\text{SOL}} = 30$  МВт. Вертикальные штриховые линии показывают рабочий диапазон значений  $p_n$  для минимальной и максимальной величины  $N_{\text{Ne}}$  из представленных на рисунке.



**Рис. 4.** Параметры плазмы, усредненные по сепаратрисе: электронная плотность  $n_{\text{es}}$  (а), эффективный заряд  $Z_{\text{eff}}$  (б) и относительная концентрация неона  $c_{\text{Ne}}$  (в) для  $P_{\text{SOL}} = 30$  МВт.

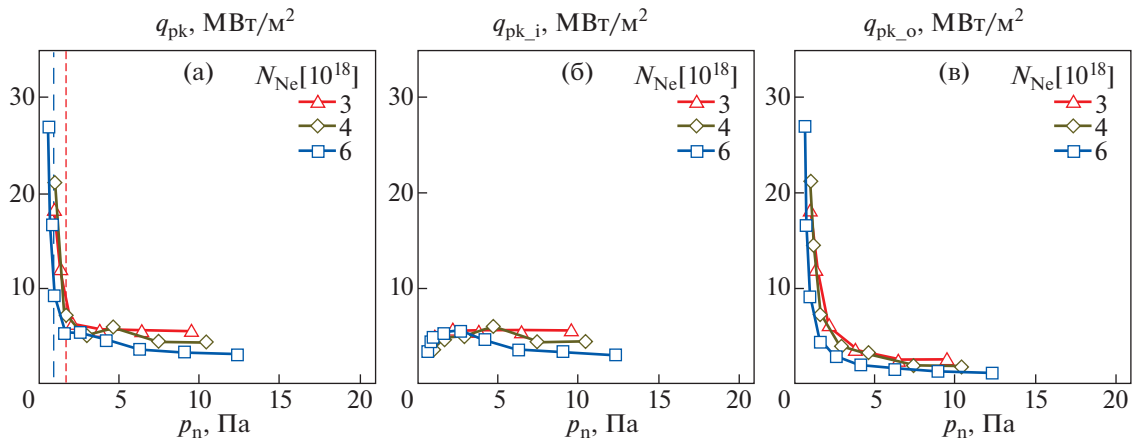
потерями из основной плазмы порядка  $30\% P_{\text{heat}}$ ) может оказаться нереалистичным.

### 3. РЕЖИМЫ С $P_{\text{SOL}} = 20$ МВт

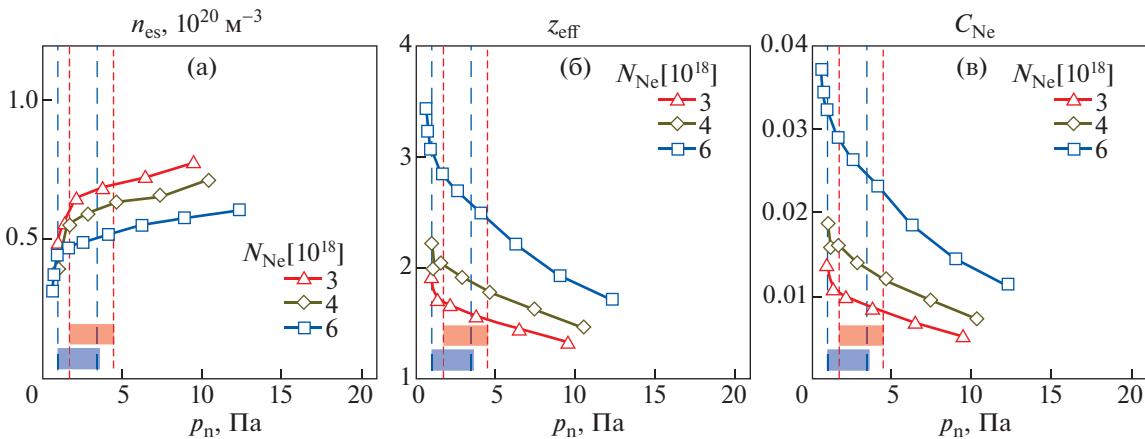
Аналогичные серии расчетов были выполнены для случая уменьшенной мощности нагрева плазмы, соответствующей  $P_{\text{SOL}} = 20$  МВт. В этом случае, верхняя граница  $p_n$ , связанная с детачментом плазмы в диверторе, слегка снижается до величин 3.5–4.5 Па. На рис. 5 показана зависимость  $q_{\text{pk}}$  от  $p_n$  для разных значений  $N_{\text{Ne}}$ . Видно, что есть некоторый запас до  $q_{\text{pk}} = 10$  МВт/м<sup>2</sup>, так что работа, с

точки зрения нагрузок на диверторные пластины, допустима при  $p_n \gtrsim 1\text{--}2$  Па.

Однако проблема совместимости найденных решений с основной плазмой остается. На рис. 6 показаны вариации параметров плазмы на сепаратрисе с изменением величин  $p_n$  и  $N_{\text{Ne}}$ . Поскольку снижение мощности нагрева ведет к уменьшению  $n_e$  до  $\sim 1 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup> для обеспечения перехода в Н-режим, выполнение консервативного условия  $n_{\text{es}} \leq 0.5n_e$  требует увеличения относительной концентрации неона на сепаратрисе до  $\sim 3\%$ , что соответствует  $Z_{\text{eff}} \sim 3$ . То есть, снижение мощности нагрева и, соответственно, плотности плазмы



**Рис. 5.** Зависимость  $q_{pk}$  от  $p_n$  для разных значений  $N_{Ne}$  при  $P_{SOL} = 20$  МВт. (а) максимальное значение по обоим диверторам, (б) на внутренней и (в) на внешней диверторных пластинах.



**Рис. 6.** Параметры плазмы, усредненные по сепаратрисе: электронная плотность  $n_{es}$  (а), эффективный заряд  $Z_{eff}$  (б) и относительная концентрация неона  $c_{Ne}$  (в) для  $P_{SOL} = 20$  МВт.

не гарантирует приемлемых условий работы установки в Н-режиме с током 5 МА.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ. ВОПРОСЫ ОТКАЧКИ

Первые результаты расчетов показывают, что при токе плазмы  $I_p = 5$  МА в TRT не следует ожидать широкого “окна” рабочих параметров плазмы, обеспечивающего возможность мягкого управления режимом работы всей установки. Однако эти результаты получены в предположении справедливости экспериментального скейлинга  $\lambda_q \propto B_p^{-1.19}$  [9], описывающего современные эксперименты с меньшими  $I_p$ . В то же время, имеются расчетно-теоретические исследования [19, 20], показывающие, что при достаточно большом токе плазмы и/или тороидальном магнитном поле, аномальный перенос, связанный с турбулентно-

стью, развивающейся в пристеночной плазме, эффективно размывает профиль потока энергии в диверторном слое, и  $\lambda_q$  растет с ростом  $I_p$ , достигая величины  $\sim 5$  мм в условиях ИТЭРа [19] (вместо  $\sim 1$  мм, соответствующего скейлингу [9]). Тем не менее, рассчитывать на это пока нельзя — тем более, что границы применимости скейлинга [9] пока неизвестны. Поэтому следует провести исследования, аналогичные описанным в данной статье, для меньших токов плазмы, в том же консервативном приближении справедливости скейлинга [9]. Увеличение  $\lambda_q$  приводит к уменьшению  $n_{es}$  [11], что облегчает сопряжение пристеночной плазмы с основной.

Еще один вопрос, не затронутый в нашем исследовании — требования к системе откачки частиц. Поток  $\Gamma_{pump}$  частиц, откачиваемых из камеры токамака, определяется скоростью откачки  $c_p$

и давлением нейтрального газа на входе в откачной патрубков  $p_n$ . Величина  $p_n$  определяется условиями работы дивертора и, как мы видели, для данной конфигурации TRT может варьироваться в пределах 1–7 Па. При заданной скорости откачки, в стационаре, эта величина определяется поступлением частиц в камеру (все, что подается внутрь, должно откачиваться). Минимальные значения  $\Gamma_{\text{pump}}$  определяются условиями поддержания плотности плазмы в разряде [21]. Их можно грубо оценить, зная  $n_e$ ,  $n_{es}$ , поток атомов D через сепаратрису внутрь шнура  $\Gamma_{0s}$  и диффузионное время удержания частиц в основной плазме  $\tau_p$ . Действительно, плотность плазмы поддерживается за счет подпитки ионами от сепаратрисы ( $n_{es}$ ), нейтралами ( $\Gamma_{0s}$ ) и, если надо, дополнительным источником частиц  $\Gamma_a$  (пучки нейтралов или пеллеты). В отсутствие пинчевания ионов D в плазменном шнуре, подпитка ионами поддерживает плотность  $n_{es}$ . Подпитка нейтралами поддерживает плотность  $n_{ef} = \Gamma_{0s} \cdot \tau_{pf} / V_{pl}$ , где  $V_{pl}$  – объем плазмы (25 м<sup>3</sup> для TRT), а  $\tau_{pf}$  – диффузионное время удержания ионов, образовавшихся от ионизации потока  $\Gamma_{0s}$  (поскольку ионизация идет на краю шнура,  $\tau_{pf} \ll \tau_p$ ). Эти два источника связаны с рециклингом и не требуют, в принципе, дополнительного поступления частиц в камеру. Остальная плотность  $n_{ea} = n_e - n_{es} - n_{ef}$  должна поддерживаться источником  $\Gamma_a$  (характерное время  $\tau_{pa}$ ), и все эти дополнительные частицы должны откачиваться. Если взять величину  $\Gamma_{0s} \sim 3 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$  из наших расчетов и положить  $\tau_{pf} \sim 0.01 \text{ с}$  и  $\tau_{pa} \sim 0.1 \text{ с}$ , то получается  $\Gamma_a \sim 10^{22} \text{ с}^{-1} \cong 20 \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ . Таким образом, при  $p_n \sim 2 \text{ Па}$  минимальная скорость откачки составляет 10 м<sup>3</sup>/с. В действительности, величина  $c_p$  должна быть больше, чтобы скомпенсировать неидеальную эффективность подпитки (например, пеллетами [21]) и возможные вариации выхода газа со стенок камеры в процессе разряда. В качестве разумной величины скорости откачки можно предложить  $c_p \sim 30 \text{ м}^3/\text{с}$ , обеспечить которую может быть непросто при таком малом давлении и удаленных от плазмы насосах.

Поскольку основным фактором, ограничивающим рабочее окно параметров плазмы, оказывается совместимость приемлемых условий в диверторе и в основной плазме, рабочее окно параметров плазмы должно исследоваться совместным моделированием всего разряда [12]. Для этого необходимо параметризовать наши результаты и использовать их в качестве граничных условий в транспортном коде для основной плазмы (например, ASTRA). Эта работа ведется и результаты будут опубликованы отдельно.

## 5. ВЫВОДЫ

Первые результаты моделирования диверторной плазмы в TRT показывают, что работа с током плазмы 5 МА может быть затруднена. В этом случае скейлинг [9], основанный на экспериментальных данных с современных установок, предсказывает, что в H-режиме энергия будет выноситься из основной плазмы в дивертор в узком слое шириной  $\lambda_q \sim 0.9 \text{ мм}$ . Чтобы обеспечить приемлемую тепловую нагрузку на диверторные пластины  $q_{pk} \lesssim 10 \text{ МВт}/\text{м}^2$ , плотность плазмы на сепаратрисе должна быть высокой,  $n_{es} \gtrsim 0.5n_e$ , что плохо согласуется с опытом работы в H-режиме на современных токамаках. Эту плотность можно снизить увеличением количества излучающей примеси (в данном случае, неона), но тогда растет концентрация примеси на краю шнура, так что величина  $Z_{\text{eff}}$  достигает 3, что тоже нежелательно. Уменьшение входной мощности  $P_{\text{SOL}}$  с 30 до 20 МВт не решает проблему. Хотя тепловые нагрузки на диверторные пластины удается снизить до 5–7 МВт/м<sup>2</sup> при значениях  $n_{es}$ , допустимых при  $n_e \sim 1.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , такой мощности не хватает для поддержания плазмы с такой плотностью в H-режиме. В этом случае для стабильного поддержания H-режима плотность основной плазмы необходимо снизить примерно в 1.5 раза, что возвращает нас к тем же проблемам согласования ее с плотностью пристеночной плазмы, что и в случае  $P_{\text{SOL}} = 30 \text{ МВт}$ .

В условиях TRT детачмент (отрыв плазмы от диверторных пластин с рекомбинацией в объеме дивертора) начинается при относительно низком давлении нейтралов в диверторе ( $p_n = 2\text{--}3 \text{ Па}$ ). Это ограничивает рабочий диапазон давлений величиной 4–6 Па. С учетом ограничения снизу из-за возрастания  $q_{pk}$ , этот диапазон становится  $\sim 1 \text{ Па} \leq p_n \leq 6 \text{ Па}$ . В качестве ориентира для скорости откачки, необходимой для поддержания заданной плотности плазмы в разряде и компенсации вариаций выхода газа со стенок камеры в процессе разряда, можно предложить величину  $c_p \sim 30 \text{ м}^3/\text{с}$ .

Более подробное исследование рабочего окна плазменных параметров установки TRT следует проводить путем совместного моделирования основной и пристеночной плазмы в рамках подхода, разработанного для ИТЭРа [12], в котором результаты моделирования пристеночной плазмы двумерным кодом SOLPS4.3 параметризуются и полученные скейлинги используются в качестве граничных условий для одномерного транспортного кода ASTRA, описывающего основную плазму. Эта работа ведется и результаты будут опубликованы отдельно.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках догово-



ра от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д. Расчеты выполнены с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krashennnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.* // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. № 5. P. 055602 (16 pp).
2. *Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., Temmerman G.D., Veselova I., Wiesen S.* // *Nucl. Mater. Energy*. 2019. V. 20. № 10. P. 100696 (25 pp).
3. *Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11.
4. *Мазуль И.В. и др.* Первая стенка и дивертор // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11.
5. *Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Reiter D., Coster D.P., Pacher G.W.* // *J. Nucl. Mater.* 2007. V. 363–365. № 1–3. P. 308–313.
6. *Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.* // *Fusion Eng. Des.* 2011. V. 86. № 12. P. 2865–2873.
7. *Kukushkin A.S., Pacher H., Kotov V., Reiter D., Coster D., Pacher G.W.* // *Nucl. Fusion*. 2007. V. 47. № 7. P. 698.
8. *Pacher H.D., Kukushkin A.S., Pacher G.W., Janeschitz G., Coster D., Kotov V., Reiter D.* // *J. Nucl. Mater.* 2007. V. 363–365. № 1–3. P. 400.
9. *Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., Labombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A.* // *Nucl. Fusion*. 2013. V. 53. № 9. P. 093031 (7 pp).
10. *Greenwald M.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2002. V. 44. № 8. P. R27.
11. *Kukushkin A.S., Pacher H.D., Pacher G.W., Kotov V., Pitts R.A., Reiter D.* // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 438. № SUPPL. P. S203–S207.
12. *Pacher H.D., Kukushkin A.S., Pacher G.W., Kotov V., Pitts R.A., Reiter D.* // *J. Nucl. Mater.* 2015. V. 463. P. 591.
13. *Pacher H.D., Kukushkin A.S., Pacher G.W., Kotov V., Janeschitz G., Reiter D., Coster D.P.* // *J. Nucl. Mater.* 2009. V. 390. P. 259.
14. *Kaveeva E., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Veselova I., Voskoboynikov S., Bonnin X., Pitts R.A., Kukushkin A.S., Wiesen S., Coster D.* // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 2020. V. 60. № 4. P. 046019.
15. *Huber A., Brezinsek S., Groth M., De Vries P.C., Riccardo V., Van Rooij G., Sergienko G., Arnoux G., Boboc A., Bilkova P., Calabro G., Clever M., Coenen J.W., Beurskens M.N.A., Eich T., Jachmich S., Lehnen M., Lerche E., Marsen S., Matthews G.F., McCormick K., Meigs A.G., Mertens Ph., Philipps V., Rapp J., Samm U., Stamp M., Wischmeier M., Wiesen S., JET-EFDA contributors* // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 438, № SUPPL. P. S139–S147.
16. *Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahn T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Ossipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Ryter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuka T., Thomsen K., Wade M.R., Wilson H.R., ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database and Modelling Topical Group, ITPA Pedestal and Edge Topical Group* // *Nucl. Fusion*. 2007. V. 47. № 6. P. S18–S127.
17. *Kallenbach A., Asakura N., Kirk A., Korotkov A., Mahdavi M.A., Mossessian D., Porter G.D.* // *J. Nucl. Mater.* North-Holland, 2005. V. 337–339. P. 381–385.
18. *Eich T., Goldston R.J., Kallenbach A., Sieglin B., Sun H.J., ASDEX Upgrade Team, JET contributors* // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 2018. V. 58. № 3. P. 034001 (5 pp).
19. *Chang C.S., Ku S., Loarte A., Parail V., Köchl F., Romanelli M., Maingi R., Ahn J.-W.W., Gray T., Hughes J., LaBombard B., Leonard T., Makowski M., Terry J.G.* // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 2017. V. 57. № 11. P. 116023 (15 pp).
20. *Li Z.-Y., Xu X.Q., Li N.-M., Chan V.S., Wang X.-G.* // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 2019. V. 59. № 4. P. 046014 (11 pp).
21. *Kukushkin A.S., Polevoi A.R., Pacher H.D., Pacher G.W., Pitts R.A.* // *J. Nucl. Mater.* 2011. V. 415. № 1 SUPPL. P. S497–S500.