

УДК 533.9.07:621.039.61

## ОБЛАСТЬ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ТОКАМАКА МИФИСТ: ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА

Н.А. Кирнева<sup>1,2</sup>, Г.М. Воробьев<sup>2</sup>, С.А. Ганин<sup>2</sup>, А.С. Дрозд<sup>2</sup>, И.С. Кудашев<sup>2</sup>, В.В. Кулагин<sup>2</sup>, В.А. Курнаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В НИЯУ МИФИ создаётся малый сферический токамак МИФИСТ. Данная статья посвящена анализу рабочей области токамака МИФИСТ и моделированию омического режима в разных конфигурациях плазмы, которые могут быть в нём получены.

**Ключевые слова:** сферический токамак, омический нагрев, предельная плотность.

## WORKING AREA OF THE MEPHIST TOKAMAK: PRELIMINAR ESTIMATION

N.A. Kirneva<sup>1,2</sup>, G.M. Vorobjev<sup>2</sup>, S.A. Ganin<sup>2</sup>, A.S. Drozd<sup>2</sup>, I.S. Kudashev<sup>2</sup>, V.V. Kulagin<sup>2</sup>, V.A. Kurnaev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Small spherical tokamak MEPHIST is under construction at the NRNU MEPhI. This paper is devoted to the analysis of the working area of the MEPHIST tokamak and modeling of ohmic discharges in the different plasma configurations, which can be obtained in it.

**Key words:** spherical tokamak, ohmic heating, limit density.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-90-100

## ВВЕДЕНИЕ

МИФИСТ — малый сферический токамак, разрабатываемый на кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ [1]. Основными задачами проекта являются подготовка кадров для работы в области управляемого термоядерного синтеза и отработка технологий контроля взаимодействия плазмы со стенками.

Большой радиус установки  $R_0$  равен 25 см, малый радиус  $a$  составляет 13 см. Таким образом, МИФИСТ характеризуется низким значением аспектного отношения —  $A = R_0/a = 1,9$ , что относит его к классу сферических токамаков (СТ).

В настоящее время предполагается, что токамак МИФИСТ будет иметь две модификации — МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1, основные проектные параметры которых представлены в табл. 1 в сравнении с параметрами других СТ.

Т а б л и ц а 1. Сравнительные характеристики различных сферических токамаков

Установка	$R_0$ , см	$a$ , см	$A$	$\kappa^*$	$\delta^*$	$B_T^*$ , Тл
МИФИСТ-0	25	13	1,9	2	0,3—0,5	0,24—0,5
МИФИСТ-1	25	13	1,9	2,5; 3	0,3—0,5	До 3
Глобус-М [2, 3]	36	24	1,5	2,2	0,45	0,4
Глобус-М2 [4, 5]	36	24	1,5	2,2	0,45	1,0
MAST [6, 7]	85	65	1,3	2,5	0,45	0,58
MAST Upgrade [6—8]	85	85	1,3	2,5	0,45	0,92
START [9, 10]	35	25	1,4	1,8	0,5	До 0,4
NSTX [11]	86	66	1,3	2,6	0,6	0,5
NSTX-U [11]	93	62	1,5	2,8	До 0,7	1,0
ST-40 [12]	40	24	1,7	2,5	0,3	3,0

\*  $\kappa$  — вытянутость,  $\delta$  — треугольность,  $B_T$  — магнитное поле на оси тора.

Преимущества конфигурации с малым аспектным отношением по сравнению с традиционными системами с  $A > 2,5$  были показаны в 1970—1980-х гг. [13], к ним относятся:

- более высокие значения естественной вытянутости и треугольности ( $\kappa_{\text{nat}} \sim 1 + A^{-2}$  [14]), что облегчает создание конфигурации плазменного шнура с высокими  $\kappa$  и  $\delta$ ;
- увеличение магнитного шира в периферийной области плазмы;
- высокое значение  $\beta = p_{\text{kin}}/p_{\text{mag}}$  ( $p_{\text{kin}}$  — газокINETическое давление плазмы,  $p_{\text{mag}}$  — давление магнитного поля), а значит высокий термоядерный выход в установке-реакторе;
- увеличение МГД-устойчивости и предельных значений  $\beta$ ;
- как следствие, увеличение бутстреп-тока, что смягчает требования к системам поддержания неиндукционного тока;
- при меньших значениях тороидального магнитного поля достигается большее значение тока плазмы при том же значении коэффициента запаса устойчивости на границе.

Всё это позволяет рассматривать сферические токамаки как привлекательную систему для создания установок следующего поколения (термоядерного источника нейтронов, гибридного реактора). На современных установках, параметры которых приведены в табл. 1, ведутся исследования, связанные с изучением особенностей процессов переноса, устойчивости плазмы, получения стационарных режимов, взаимодействия плазмы со стенкой и выбора оптимального материала первой стенки. Отметим, что на сферическом токамаке START наряду с хорошими параметрами удержания, высокими значениями вытянутости плазменного шнура (2—3) была продемонстрирована возможность получения высоких значений  $\beta$  ( $\beta_T > 30\%$ ,  $\beta_N = 4$ ) [10].

Основное направление развития современных экспериментов на сферических токамаках — увеличение тороидального магнитного поля. Из табл. 1 видно, что модернизация токамаков MAST, NSTX и Глобус-М приведёт к увеличению  $B_T$  в  $\sim 2$  раза. Рабочие значения тороидального магнитного поля составят  $B_T \sim 1$  Тл. Однако для увеличения термоядерного выхода необходимо дальнейшее увеличение  $B_T$ , нужны установки, работающие при магнитном поле порядка  $B_T \sim 3$ —5 Тл. Сооружение таких СТ требует решения не только физических, но и инженерных, технологических задач. Чтобы продемонстрировать возможные пути решения данных проблем, в Великобритании был создан и начал работать сферический токамак ST-40, в котором в соответствии с проектом должны быть достигнуты значения тороидального магнитного поля  $B_T \sim 3$  Тл [12].

Токмак МИФИСТ рассчитан на получение токов плазмы до 0,5 МА с длительностью плато тока не менее 10 мс при относительно простой электромагнитной системе и системе электропитания [1]. Первоначальные цели данного проекта заключаются в исследовании взаимодействия плазмы с обращёнными к ней материалами, отработке технологий применения жидких металлов, отработке новых методик диагностики плазмы и др. Однако нельзя не отметить тот факт, что по габаритам и величине тороидального магнитного поля малый сферический токамак МИФИСТ близок к установкам Глобус-М2 и ST-40, что может говорить о более широких возможностях данной установки.

В статье приведены оценки операционных пределов, характерных для двух конфигураций токамака МИФИСТ, а также определены режимы удержания, которые потенциально могут быть получены.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПЕРАЦИОННЫХ ПРЕДЕЛОВ ТОКАМАКА МИФИСТ

В данном разделе представлены метод расчёта и значения операционных пределов для модификаций токамака МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1, исходя из геометрических параметров установок, приведённых в табл. 1. Для обеих модификаций были построены диаграммы Хьюгилла.

Предельные значения тока определены следующим образом:

— максимальный ток соответствует  $q_a = 2$ , где  $q$  — запас устойчивости с учётом геометрии токамака [15]:

$$q_a = \frac{5a^2 B_T}{I_p R_0} f_1(\kappa, \delta) f_2(A), \quad (1)$$

где  $f_1(\kappa, \delta) = \frac{1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2}$ ;  $f_2(A) = \frac{1,17 - 0,65/A}{(1 - A^{-2})^2}$ ;  $A = R/a$ ;  $a$  — малый радиус плазменного шнура, м;  $B_T$  — тороидальное магнитное поле, Тл;  $I_p$  — ток плазмы, МА;  $R_0$  — большой радиус тора, м;  $\kappa$  — вытянутость плазмы;  $\delta$  — треугольность плазмы;

— для определённости при построении диаграмм минимальный ток ограничен условием  $q_a = 15$ . Снижение тока плазмы при неизменных прочих параметрах приводит к сужению токового канала, уменьшению области удержания и, как следствие, снижению энергосодержания плазмы. Кроме того, сужение токового канала может ухудшать отклик плазменного шнура на поля управления, что будет затруднять контроль устойчивости плазмы. Поэтому переход в область меньших токов кажется нецелесообразным, но не является невозможным.

Для плотности были взяты следующие пределы:

— предел Разумовой [13] по развитию пучков ускоренных электронов для минимальной плотности:

$$n_{e, \text{run}} = 0,07 \frac{I_p}{\pi \kappa a^2}; \tag{2}$$

— для оценки максимальной плотности рассматривались предел Гринвальда [16] и предел Мураками [16]:

$$n_{e, \text{Gw}} = \frac{I_p}{\pi a^2} \text{ — предел Гринвальда;} \tag{3}$$

$$n_{e, \text{max}} = \frac{B_T}{R} \text{ — предел Мураками.} \tag{4}$$

Отметим, что в формулах (2)—(4) значения плотности плазмы даются в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

Предполагалось, что предельная плотность для каждой конфигурации будет определяться минимальной из этих величин. Результаты расчётов показаны на рис. 1.

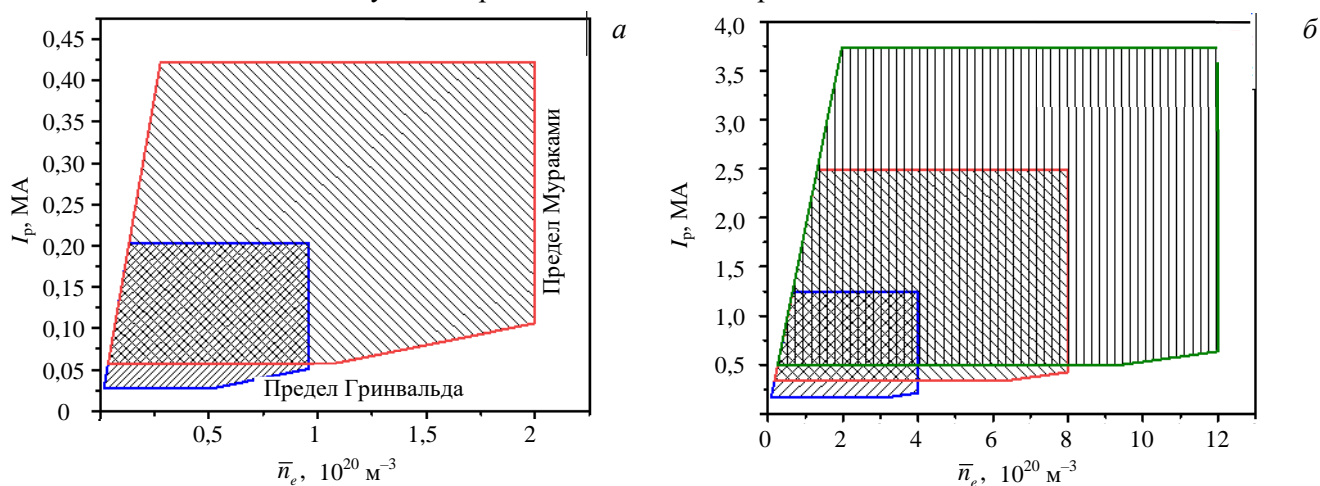


Рис. 1. Операционные пределы токамака МИФИСТ: а — МИФИСТ-0 ( $\kappa = 2, \delta = 0,5$ ) для значений магнитного поля  $B_T = 0,24$  (■) и  $0,5$  Тл (■); б — МИФИСТ-1 ( $\kappa = 2,5, \delta = 0,5$ ) для значений магнитного поля  $B_T = 1$  (■),  $2$  (■) и  $3$  Тл (■)

Полученные диаграммы показывают ряд особенностей установки.

Из формулы (1) следует, что увеличение вытянутости и треугольности плазмы позволяет существенно расширить рабочий диапазон тока плазмы. Действительно, для токамака МИФИСТ значение фактора  $f_1(\kappa, \delta)$  меняется от  $f_1 = 2,8$  при  $\kappa = 2$  и  $\delta = 0,3$  до  $f_1 = 6,5$  при  $\kappa = 3$  и  $\delta = 0,5$ . Значение фактора  $f_2(A)$  составляет  $1,56$ . Это означает, что предельно допустимое по физическим ограничениям значение тока возрастает более чем в 4 раза по сравнению со случаем  $\kappa = 1, \delta = 0$ . Хотя построенные диаграммы говорят о широких возможностях для проведения экспериментов при различных токах плазмы, в отсутствие системы дополнительной генерации тока реальная рабочая область ограничена теми значениями тока плазмы, которые способен создать индуктор. Согласно [1] предельные значения токов, которые будут ограничиваться параметрами

индуктора и системой электропитания установки, составляют 0,1 МА для МИФИСТ-0, ~0,3 МА для МИФИСТ-1. Исходя из этих данных, МИФИСТ-0 будет работать при  $q_a > 3,5$ , а МИФИСТ-1 — при  $q_a > 7$ . Как видно на рис. 2, увеличение магнитного поля приводит к более сильному смещению рабочей области по  $q_a$  по сравнению с изменением треугольности при заданном значении вытянутости.

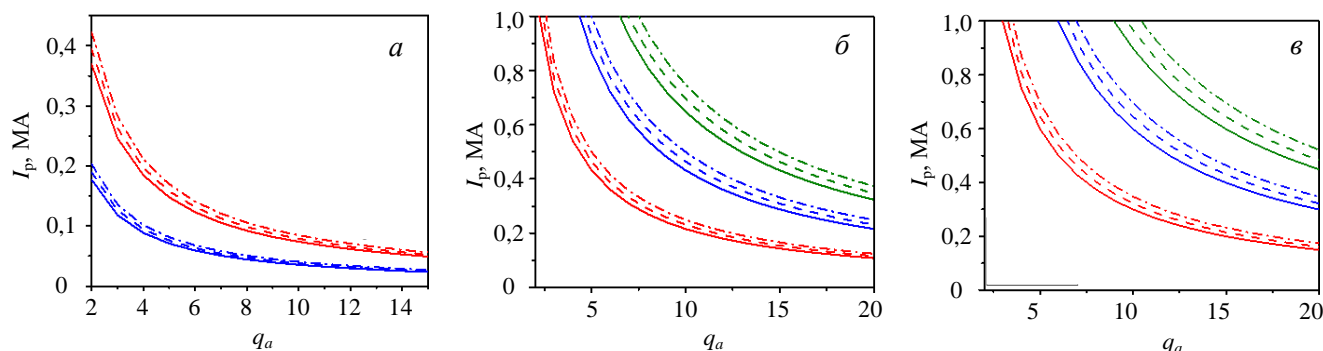


Рис. 2. Величины токов плазмы, при которых будут достигаться указанные значения  $q_a$  в конфигурациях установки МИФИСТ-0 (а) и МИФИСТ-1 (б —  $\kappa = 2,5$ ; в —  $\kappa = 3$ ). Значения магнитного поля  $B_T = 0,5$  (■),  $0,24$  Тл (■),  $1$  (■),  $2$  (■),  $3$  Тл (■) (б, в). Значения треугольности плазмы  $\delta = 0,3$  (—),  $0,4$  (—),  $0,5$  (—)

Из-за пропорциональности предела Мураками величине тороидального магнитного поля увеличение  $B_T$  существенно повышает предельную плотность. Как видно на рис. 1, а, максимально допустимая плотность для конфигурации МИФИСТ-0 при  $B_T = 0,24$  Тл составляет  $n_{e, \max} \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . При поле  $B_T = 0,5$  Тл максимальная плотность увеличивается вдвое, но при токах плазмы  $I_p < 0,1$  МА ограничивается не пределом Мураками, а пределом Гринвальда. Достижение высоких плотностей является интересной задачей, которая связана с решением ряда технологических вопросов. Во-первых, при заполнении плазмы с помощью газонапуска увеличение плотности требует высоких потоков рабочего газа на периферии. Это будет приводить к охлаждению периферийной плазмы и может инициировать развитие МГД-неустойчивостей, что было продемонстрировано, например, в экспериментах на токамаке Глобус-М [17]. Важную роль будут играть рециклинг и взаимодействие плазмы со стенкой [17]. Кроме того, исследования на СТ показали, что заполнение плазмы с помощью напуска газа со стороны слабого поля при высоких плотностях может оказаться неэффективным [13]. Продвижение по плотности потребует либо напуска газа со стороны сильного поля, либо использования альтернативных методов, например, инжекции сверхзвуковой струи [13].

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДОВ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0

Задача моделирования разрядов токамака МИФИСТ на этом этапе состояла, главным образом, не в том, чтобы предсказать значения температуры и плотности плазмы, которые будут получены в установке, а в том, чтобы попытаться понять трудности, которые могут возникнуть при реализации различных режимов. Такая постановка задачи связана прежде всего с тем, что в настоящее время в физике токамаков не существует единой теоретически обоснованной модели процессов переноса, которая одновременно описывала бы все наблюдаемые режимы на разных установках. Кроме того, для того чтобы предсказательное моделирование процессов переноса было достаточно надёжным, необходимо, чтобы в модели были определены и зафиксированы не только функциональные зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от параметров плазмы и геометрических параметров установки, но и численные коэффициенты. Установка МИФИСТ — токамак с малым аспектным отношением, поэтому использование моделей, протестированных в режимах для установок с традиционным значением  $A \geq 3$ , требует дополнительных проверок. Кроме того, это установка малого размера, но с высокими рабочими значениями плотности плазмы, поэтому существенную роль и в формировании профиля плотности плазмы, и в теплопереносе по всему сечению плазменного шнура в ней могут играть проникновение нейтральных частиц, соотношение потоков нейтральных частиц со стенки и из клапана напуска газа, а значит, и особенности подготовки стенки камеры к рабочему режиму.

Учитывая это, приводимые здесь результаты моделирования не претендуют на точность описания ожидаемых параметров плазмы, но отмечают возможные закономерности, которые могут оказаться важными для подготовки экспериментов в токамаке МИФИСТ.

**Используемая модель.** Моделирование проводилось в коде ASTRA [18]. Для описания предполагаемых режимов использовалась модель канонических профилей Ю.Н. Днестровского, подробно описанная в [19]. Рассматривались условия на стационарной стадии разряда (плато тока плазмы).

Уравнение для электронного теплопереноса

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e T_e) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \Gamma_e) + q_{\text{OH}} - q_{ei} + q_e^{\text{ion}}, \quad (5)$$

где  $\Gamma_e = \Gamma_e^{\text{conv}} + \Gamma_e^{\text{an}} + \Gamma_e^{\text{PC}}$  — электронный тепловой поток;  $q_{\text{OH}}$  — удельная мощность омического нагрева;  $q_{ei}$  — удельная мощность, передаваемая от электронов ионам в результате кулоновских столкновений;  $q_e^{\text{ion}}$  — потери на ионизацию;  $T_e, n_e$  — температура и плотность электронов;  $\rho$  — радиальная координата;  $\Gamma_e^{\text{conv}} = \frac{5}{2} T_e \Gamma_n$  — конвективный поток тепла;  $\Gamma_n$  — поток нейтральных частиц.

Аномальный поток тепла состоит из двух компонентов: диффузионного потока  $\Gamma_e^{\text{an}}$  и потока  $\Gamma_e^{\text{PC}}$ , связанного в соответствии с [19] с отклонением профилей давления плазмы от канонических:

$$\Gamma_e^{\text{an}} = n_e \chi_e^{\text{an}} \frac{\partial T_e}{\partial \rho}; \quad \Gamma_e^{\text{PC}} = n_e \chi_e^{\text{PC}} \frac{\partial T_e}{\partial \rho} - n_e v_p^{\text{PC}} T_e,$$

где  $\chi_e^{\text{an}} = \alpha_e^{\text{an}} \frac{\sqrt{T_{e,a/2}}}{n_{e,a/2} R_0}$ ;  $\chi_e^{\text{PC}} = \alpha_e^{\text{PC}} q_a \left( \frac{a}{R} \right) q_{a/2} \sqrt{T_{e,a/4}} \frac{\bar{n}_e}{B_T n_e}$ ;  $v_p^{\text{PC}} = \frac{2}{3} \gamma_{\text{PC}} \frac{2\rho/a}{1+\rho^2} \chi_e^{\text{PC}}$ ;  $T_{e,a/2}, T_{e,a/4}$  — значения электронной температуры на магнитной поверхности, радиальная координата которой соответствует половине и четверти малого радиуса соответственно;  $n_{e,a/2}$  — значение плотности на половине малого радиуса;  $q_{a/2}, q_a$  — значения фактора запаса устойчивости на половине малого радиуса и на границе плазмы.

Были использованы константы  $\alpha_e^{\text{an}}, \gamma_{\text{PC}}$  и  $\alpha_e^{\text{PC}}$ , выбранные в работе [20].

Ионный теплоперенос

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_i T_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \Gamma_i) + q_{ei} + q_i^{\text{ion}} + q_{\text{cx}}, \quad (6)$$

где  $\Gamma_i = \Gamma_i^{\text{conv}} + \Gamma_i^{\text{neo}}$  — ионный тепловой поток;  $\Gamma_i^{\text{conv}} = \frac{5}{2} T_i \Gamma_n$  — конвективный поток тепла;  $\Gamma_i^{\text{neo}} = n_i \chi_i^{\text{neo}} \frac{\partial T_i}{\partial \rho}$  — диффузионный тепловой поток;  $\chi_i^{\text{neo}}$  — неклассическая ионная теплопроводность [21];  $T_i, n_i$  — температура и плотность ионов;  $q_{\text{cx}}$  — потери на перезарядку;  $q_i^{\text{ion}}$  — потери на ионизацию.

Уравнение диффузии частиц решалось в предположении, что коэффициент диффузии имеет такую же структуру, как и коэффициент электронной теплопроводности, с меньшими примерно в 2 раза численными коэффициентами. Поток нейтральных частиц определялся из условия, чтобы линейная средняя плотность, посчитанная по профилю плотности, равнялась заданной величине (аналог экспериментального контроля плотности плазмы с помощью обратных связей).

Уравнение диффузии тока решалось в предположении неклассической проводимости по формуле Хинтона—Хазелтайна [22] с учётом бутстреп-тока. Плотность тока в центре ограничивалась развитием пилообразных колебаний. Для описания процесса пилообразных колебаний использовалась модель Б.Б. Кадомцева [23].

Энергетическое время жизни вычислялось по формуле  $\tau_E = \frac{W_E}{P_{\text{OH}}}$ , где  $W_E$  — энергосодержание плазмы;  $P_{\text{OH}}$  — мощность омического нагрева.

**Расчёты для установки МИФИСТ-0.** Для расчётов был выбран режим, далёкий от операционных пределов:  $q_a \sim 6$ ,  $\bar{n}_e/n_{Gw} \cong 0,25$ . Для случая  $B_T = 0,5$  Тл также был промоделирован режим с низкой плотностью плазмы  $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Во всех случаях для определённости считалось, что эффективный заряд плазмы  $Z_{\text{eff}} = 2$ .

Предполагалось, что значение полного тока плазмы задаётся и не меняется в течение расчёта. Граничные значения температуры и плотности плазмы были заданы следующим образом:  $T_e(a) = T_i(a) = 20$  эВ,  $n_e(a) = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Рабочий газ — водород. Параметры расчётных режимов приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Параметры токамака МИФИСТ-0, использованные в расчётах по транспортному коду ASTRA

Вариант	$I_p$ , кА	$B_T$ , Тл	$\kappa$	$\delta$	$\bar{n}_e$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$
1	70	0,24	2	0,3	0,3
2	75			0,4	0,35
3	80			0,5	0,38
4	150	0,5	2	0,3	0,7
5	160			0,4	0,75
6	170			0,5	0,8
7	100	0,5	2	0,4	0,45
8	150			0,3	0,3
9	160			0,4	0,3
10	170			0,5	0,3
11	100			0,4	0,3

Характерные профили температуры, плотности плазмы и профили  $q(\rho)$  для конфигурации с  $\delta = 0,4$  и  $q_a = 6$  показаны на рис. 3. Здесь же приведены результаты расчёта варианта 11, в котором уменьшено значение полного тока плазмы.

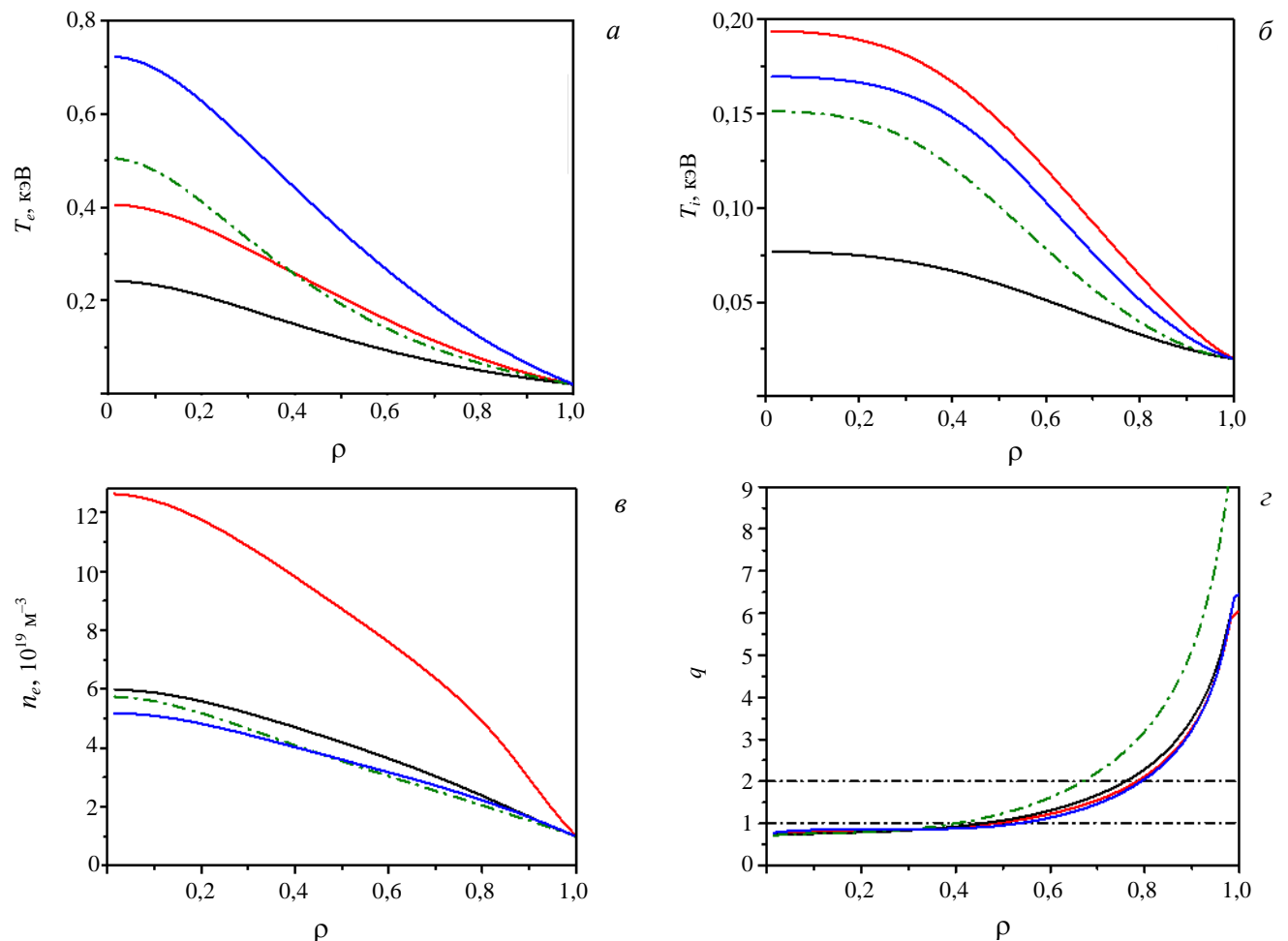


Рис. 3. Профили температуры электронов (а) и ионов (б), плотности плазмы (в) и фактора запаса устойчивости (г) для расчётов, параметры которых приведены в табл. 2: номер расчёта 2 (—), 5 (—), 9 (—), 11 (---)

Как и можно было бы ожидать, увеличение магнитного поля от 0,24 до 0,5 Тл при неизменной плотности плазмы и сохранении магнитной конфигурации приводит к увеличению электронной и ионной температуры плазмы. Увеличение плотности плазмы при прочих неизменных условиях ведёт к снижению электронной температуры. Снижение тока плазмы приводит к снижению температуры плазмы из-за уменьшения мощности нагрева и к сужению профиля электронной температуры плазмы.

На рис. 4 показаны расчётные величины мощности омического нагрева и  $\beta_p$  ( $\beta_p$  — отношение газодинамического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля) для установки МИФИСТ-0 для значений магнитного поля  $B_T = 0,24$  и 0,5 Тл при  $q_a \sim 6$  и  $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19}$ . Магнитные конфигурации, для которых были сделаны расчёты, характеризуются на рисунке значением полного тока  $I_p$  и величиной треугольности плазмы  $\delta$ . Поскольку используемая транспортная модель не содержит зависимости коэффициентов переноса от треугольности плазмы, то изменение  $\beta_p$  и  $P_{OH}$  на рис. 4 связано, главным образом, с увеличением значения  $I_p$ , необходимым для того, чтобы сохранить  $q_a \sim \text{const}$  во всех расчётах. Для всех рассмотренных случаев энергетическое время жизни плазмы составляло  $\sim 1$  мс, что не противоречит оценкам по неолкалаторному скейлингу [15].

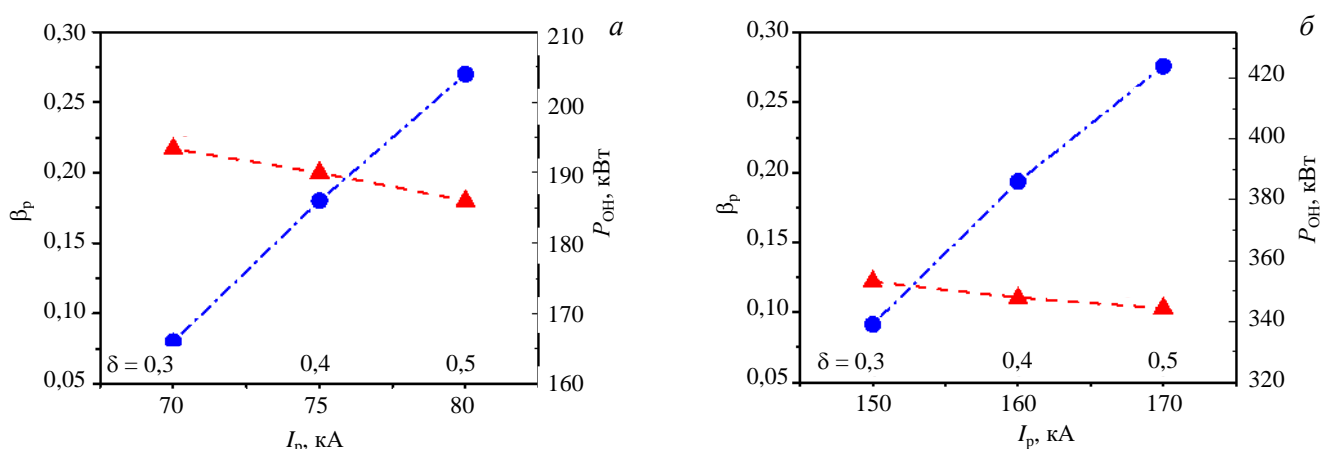


Рис. 4. Расчётные значения  $\beta_p$  (—▲—) и мощности омического нагрева плазмы  $P_{OH}$  (—●—) в зависимости от тока плазмы для параметров установки МИФИСТ-0 в режимах с  $q_a \sim 6$  и  $\bar{n}_e \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ : а —  $B_T = 0,24$  Тл; б —  $B_T = 0,5$  Тл

Кажется важным обратить внимание на профиль  $q(r)$ . Во всех проведённых расчётах величина внутренней индуктивности плазмы составляет  $l_i \sim 0,6—0,7$ , что говорит о плоском распределении тока плазмы. На рис. 3, з видно, что из-за малого аспектного отношения установки даже при  $q_a \sim 6$  поверхность  $q = 2$  находится близко к границе плазмы ( $\rho \sim 0,8$ ). Это означает, что охлаждение плазмы из-за больших потоков нейтральных частиц со стенки может приводить к срыву разряда при относительно небольших плотностях плазмы, далёких от границ операционной области, т.е. задачи, связанные с подготовкой вакуумной камеры к рабочему режиму и снижению потоков со стенки, могут потребовать особого внимания. Для уменьшения радиуса поверхности  $q = 2$  при сохранении формы плазменного шнура (сохранении  $k$  и  $\delta$ ) можно снизить ток плазмы, увеличив  $q_a$ . На рис. 3, з видно, что при  $q_a \sim 9$  радиус поверхности  $q = 2$  уменьшается до  $\rho \sim 0,65$ .

### ВОЗМОЖНЫЕ РЕЖИМЫ УДЕРЖАНИЯ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ

На первом этапе (до ввода в эксплуатацию систем дополнительного нагрева) нагрев плазмы в токамаке МИФИСТ будет происходить в результате омического нагрева. Для омического режима характерны пологие профили температуры и плотности плазмы вблизи сепаратрисы (см. рис. 3).

Ожидаемая мощность омического нагрева в токамаке МИФИСТ показана на рис. 4, б. Как показывают оценки, выполненные по скейлингам, такая мощность омического нагрева может оказаться достаточной для L—H-перехода.

Для оценок пороговой мощности L—H-перехода были взяты следующие формулы:

— скейлинг ИТЭР [24]

$$P_{th}^{L-H} = 0,042 \bar{n}_e^{0,73} B_T^{0,74} S^{0,98}, \text{ МВт}; \quad (7)$$

— скейлинг, созданный для сферических токамаков MAST и NSTX, в котором выделена роль аспектного отношения  $A$  и эффективного заряда плазмы  $Z_{\text{eff}}$  [24]:

$$P_{\text{th}}^{\text{L-H}} = 0,072 \bar{n}_e^{0,7} B_T^{0,7} S^{0,9} \left( \frac{Z_{\text{eff}}}{2} \right) F(A), \text{ МВт}, \quad (8)$$

где  $F(A) = \sqrt{\frac{0,1A}{1 - \sqrt{\frac{2}{1+A}}}}$ ;

— скейлинг, учитывающий влияние состава рабочего газа (изотоп-эффект) [24]:

$$P_{\text{th}}^{\text{L-H}} = 0,082 \bar{n}_e^{0,69} B_T^{0,91} S^{0,96} M^{-1}, \text{ МВт}, \quad (9)$$

где  $M$  — относительная атомная масса изотопа.

Во всех скейлингах  $\bar{n}_e$  выражена в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $B_T$  — в Тл,  $S = 4\pi^2 R_0 a \sqrt{\frac{1+\kappa^2}{2}}$  — площадь крайней замкнутой магнитной поверхности,  $\text{м}^2$ , рассчитанная по формуле, приведённой в [13].

Экспериментальные результаты, полученные на ряде установок, показывают [25], что пороговая мощность L—H-перехода не является монотонно растущей функцией плотности плазмы. В области низких плотностей зависимость  $P_{\text{th}}^{\text{L-H}}(\bar{n}_e)$  меняет характер: пороговая мощность начинает расти с уменьшением плотности. Значение критической плотности, соответствующей перегибу зависимости  $P_{\text{th}}^{\text{L-H}}(\bar{n}_e)$ , определяется скейлингом [25]

$$\bar{n}_e^{\text{min}} = 0,07 I_p^{0,34} a^{-0,95} B_T^{0,62} \left( \frac{R}{a} \right)^{0,4}, 10^{20} \text{ м}^{-3}, \quad (10)$$

где ток плазмы  $I_p$  выражен в МА.

Параметры плазмы, для которых были сделаны оценки, и значения  $\bar{n}_e^{\text{min}}$  приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Параметры плазмы для оценки пороговой мощности L—H-перехода

Конфигурация установки	$\kappa$	$\delta$	$B_T$ , Тл	$I_p$ , кА	$Z_{\text{eff}}$	$\bar{n}_e^{\text{min}}$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$
МИФИСТ-0	2	0,4	0,24	75	2; 3	0,1
МИФИСТ-1	2	0,4	0,5	160	2; 3	0,2
	2,5		1	460	2; 3	0,49

Результаты расчётов пороговой мощности L—H-перехода показаны на рис. 5 для конфигурации МИФИСТ-0, на рис. 6 — для конфигурации МИФИСТ-1. Для МИФИСТ-0 оценки были сделаны по всем трём скейлингам, для МИФИСТ-1 рассматривались только скейлинги (7) и (8). Рассмотренный диапазон плотностей плазмы соответствует рабочей области, которая обсуждалась ранее.

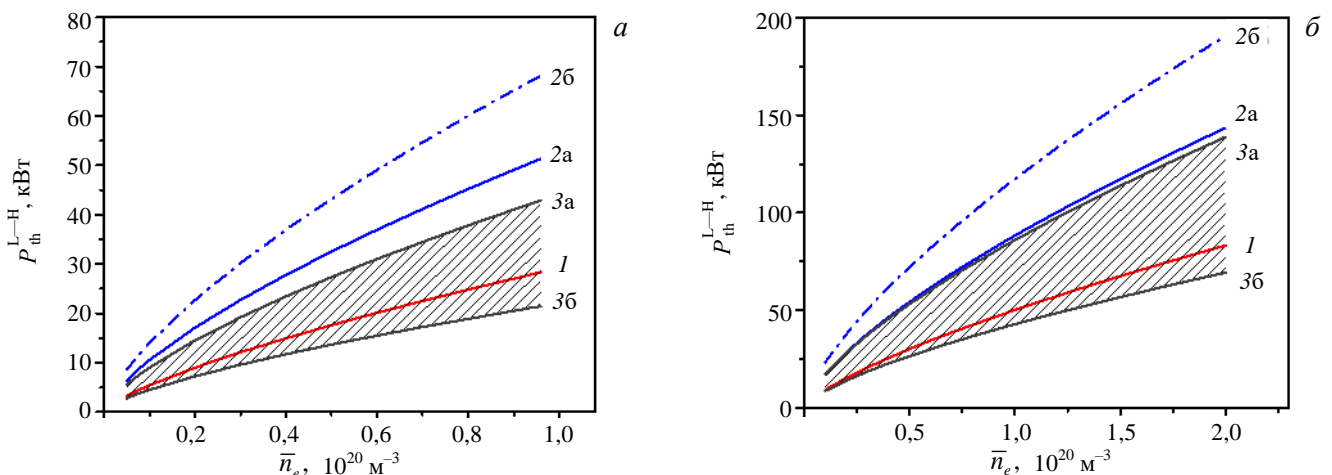


Рис. 5. Зависимость пороговой мощности L—H-перехода для токамака МИФИСТ-0:  $a$  — для  $B_T = 0,24$  Тл;  $b$  — для  $B_T = 0,5$  Тл; кривая 1 соответствует расчётам по скейлингу (7); кривые 2а ( $Z_{\text{eff}} = 2$ ), 2б ( $Z_{\text{eff}} = 3$ ) — скейлингу для сферических токамаков (8); кривые 3а (для водорода), 3б (для дейтерия) — расчётам по скейлингу ИТЭР, учитывающему влияние состава рабочего газа (9)



Результат, показанный на рис. 5, оказался неожиданным: значения пороговой мощности перехода по всем скейлингам для токамака МИФИСТ-0 при  $B_T = 0,24$  Тл оказались довольно низкими — существенно ниже, чем мощность омического нагрева. Это может означать, что уже в омическом режиме в токамаке МИФИСТ-0 будет наблюдаться L—H-переход. Отметим, что ранее формирование режима улучшенного удержания с внешним транспортным барьером (H-мода) при чисто омическом нагреве плазмы наблюдалось в токамаке ТУМАН-3М [26] и в диверторной конфигурации в токамаке TCV [27], в экспериментах на сферическом токамаке Глобус-М [28].

В токамаке МИФИСТ-1 для получения L—H-перехода уже будет необходим дополнительный нагрев плазмы. Во-первых, в соответствии с приведёнными скейлингами за счёт увеличения тороидального магнитного поля и роста площади поверхности (с увеличением  $k$ ) растёт пороговая мощность  $P_{th}^{L-H}$ . Во-вторых, из-за увеличения тока плазмы (для достижения тех же значений  $q_a$ ) растёт значение плотности  $\bar{n}_e^{min}$  (см. табл. 3). Это означает, что в области относительно низких плотностей  $\bar{n}_e < \bar{n}_e^{min} \sim (5—9)10^{19} \text{ м}^{-3}$  величина пороговой мощности будет существенно превышать предсказания скейлингов (7)—(9).

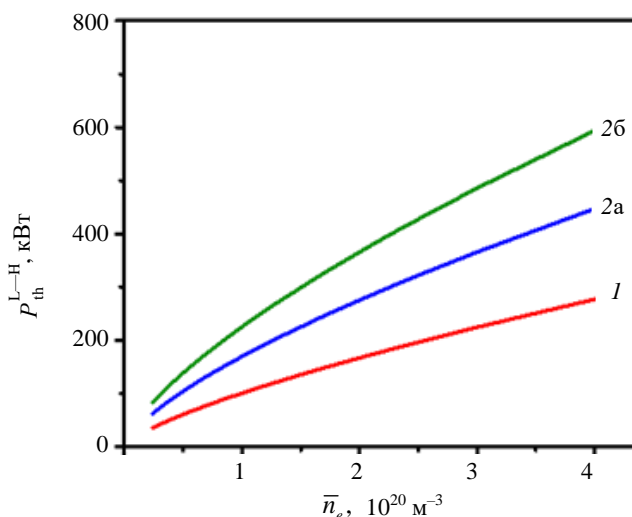


Рис. 6. Зависимость пороговой мощности L—H-перехода для токамака МИФИСТ-1 ( $B_T = 1$  Тл): кривая 1 соответствует расчётам по скейлингу (7); кривые 2а ( $Z_{eff} = 2$ ), 2б ( $Z_{eff} = 3$ ) — скейлингу для сферических токамаков (8)

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлены оценки операционных пределов по току и плотности плазмы для сферического токамака МИФИСТ (для модификаций МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1).

Показано, что теоретически возможные значения тока плазмы существенно превосходят величины, ограниченные системой электропитания и параметрами индуктора [1]. При техническом ограничении  $I_p \sim 0,1$  МА МИФИСТ-0 будет работать при  $q_a > 3,5$ . При  $I_p \sim 0,3$  МА рабочая область установки МИФИСТ-1 соответствует  $q_a > 7$ .

Рабочий диапазон плотностей плазмы в данной работе определялся минимальным значением из двух пределов — предела Гринвальда и предела Мураками. Показано, что ожидаемые величины предельной плотности для рабочих значений токов плазмы оказываются довольно высокими:  $\bar{n}_{max} \geq 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Продвижение в эту область может потребовать решения физических и технологических задач, связанных с выбором оптимального алгоритма подготовки стенки камеры к рабочему режиму, выбором способа заполнения плазмы, выбором материала первой стенки.

Проведено моделирование стационарной стадии разрядов токамака МИФИСТ-0 для различных значений тороидального магнитного поля и треугольности плазмы. Показано, что ожидаемый профиль  $q(r)$  соответствует типичному распределению тока для сферических токамаков [13]: широкая область низкого магнитного шира в центральной части плазмы и высокий магнитный шир во внешней трети плазменного шнура. Для режимов с относительно низкими  $q_a$  ( $q_a < 6$ ) это приводит к тому, что поверхность  $q = 2$  находится близко к границе плазмы ( $\rho \sim 0,8$ ), что может инициировать развитие МГД-неустойчивостей, особенно в условиях высоких потоков нейтральных частиц со стенки.

Ожидаемые величины мощности омического нагрева плазмы  $P_{OH}$ , полученные при моделировании разрядов токамака МИФИСТ-0, оказались достаточно высокими по сравнению с величиной пороговой мощности L—H-перехода, оцениваемой по скейлингам ИТЭР и скейлингу для сферических токамаков [24]. Следует отметить, что рассчитанные в этой работе величины  $P_{OH}$  согласуются с оценками, представленными в [1]. Это означает, что уже в омических режимах токамака МИФИСТ-0 могут проявиться

характерные особенности L—H-перехода. Однако для осуществления L—H-перехода в токамаке МИФИСТ-1 потребуется дополнительный нагрев плазмы.

Таким образом, проведённый анализ рабочей области токамака МИФИСТ (модификаций МИФИСТ-0 и МИФИСТ-1) показывает широкие возможности установки для участия в решении актуальных задач физики токамаков.

Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом» (контракт № 313/1755Д).

## REFERENCES

1. **Kurnaev V.A. et al.** — Vestnik NIYaU MIFI (Herald of NRNU «MEPhI»), 2019, issue 8, p. 491; <https://doi.org/10.1134/S2304487X19060087> (in Russian).
2. **Gusev V.K. et al.** — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 093013.
3. **Bakharev N.N. et al.** — Pis'ma v ZhTF (Letters to JTPH), 2013, vol. 39, p. 23 (in Russian).
4. **Minaev V.B. et al.** — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 066047.
5. **Minaev V.B. et al.** — J. Phys.: Conf. Ser. 1094, 2018, p. 012001.
6. **Meyer H. et al.** — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 104008.
7. **Stork D. et al.** — In: Proc. of 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Korea, 2010. CD-ROM file ICC/P5-06 and [www-naweb.iaea.org.uk/napc/physics/FEC/FEC2010/html/index.htm](http://www-naweb.iaea.org.uk/napc/physics/FEC/FEC2010/html/index.htm).
8. **Harrison J.R. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112011.
9. **Sykes A. et al.** — Nucl. Fusion, 1992, vol. 32, p. 694.
10. **Gryaznevich M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1998, vol. 80, p. 3972.
11. **Menard J.E. et al.** — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 102006.
12. **Gryaznevich M., Asunta O.** — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 123, p. 177.
13. **Gusev V.K., Alladio F., Morris A.W.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. A59.
14. **Glukhikh V.A., Belyakov V.A., Minaev A.B.** Physical and technical fundamentals of the controlled thermonuclear fusion. Tutorial. — StPb: Pub.house of Polytech.un-ty, 2006. 347 p. (in Russian).
15. **ITER Phys. Bas.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
16. **Greenwald M. et al.** — Ibid., 1988, vol. 28, p. 2199.
17. **Gusev V.K. et al.** — Ibid., 2006, vol. 46, p. S584.
18. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for TRansport Analysis. IPP 5/98, February 2002.
19. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Reports, 1997, vol. 23, p. 566.
20. **Esipchuk Yu.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793.
21. **Galeev A.A., Sagdeev R.Z.** — In: Review of Plasma Physics. Edited by Acad. M.A. Leontovich, vol. 7, Consultant Bureau. New York—London, p. 257.
22. **Hinton F.L., Hazeltine R.D.** — Rev. Mod. Phys., 1976, vol. 48, p. 239.
23. **Kadomtsev B.B.** Fundamentals of tokamak plasma. — M.: Pub.house VINITI (All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of RAS). Ser. «Plasma Physics», 1991, vol. 10, part 1 (in Russian).
24. **Progress in the ITER.** — Phys. Bas., Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, p. S1.
25. **Ryter F., Rathgeber S.K., Barrera Orte L. et al.** — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 113003.
26. **Lebedev S.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1998, vol. 40, p. 741.
27. **Martin Y.R. and TCV team.** — Ibid., 2002, vol. 44, p. A143.
28. **Kurskiev G.S. et al.** — Ibid., 2017, vol. 59, p. 045010.

## AUTHORS

**Kirneva N.A.** NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; [Kirneva\\_NA@nrcki.ru](mailto:Kirneva_NA@nrcki.ru)

**Vorobjev G.M.** National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; [gmvorobyov@gmail.com](mailto:gmvorobyov@gmail.com)

**Ganin S.A.** National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; [stas.ganin.97@mail.ru](mailto:stas.ganin.97@mail.ru)

**Drozd A.S.** National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia;  
970107@bk.ru

**Kudashev I.S.** National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia;  
iskudashev@gmail.com

**Kulagin V.V.** National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia;  
kulagin.vladimir.l@yandex.ru

**Kurnaev V.A.** National Research Nuclear University MEPHI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia;  
kurnaev@plasma.mephi.ru

Received 18 May 2020

Revised 15 June 2020

Accepted 5 August 2020

Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, issue 3, pp. 90—100