

УДК 621.039.623, 533.9.07

РЕЖИМЫ РАБОТЫ МОДИФИЦИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ Т-15*Ю.Н. Днестровский, А.В. Данилов, А.Ю. Днестровский, С.Е. Лысенко, А.В. Сушков, С.В. Черкасов**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В работе проводятся транспортные расчёты рабочих режимов проектируемой модификации токамака Т-15. Транспортная модель канонических профилей (ТМКП), оттестированная на экспериментах на сферическом токамаке MAST, имеющем близкие параметры с Т-15, и на токамаке JET, используется в данной работе в упрощённом варианте: уравнения для температуры электронов T_e и ионов T_i и диффузии тока решаются, а профиль плотности задаётся фиксированным. L- и H-режимы имитируются граничными условиями для температуры и плотности. Профиль поглощённой мощности пучка оценивается по простым формулам. Результаты представлены в виде графиков и таблиц, которые легко использовать для формирования научных программ установки, разработки диагностик и в целом для определения места установки в современных экспериментах на токамаках.

Ключевые слова: токамак Т-15, перенос, моделирование.**OPERATIONAL REGIMES OF THE MODIFIED T-15 TOKAMAK***Yu.N. Dnestrovskij, A.V. Danilov, A.Yu. Dnestrovskij, S.E. Lysenko, A.V. Sushkov, S.V. Cherkasov**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Transport calculations of the operational regimes for the constructed modified T-15 device are presented. The Canonical Profiles Transport Model (CPTM), verified with JET and MAST tokamaks, is used in the simplified version: T_e , T_i and current density diffusion equations are solved with the fixed plasma density n profile. L- and H- modes are described by the appropriate modeling of the boundary conditions for the temperatures and plasma density, confirmed by JET experiment. The absorbed power density profile is determined by the simple formulas. The results are presented as graphics and tables, which can be easily used in order to create the scientific device programs, to develop diagnostics or to define the position of the device in modern tokamak experiments.

Key words: tokamak T-15, transport, simulation.**ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСТАНОВКИ Т-15**

Новая установка Т-15 [1] создается как модификация сверхпроводящей установки Т-15 [2]. Несколько основных отличий новой установки от предыдущей:

- тёплые медные тороидальные обмотки вместо сверхпроводящих обмоток;
- камера, допускающая вытянутое поперечное сечение плазмы;
- внешние полоидальные витки, позволяющие создать и поддерживать в равновесии плазму с вытянутым сечением;
- система управления формой плазмы с сохранением равновесия;
- большой радиус, аспектное отношение и тороидальное магнитное поле заметно ниже.

Основные проектные параметры плазмы в установке Т-15:

Ток плазмы I , МА . . .	≤ 2
Продольное магнитное поле B_p , Тл . . .	≤ 2
Большой радиус плазмы R , м . . .	1,5
Малый радиус a , м . . .	0,67
Аспектное отношение $A = R/a$. . .	2,25
Вытянутость сечения k . . .	1,7—1,9
Треугольность сечения δ . . .	0,3—0,4
Длительность разряда, с . . .	≤ 10
Среднехордовая плотность плазмы n , м ⁻³ . . .	$< 5 \cdot 10^{19}$

Предполагается, что будут установлены две системы нагрева: три инжектора горячих нейтралов с максимальной энергией $E_0 = 70—80$ кэВ и суммарной мощностью $Q_{NB} \leq 6$ МВт (NBI) и несколько гиротронов, генерирующих СВЧ-волны с частотой 110—112 ГГц и суммарной мощностью $Q_{EC} \leq 8$ МВт для нагрева на электронно-циклотронном (ЕС) резонансе.

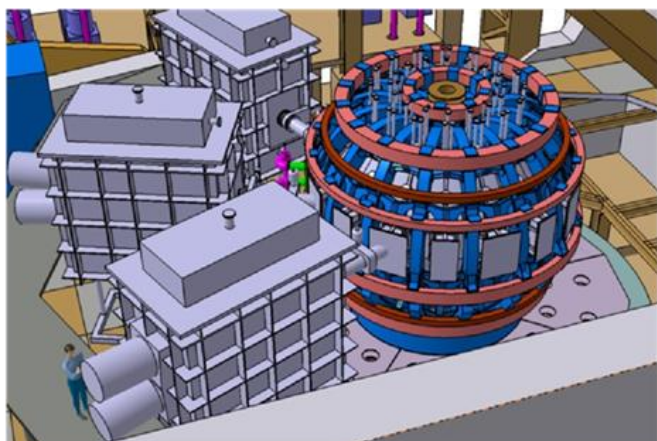


Рис. 1. Общий вид установки Т-15

щиты сверху, поэтому работа с дейтерием может привести к большим потокам нейтронов, отражённым от воздуха и потолка и опасным для персонала. Поэтому будет возможна работа лишь с небольшими добавками дейтерия в водородную плазму. Далее строится простая модель для описания нагрева плазмы с помощью пучка нейтральных частиц и СВЧ-волн соответственно, проводятся оценки поглощённой мощности в зависимости от режима разряда, строится модель для описания транспорта плазмы в L- и H-режимах. В конце статьи приводятся результаты транспортных расчётов при нагреве NBI-, ЕС-волнами и смешанном нагреве, для случаев высокой и низкой плотности, L- и H-моды, приводятся результаты расчётов зависимости параметров плазмы от тока в омическом режиме и с нагревом пучком нейтральных атомов. В Приложении описана модель граничных условий для плазмы в H-моде, основанная на анализе импульсов токамака JET.

ОПИСАНИЕ ЗАХВАТА ПЛАЗМОЙ ПУЧКА ГОРЯЧИХ НЕЙТРАЛОВ

Характеристики пучка в плазме. Остановимся сначала на описании инжекции пучка и захвата нейтральных частиц плазмой.

Длина траектории пучка в плазме составляет 300—360 см (рис. 2). Уравнение для интенсивности пучка I_b вдоль траектории имеет вид

$$dI_b/dy = -\sigma n I_b, \quad (1)$$

где y — координата вдоль траектории пучка; n — плотность плазмы; σ — полное сечение захвата частиц пучка в плазме, включая перезарядку на протонах (дейтронах), ионизацию электронами и ионизацию протонами (дейтронами) (табл. 1). Характерная длина затухания пучка L равна

$$L = 1/(\sigma n). \quad (2)$$

Интенсивность пучка вдоль траектории спадает по закону

$$I_b = I_0 \exp(-\sigma \int_0^y n dx). \quad (3)$$

Плотность захваченных частиц (на единицу длины траектории пучка) описывается формулой

$$n_{\text{fast}} = dI_b/dy = I_0 \sigma n \exp(-\sigma \int_0^y n dx). \quad (4)$$

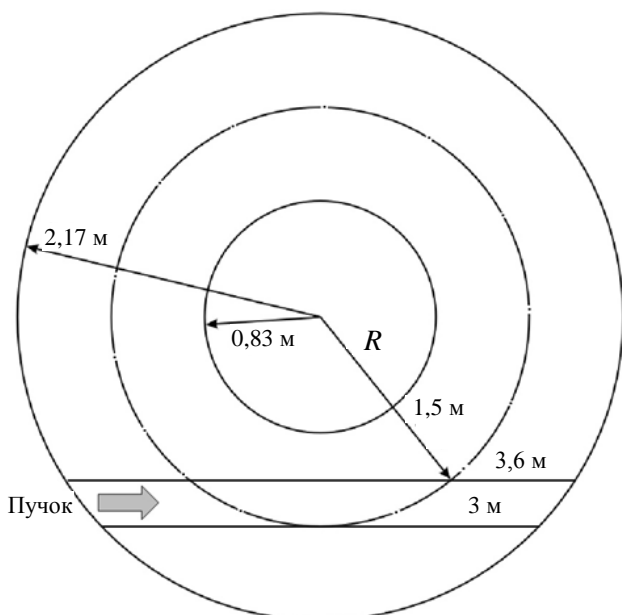


Рис. 2. Геометрия плазмы Т-15, вид сверху. Схематически показаны траектории нейтралов пучка с длиной хорд 3 и 3,6 м

Заметим, что n_{fast} — это немонотонная функция, если плотность не постоянна по радиусу. Сечение захвата при разных энергиях частиц пучка описывается в табл. 1 и показана на рис. 3.

Т а б л и ц а 1. Сечение захвата нейтрального пучка

Энергия нейтралов водорода E_0 , кэВ	Энергия нейтралов дейтерия E_0 , кэВ	Сечение захвата σ , 10^{-20} м^2
10	20	12,7
15	30	10,7
20	40	9,3
30	60	6,4
35	70	5,4
40	80	4,7
60	120	3,0
80	160	2,4
100	200	2,2

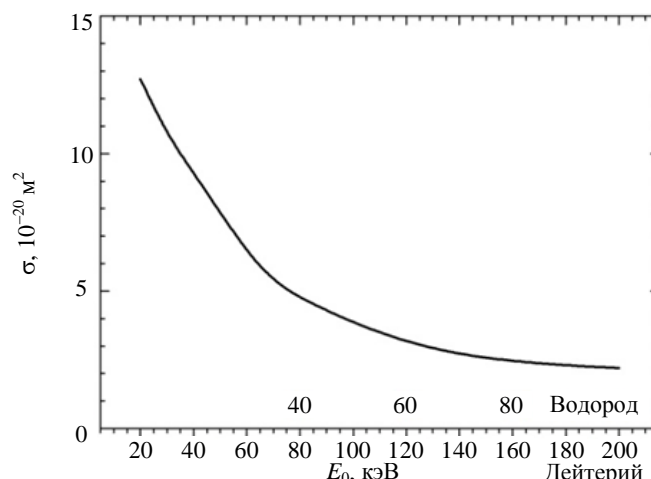


Рис. 3. Сечение захвата нейтралов водородного и дейтериевого пучка в зависимости от их энергии

Проникновение пучка в плазму. Интерес представляет затухание пучка на первых 40 см траектории. С учётом наклона траектории пучка по отношению к перпендикуляру к магнитной оси получаем, что точка траектории, отстоящая на 0,4 м от входа в плазму, близка к половине малого радиуса плазмы (см. рис. 2). Для хорошего проникновения нужно, чтобы до этой точки добиралась заметная доля частиц пучка. Характер проникновения сильно зависит от характера профиля плотности. В L-моде граничное значение плотности невелико, что помогает проникновению пучка. В H-моды пьедестал по плотности может быть велик, что сильно затрудняет проникновение пучка внутрь плазмы.

Представим профиль плотности плазмы вдоль траектории пучка в виде линейной функции

$$n = n_0 + n_1(y/y_0), \tag{5}$$

($y_0 = 0,4 \text{ м}$) и подставим (5) в (3). Тогда будем иметь

$$I_b/I_0 = \exp(-\varphi), \tag{6}$$

где

$$\varphi = \sigma(n_0 + n_1/2)y_0 = \sigma_{20}(n_{020} + n_{120}/2)y_0; \tag{7}$$

$$\sigma_{20} = \sigma[\text{М}^2] \cdot 10^{20}; n_{020} = n_0 [\text{М}^{-3}] \cdot 10^{-20}; n_{120} = n_1 \cdot 10^{-20}. \tag{8}$$

Значения параметров n_{020} и n_{120} для L- и H-моды и для двух различных значений средней плотности плазмы n приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Доля интенсивности водородного пучка I_b/I_0 , дошедшая до половины радиуса плазмы

Мода	Плотность	n_{020}	n_{120}	E_0 , кэВ	φ	I_b/I_0
L-мода	Низкая плотность $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,1	0,2	60	0,24	0,79
	Высокая плотность $n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,1	0,4	80	0,192	0,83
H-мода	Низкая плотность $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,3	0	60	0,36	0,7
	Низкая плотность $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,3	0	80	0,29	0,75
	Высокая плотность $n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,5	0	60	0,6	0,55
	Высокая плотность $n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	0,5	0	80	0,48	0,62

Используя значения сечений из табл. 1, найдём относительную интенсивность пучка I/I_0 на расстоянии 0,4 м от его входа в плазму. Результаты для водородного пучка собраны в табл. 2. Видно, что для L-моды при энергии пучка 80 кэВ даже в случае большой плотности до середины радиуса доходит заметно больше половины мощности пучка. В H-моды ситуация не столь радужна. В случае плотной плазмы и большого пьедестала плотности при энергии частиц 80 кэВ до середины радиуса добирается лишь около 60% первоначальной мощности пучка. Дальнейшее увеличение плотности плазмы приведёт к более периферийному поглощению пучка и, соответственно, к большим потерям захваченных горячих ионов на траекториях, выходящих из плазмы.

Оценим теперь долю нейтралов, пролетевших плазму насквозь, I_f/I_0 , где I_f — интенсивность пучка на выходе из плазмы. Для этого воспользуемся формулой (3). В L-моде средняя плотность плазмы на траектории пучка примерно в 1,3 раза больше, чем хордовая. Обозначим её для краткости через n^b . Тогда $I_f/I_0 \approx \exp(-\psi)$, где $\psi = \sigma n^b L_b$, L_b — длина траектории пучка.

На рис. 4 показана зависимость отношения I_f/I_0 от хордовой плотности плазмы для двух энергий $E_0 = 60$ и 80 кэВ. Если принять, что пролетать насквозь должно не более 5—7% мощности, то при $E_0 = 60$ кэВ

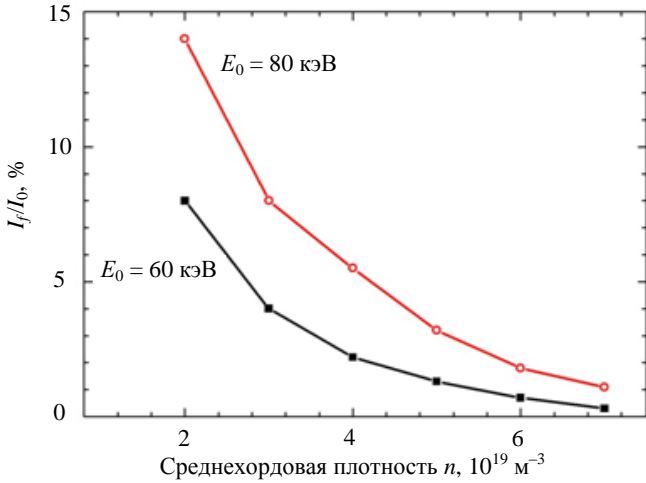


Рис. 4. Доля мощности пучка, прошедшая сквозь плазму, в зависимости от средней плотности плазмы при энергии нейтралов 60 (■) и 80 кэВ (○)

плотность плазмы должна быть не менее $2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Для энергии нейтралов 80 кэВ минимальная граница плотности поднимается до значений порядка $(3—3,2)10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Плотность энергии облака горячих ионов и передача энергии к ионам и электронам. Для получения радиального распределения плотности мощности нагрева от пучка нейтралов используется упрощённая процедура, содержащая следующие два шага. Пусть $P(\rho)$ — плотность мощности, передаваемой плазме от облака горячих ионов. Здесь ρ — радиальная координата, нормированная на единицу. Мы принимаем, что

$$P(\rho) = C_1 \exp(-\rho^2/2 C_2^2), \quad (9)$$

и будем подбирать в ходе расчётов коэффициент C_1 , исходя из условия заданной полной захваченной мощности, а коэффициент C_2 — из условия

захвата доли частиц пучка на первых 40 см траектории, исходя из табл. 2. Второй шаг заключается в распределении мощности $P(\rho)$ между ионами и электронами. Здесь мы ограничимся простейшей формулой В.И. Пистуневича, опуская влияние вторичной перезарядки горячих ионов [3]. Обозначим долю энергии, идущей в ионы и электроны, через η_i и η_e . Тогда мощность $P_i(\rho)$ и $P_e(\rho)$, поглощаемая ионами и электронами соответственно равна

$$P_i(\rho) = \eta_i P(\rho); \quad (10)$$

$$P_e(\rho) = \eta_e P(\rho), \quad (11)$$

где

$$\eta_i = \lambda \left[\frac{\pi}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{\lambda} + \lambda}{(1 + \sqrt{\lambda})^2} \right) + \frac{2}{\sqrt{3}} \arctg \left(\frac{2 - \sqrt{\lambda}}{\sqrt{3\lambda}} \right) \right]; \quad (12)$$

$$\eta_e = 1 - \eta_i. \quad (13)$$

Здесь для водорода $\lambda = 14,8 T_e/E_0$, для дейтерия $\lambda = 18,8 T_e/E_0$.

НАГРЕВ НА ЭЛЕКТРОННОМ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

Предполагается, что профиль плотности мощности нагрева ЕС-волнами описывается функцией вида (9)

$$P_{EC}(\rho) = C_3 \exp(-\rho^2/2 C_4^2), \quad (14)$$

где коэффициент $C_4 = 0,15$ задаёт ширину профиля вводимой мощности, коэффициент C_3 подбирается, исходя из требуемой мощности.

Оценим максимальную плотность, при которой в Т-15 может распространяться вторая гармоника необыкновенной волны. Пусть магнитное поле направлено по оси z , а волна распространяется перпендикулярно магнитному полю в направлении x . Дисперсионное уравнение для необыкновенной волны имеет вид

$$\varepsilon N_x^2 = \varepsilon^2 - g^2, \quad (15)$$

где N_x — волновое число;

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2}; \quad g = -\frac{\omega_p^2 \omega_B}{\omega(\omega^2 - \omega_B^2)}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (15), будем иметь

$$N_x^2 = \frac{(\omega(\omega + \omega_B) - \omega_p^2)(\omega(\omega - \omega_B) - \omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_h^2)}. \quad (17)$$

Здесь $\omega_h^2 = \omega_p^2 + \omega_B^2$, ω_h — верхняя гибридная частота; $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m$; ω_p — плазменная частота электронов; $\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота электронов; m — масса электрона. В точке отражения $N_x = 0$, поэтому либо первая, либо вторая скобка в числителе (17) должна обратиться в нуль.

Рассмотрим точки отражения волны, для которой $\omega = 2\omega_B$ (вторая ЕС-гармоника). Тогда либо

$$\omega(\omega + \omega_B) - \omega_p^2 = 0, \quad (18)$$

либо

$$\omega(\omega - \omega_B) - \omega_p^2 = 0. \quad (19)$$

Подставляя в (18) и (19) $\omega = 2\omega_B$, получим условия для максимальных значений плотности:

$$\omega_p^2 < 6 \omega_B^2; \quad (20)$$

$$\omega_p^2 < 2 \omega_B^2. \quad (21)$$

Добавим сюда ещё условие отсутствия гибридного резонанса $\omega^2 > \omega_p^2 + \omega_B^2$, которое для второй гармоники принимает вид

$$\omega_p^2 < 3 \omega_B^2. \quad (22)$$

Видно, что из условий (20), (21), (22) наиболее жёстким является условие (21). Его мы и принимаем в качестве ограничения на плотность плазмы при нагреве на второй гармонике. Подставляя в (21) определения частот ω_p и ω_B , будем иметь

$$n < (1/2\pi) B_i^2 / (mc^2). \quad (23)$$

В частности, для Т-15 магнитное поле равно $B_i = 2$ Тл. Подставляя эти значения в (23), получим

$$n < 7,9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}. \quad (24)$$

Полю 2 Тл соответствует частота гиротронов (вторая ЕС-гармоника)

$$f(\text{Т-15}) = \omega/2\pi = 112 \text{ ГГц}. \quad (25)$$

Заметим, что полю $B_i = 2,5$ Тл (Т-10) соответствуют граница по плотности $n(\text{Т-10}) < 1,33 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и частота гиротронов $f(\text{Т-10}) = 140 \text{ ГГц}$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТАНОВКИ Т-15

Модель для L-моды. Расчёты проводились с помощью упрощённой транспортной модели канонических профилей (ТМКП), содержащей уравнения теплопроводности для электронов и ионов и уравнение диффузии тока [4, 5]. Для плотности плазмы задавался профиль (разный для L- и H-мод, с пьедесталом в H-мод), который не изменялся во времени. Для потока тепла использовалось стандартное выражение модели ТМКП в линейной версии

$$q_k = -\kappa_k^{\text{PC}} T_k \left(\frac{T'_k}{T_k} - \frac{T'_c}{T_c} \right) \text{H} \left(- \left(\frac{T'_k}{T_k} - \frac{T'_c}{T_c} \right) \right) - \kappa_k^0 \frac{\partial T_k}{\partial \rho}, \quad (26)$$

где T_k — температура электронов ($k = e$) и ионов ($k = i$); T_c — канонический профиль температуры;

H — функция Хевисайда; κ_k^{PC} — коэффициент жёсткости профилей температуры; κ_k^0 — коэффициент теплопроводности, обязанный процессам, не связанным с самоорганизацией плазмы:

$$\kappa_k^{PC} \gg \kappa_k^0. \tag{27}$$

Граничное условие для температуры электронов и ионов в L-моде выбиралось на уровне $T_k(a) \sim 0,1$ кэВ. Обычно в расчётах $\kappa_k^{PC}/\kappa_k^0 \sim 5-8$.

Модель для H-моды. Модель для H-моды использовалась в линейной версии ТМКП [5], что значительно упрощает расчёты и делает результаты более стабильными. Поток тепла сохранял вид (26), однако величина граничного условия, имитирующего пьедестал температуры, выбиралась на основе анализа величин нормированного (n) пьедестала установки JET [6] (см. Приложение). А именно, мы полагали, что безразмерная величина отношения

$$T_n(\rho) = \left(\frac{T_e(\rho) + T_i(\rho) T_c(0)}{T_e(0) + T_i(0) T_c(\rho)} \right) \tag{28}$$

на границе плазмы равна

$$T_n(a) = 0,4-0,6 \tag{29}$$

в зависимости от плотности плазмы. В настоящей работе для плотности плазмы мы используем два значения: $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (низкая и высокая плотность). Соответственно, для параметра $T_n(a)$ мы используем значение 0,4 для низкой плотности и 0,6 — для высокой плотности. Реальные значения размерных граничных условий будут показаны далее по мере представления результатов расчётов.

Критерий L—H-перехода, принятый при проектировании ИТЭР, имеет вид

$$Q > Q_{thr}, Q_{thr} = 0,7 n_{20}^{0,94} B^{0,8} R^{2,12}. \tag{30}$$

Здесь n_{20} — плотность плазмы, 10^{20} м^{-3} ; B — продольное магнитное поле, Тл; R — большой радиус, м; Q — полная мощность, вложенная в плазму и Q_{thr} — пороговая мощность, МВт.

Подставляя в (30) максимальные параметры установки Т-15 — $n_{20} = 0,5$, $B = 2$, $R = 1,5$, получаем простую оценку для пороговой мощности

$$Q_{thr} < 2 \text{ МВт}. \tag{31}$$

Это условие в установке Т-15 легко может быть выполнено как в режиме с нагревом пучком нейтронов, так и в режиме с нагревом гиротронами. Наперёд неясно, реализуется ли H-мода в омическом режиме. Из уравнения (30) следует, что такая возможность при небольшой плотности плазмы существует.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ДЛЯ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ И ВОДОРОДНОГО ПУЧКА ПРИ ТОКЕ ПЛАЗМЫ $I = 2 \text{ МА}$

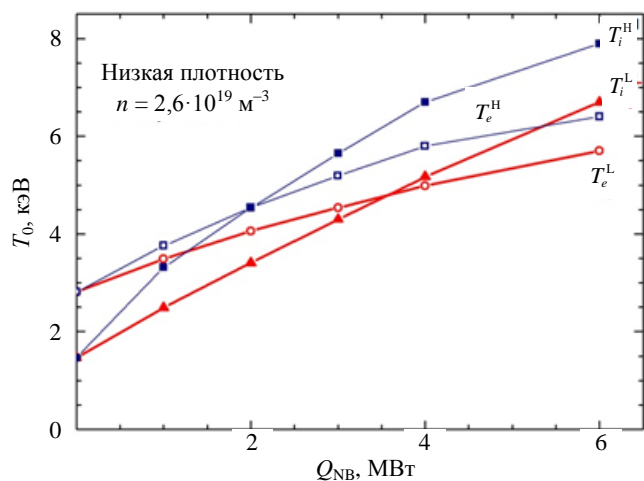


Рис. 5. Центральные температуры электронов и ионов в L- (—) и H-модах (—)

Геометрия плазмы в расчётах принималась фиксированной: $R = 1,5$, $a = 0,67$ м, $k = 1,7$, $\delta = 0,35$, ток плазмы $I = 2 \text{ МА}$, расчёты продолжались до выхода на стационар. Нигде в настоящей работе не приводятся результаты для нестационарной стадии. Под мощностью нагрева на рисунках везде понимается поглощённая мощность. Потери горячих ионов на «плохих» траекториях и на вторичную перезарядку не учитываются.

Нагрев пучком горячих нейтронов (NB). Низкая плотность. На рис. 5 показаны центральные температуры T_0 электронов и ионов в L- и H-модах, T_e^L , T_e^H , T_i^L и T_i^H в зависимости от поглощённой мощности нагрева пучком горя-

чих нейтралов Q_{NB} при плотности $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и энергии горячих нейтралов 80 кэВ. Предполагается, что в омическом режиме ($Q_{NB} = 0$) Н-мода не реализуется, а L—Н-переход в случае малой плотности может происходить уже при мощности $Q_{NB} = 1$ МВт. На рис. 5 видно, что даже при максимальной мощности нагрева разность температур в L- и Н-модах не превышает 1—1,5 кэВ.

На рис. 6 показаны значения энергетического времени жизни τ_E и Н-фактора в зависимости от мощности Q_{NB} . Под Н-фактором (H_f) мы понимаем отношение

$$H_f = \tau_E / \tau_E^{\text{ИТЭР}}, \quad (32)$$

где $\tau_E^{\text{ИТЭР}}$ — скейлинг энергетического времени жизни для Н-моды, известный под именем $\tau_E^{\text{H}}(\text{ИТЭР}_{98(y,2)})$:

$$\tau_E^{\text{ИТЭР}} \equiv \tau_E^{\text{H}}(\text{ИТЭР}_{98(y,2)}) = 0,0562 n_{19}^{0,41} Q^{-0,69} B^{0,15} a^{1,97} I^{0,93} A^{1,39} k^{0,78} M^{0,19} \quad (33)$$

Здесь n_{19} — хордовая плотность плазмы, 10^{19} м^{-3} ; Q — полная поглощённая мощность, МВт; B — тороидальное магнитное поле, Тл; a — малый радиус плазмы, м; I — ток плазмы, МА; A — аспектное отношение; k — вытянутость сечения плазмы; M — отношение массы иона к массе протона. На рис. 6 видно, что в омическом режиме $H_f \sim 0,3$. При увеличении поглощённой мощности величина H_f возрастает, но при $Q_{NB} \sim 6$ МВт она ещё не достигает насыщения, находясь в зоне $H_f^L \sim 0,4$ для L-моды и $H_f^H \sim 0,7$ для Н-моды.

На рис. 7 показано распределение поглощённой мощности между электронами и ионами в зависимости от той же мощности Q_{NB} . При $Q_{NB} < 2$ МВт, пока температура электронов невелика, мощность Q_{NB} распределяется примерно поровну между электронами и ионами. Однако при дальнейшем увеличении Q_{NB} и соответствующем увеличении температуры электронов (параметра λ в формуле (12)) всё большая доля мощности достаётся ионам. При $Q_{NB} \sim 4$ МВт мощность, поглощаемая ионами, уже вдвое больше мощности, поглощаемой электронами. В Н-моде в этой точке температура ионов начинает превышать температуру электронов. Однако с возрастанием поглощённой мощности растут потери на теплопроводность, поэтому температура ионов растёт не очень быстро.

Высокая плотность. При высокой плотности ($n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) поведение центральных температур в зависимости от Q_{NB} (рис. 8) подобно пове-

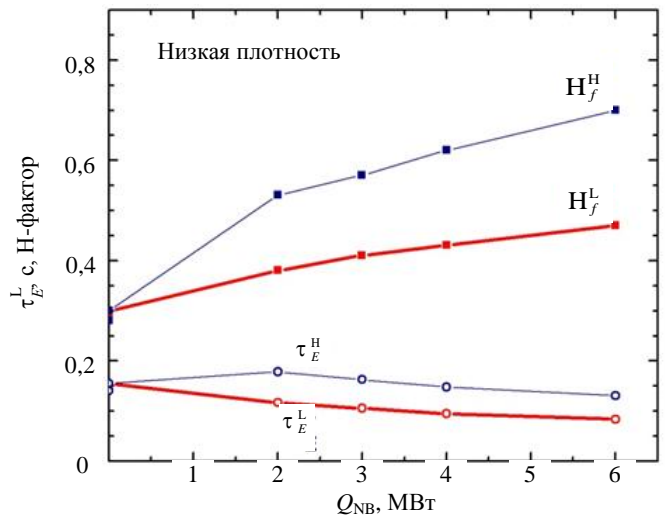


Рис. 6. Энергетическое время жизни τ_E и Н-фактор по отношению к скейлингу ИТЭР_{98(y,2)} для L- (—) и Н-мод (—)

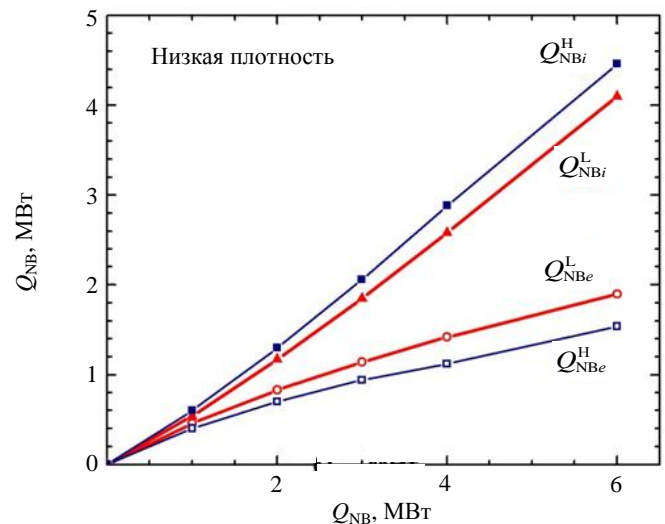


Рис. 7. Мощности пучка, вложенные в электроны и ионы в L- (—) и Н-модах (—)

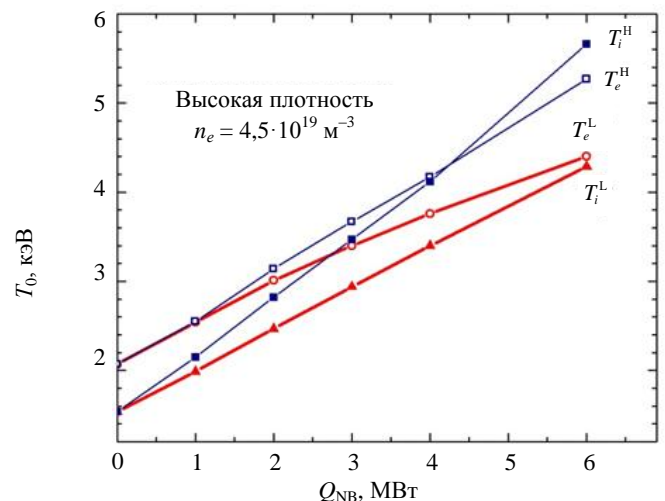


Рис. 8. Центральные температуры ионов и электронов в L- (—) и Н-модах (—) при высокой плотности плазмы

дению центральных температур при низкой плотности (см. рис. 5), однако их абсолютные значения при $Q_{NB} \sim 6$ МВт оказываются ниже почти на 2 кэВ. Энергетическое время жизни при высокой плотности (рис. 9) почти в полтора раза больше, чем при малой плотности (см. рис. 6). Величина H-фактора (см. рис. 9) насыщается в L-моде на уровне $H_f^L \sim 0,5$, а в H-моде при $Q_{NB} \sim 6$ МВт подходит к значению $H_f^H \sim 1$. Рост плотности снижает температуру электронов. Поэтому вплоть до мощности $Q_{NB} \sim 3$ МВт парциальные мощности Q_{NB_e} и Q_{NB_i} , идущие к электронам и ионам, оказываются почти одинаковыми (рис. 10). При дальнейшем увеличении Q_{NB} доля мощности, идущей к ионам, возрастает. На рис. 11 показаны зависимости величины пьедестала температуры электронов и ионов в H-моде от мощности Q_{NB} . Эти значения соответствуют безразмерному условию (29).

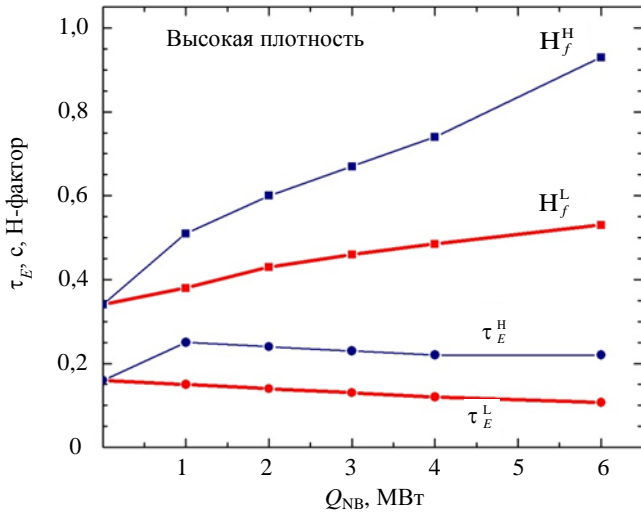


Рис. 9. Энергетическое время жизни τ_E и H-фактор для L- (—) и H-мод (—)

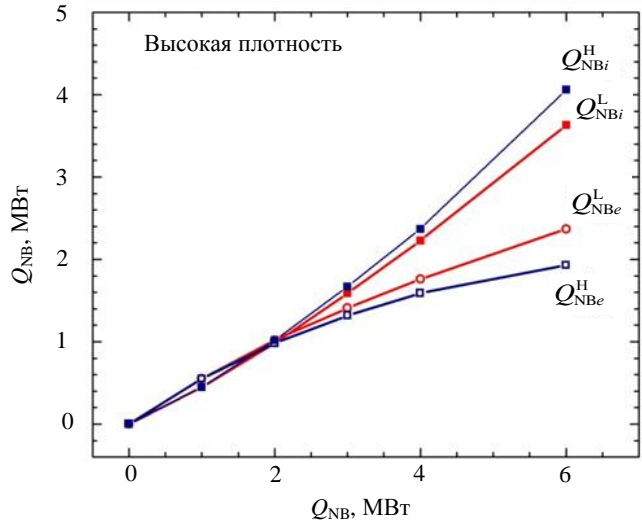


Рис. 10. Мощности пучка, вложенные в электроны и ионы в L- (■, ■) и H-модях (□, ○)

Граничные температуры электронов и ионов (пьедесталы), соответствующие формуле (29), в зависимости от поглощённой мощности пучка при имитации H-моды для низкой ($n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) и высокой ($n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) плотности плазмы показаны на рис. 11.

Нагрев ЕС-волнами. Низкая плотность. На рис. 12 в качестве примера показана удельная вложенная ЕС-мощность (14) при полной мощности $Q_{EC} = 8$ МВт. Везде мы предполагаем, что вся ЕС-мощность

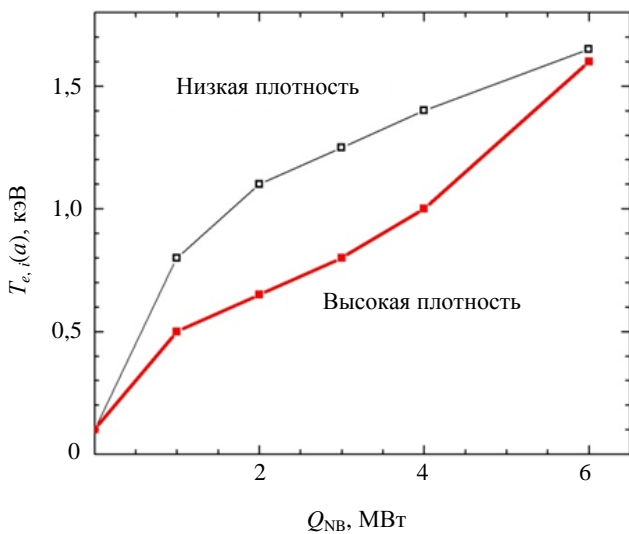


Рис. 11. Граничные температуры электронов и ионов в H-моде в зависимости от поглощённой мощности пучка для низкой (—) и высокой (—) плотности плазмы

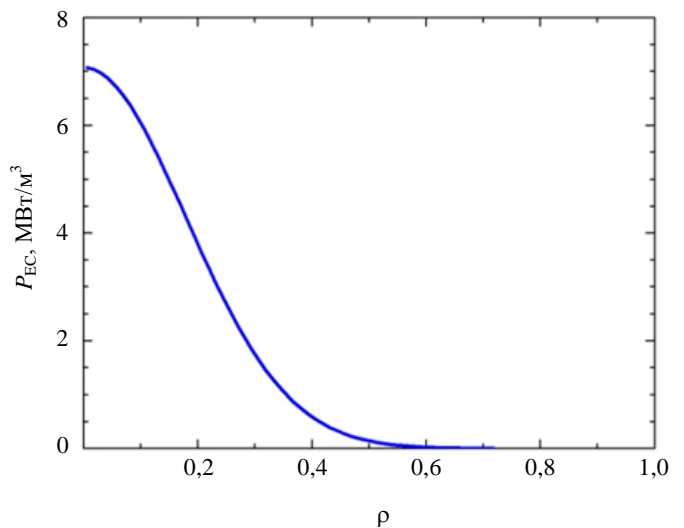


Рис. 12. Профиль вклада ЕС-мощности $P_{EC}(\rho) = C_3 \exp(-\rho^2/2 C_4)$ при $C_4 = 0,15$ и полной мощности $Q_{EC} = 8$ МВт

вкладывается в электроны. На рис. 13 показаны центральные температуры T_0 электронов и ионов в L- и H-модах в зависимости от поглощённой мощности ЕС-нагрева. Видно, что, уже начиная с мощности $Q_{EC} \sim 2$ МВт, электронная температура отрывается от ионной, рост ионной температуры замедляется, а при $Q_{EC} > 4$ МВт температура ионов даже падает.

На рис. 14 показаны зависимости τ_E и H-фактора от поглощённой ЕС-мощности Q_{EC} для L- и H-мод. Величина H-фактора для L-моды выходит на насыщение при $Q_{EC} > 6$ МВт на уровне $H_f^L \sim 0,5$. Для H-моды H-фактор выходит на насыщение на уровне $H_f^H \sim 1$. Видно, что при небольшой мощности нагрева разряды не подчиняются скейлингу ИТЭР_{98(y, 2)} (формула (33)). Насыщение H-фактора означает, что в скейлинге для энергетического времени $\tau_E \sim Q^{-\alpha}$ показатель α не постоянен, а увеличивается при росте мощности от $\alpha \sim 0,4$ в ОН-режиме до $\alpha \sim 0,7$ при $Q > 6-8$ МВт. Так работает модель, но это отражает свойства реального эксперимента.

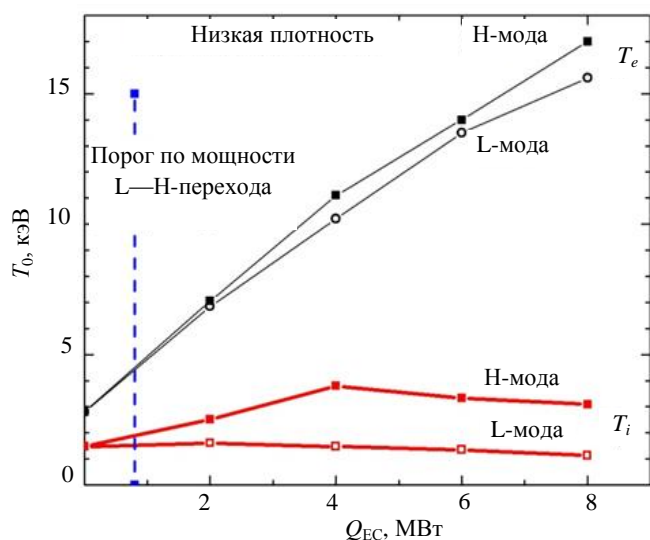


Рис. 13. Центральные температуры ионов (—) и электронов (—) в L- и H-модах при ЕС-нагреве: - - - порог L—H-перехода

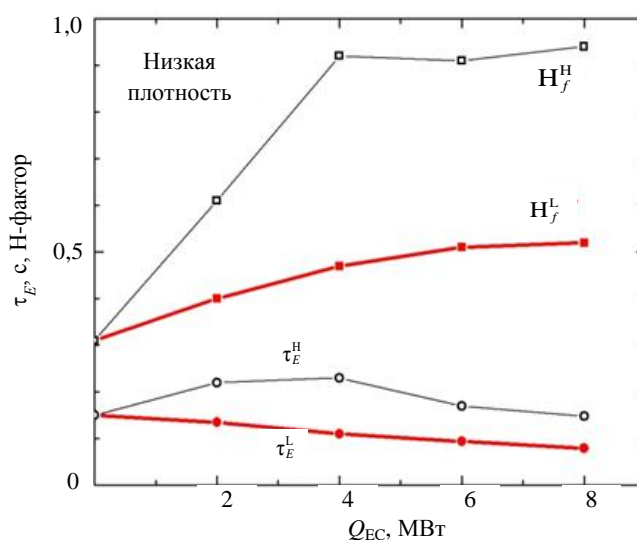


Рис. 14. Энергетическое время жизни τ_E и H-фактор для L- (—) и H-мод (—) при ЕС-нагреве

На установке Т-10 в 1980-х годах было показано, что энергозапас плазмы W растёт при увеличении мощности нагрева как $W \sim Q_{EC}^{0,5}$ [7]. А поскольку

$$\tau_E = W/Q_{EC}, \quad (34)$$

то $\tau_E \sim Q_{EC}^{-0,5}$ и $\alpha = 0,5$ для Т-10. Это означает, что мощность гиротронов на Т-10 была недостаточна, чтобы дойти до скейлинга (33), в котором $\alpha = 0,69$.

На рис. 15 показана зависимость мощности обмена между электронами и ионами от поглощённой мощности Q_{EC} . Видно, что мощность энергообмена между электронами и ионами невелика и не превышает одного мегаватта на фоне поглощённых 6—8 МВт, т.е. в режиме низкой плотности в основном греются электроны.

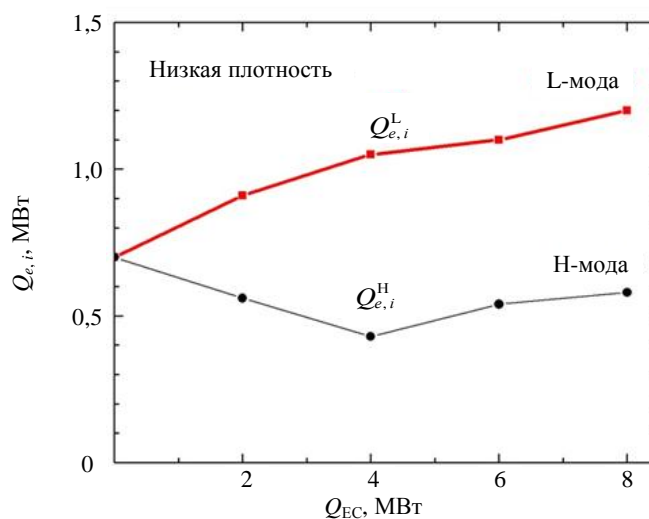


Рис. 15. Мощность обмена между электронами и ионами в L- (—) и H-модах (—)

Высокая плотность. Центральные температуры при ЕС-нагреве в L- и H-модах показаны на рис. 16.

Для электронов при максимальной мощности они почти на 5 кэВ ниже, а для ионов на 1,5—2 кэВ выше, чем при низкой плотности (см. рис. 13). Пороговая мощность L—H-перехода, согласно критерию (27), не превышает 1,5 кэВ (пунктир на рис. 16). Максимальная температура ионов в H-моде достигается при $Q_{EC} \sim 6$ МВт. Энергетическое время жизни τ_E и H-фактор для L- и H-мод показаны на рис. 17. Видно, что H-фактор выходит на насыщение при мощности $Q_{EC} \sim 6$ МВт. Мощность обмена энергией между электронами и ионами для L- и H-мод показана на рис. 18. В случае высокой плотности, как и в случае низкой, она невелика и не превышает 2 МВт.

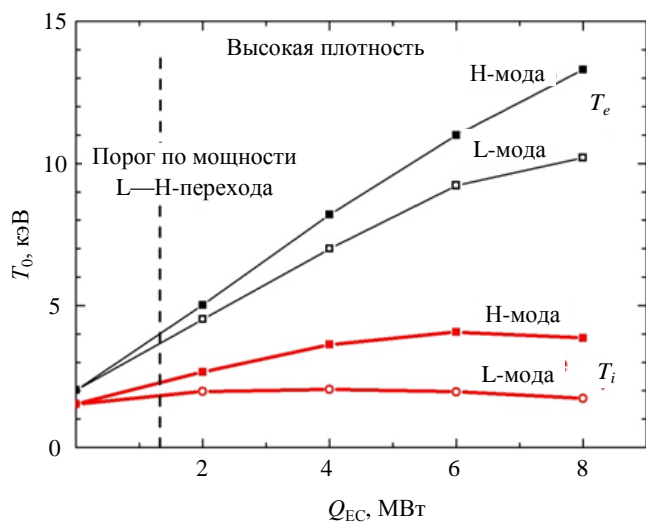


Рис. 16. Центральные температуры ионов (—) и электронов (—) в L- и H-модах: - - - - порог L—H-перехода

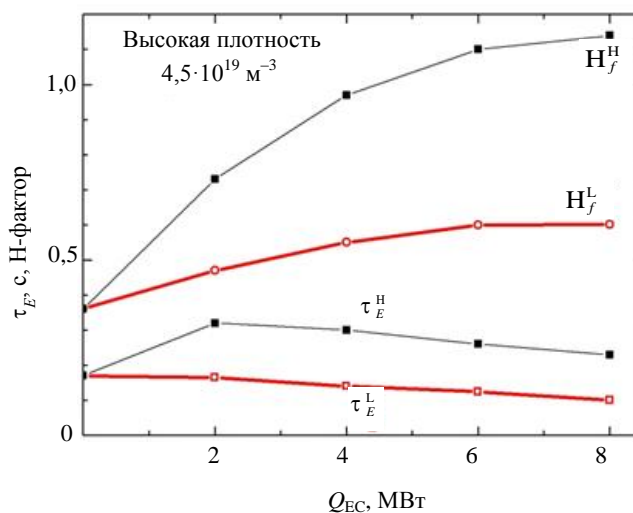


Рис. 17. Энергетическое время жизни τ_E и H-фактор для L- (—) и H-моды (—)

На рис. 19 показаны граничные условия в H-мод для малой и большой плотности, полученные с помощью условия (29). Видно, что при малой плотности они почти достигают 2 кэВ при максимальной мощности ЕС.

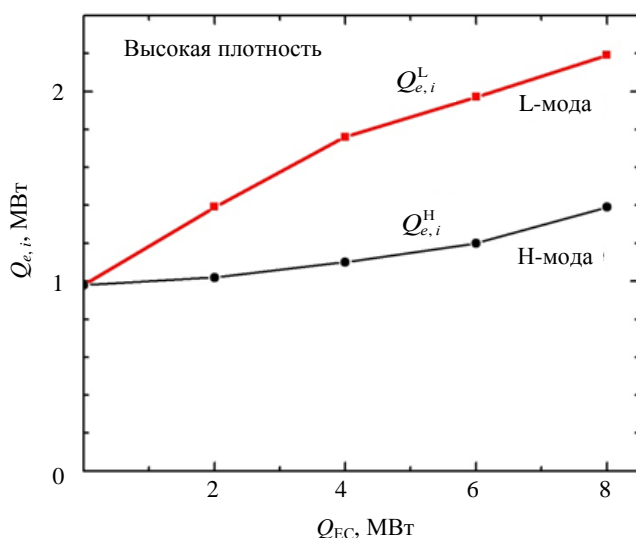


Рис. 18. Мощность обмена между электронами и ионами в L- (—) и H-модах (—) при высокой плотности

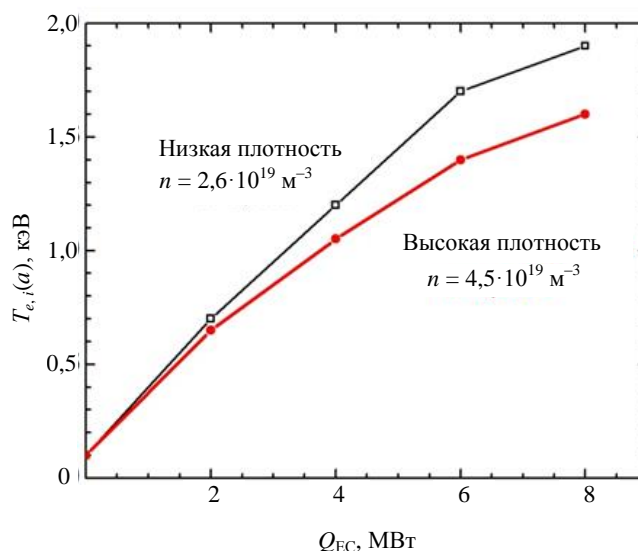


Рис. 19. Граничные температуры электронов и ионов в зависимости от поглощённой ЕС-мощности для низкой (—) и высокой (—) плотности плазмы

На рис. 20 показаны профили эффективной теплопроводности электронов и ионов для L- и H-мод при малой плотности и максимальной ЕС-мощности $Q_{EC} = 8$ МВт. Видно, что в градиентной зоне $\rho > 0,6$ коэффициенты теплопроводности в H-мод заметно меньше коэффициентов теплопроводности в L-мод. Этот факт определяет лучшее глобальное удержание энергии в H-мод, показанное на рис. 17.

Смешанный ЕС + NBI-нагрев. Низкая плотность, L-мода. Центральные температуры электронов T_e и ионов T_i показаны на рис. 21 в зависимости от мощности пучка Q_{NB} для разных мощностей ЕС-нагрева Q_{EC} . Видно, что T_e почти не зависит от поглощённой мощности пучка, уже начиная с $Q_{EC} \sim 2$ МВт. При высокой T_e (> 5 кэВ) они практически не воспринимают мощность от пучка. Это также видно на рис. 22, где показаны полные мощности, вложенные в электроны и ионы в зависимости от мощности пучка. По наклону кривых видно, что во всех случаях от пучка они получают не более 0,5—1 МВт. Поскольку основная часть мощности пучка идет в ионы, то зависимость температуры ионов от мощности пучка мало изменяется при увеличении мощности ЕС-нагрева. Это хорошо видно на рис. 21, где кривые для T_i при разных Q_{EC} очень близки друг другу.

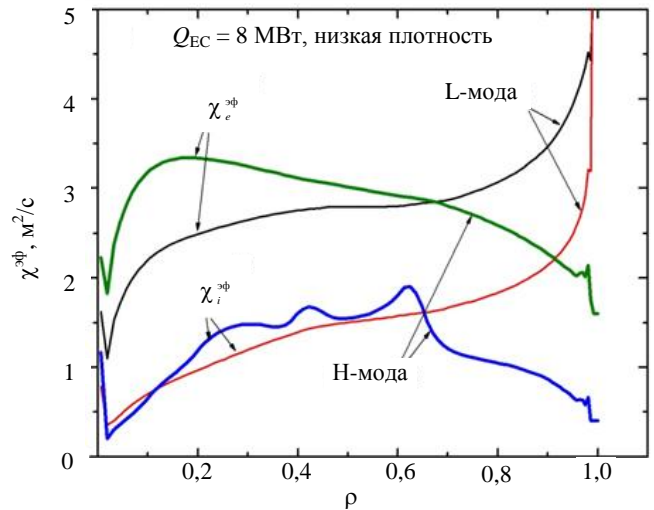


Рис. 20. Эффективный коэффициент теплопроводности в L- и H-модах при ЕС-нагреве $Q_{EC} = 8$ МВт и низкой плотности плазмы

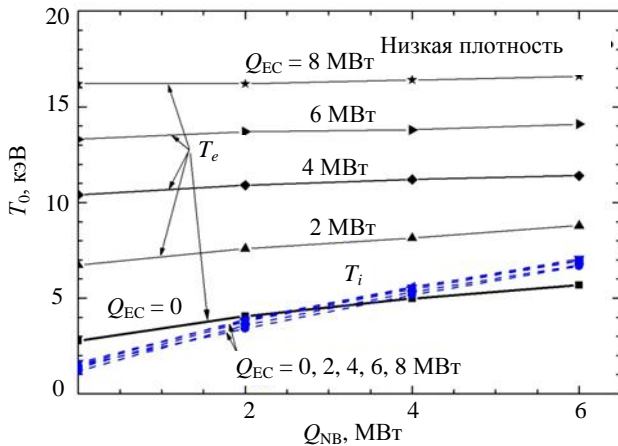


Рис. 21. Зависимость центральной температуры ионов (---) и электронов (—) в L-мод от поглощённой мощности пучка при разной ЕС-мощности и низкой плотности

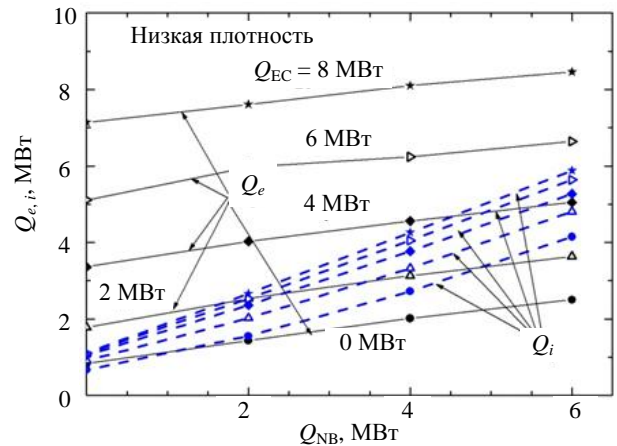


Рис. 22. Зависимость полных мощностей, вложенных в ионы Q_i (---) и электроны Q_e (—) в L-мод, от мощности инжекции пучка при разной ЕС-мощности и низкой плотности

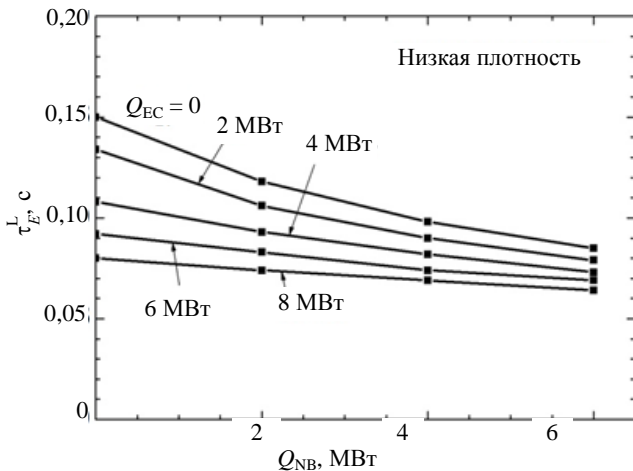


Рис. 23. Энергетическое время жизни плазмы в L-мод при низкой плотности в зависимости от мощности NBI-нагрева при разных мощностях ЕС-нагрева

На рис. 23 показано энергетическое время жизни плазмы в L-мод τ_E^L при малой плотности плазмы в зависимости от мощности NB-нагрева Q_{NB} при разных мощностях ЕС-нагрева Q_{EC} . Видно, что в омическом режиме ($Q_{tot} = Q_{OH} + Q_{NB} + Q_{EC} = Q_{OH}$ при $Q_{OH} = 2$ МВт, $Q_{NB} = 0$, $Q_{EC} = 0$) имеем $\tau_E^L \sim 0,15$ с, а при максимальной мощности нагрева ($Q_{OH} = 0,5$ МВт, $Q_{NB} = 6$ МВт, $Q_{EC} = 8$ МВт, $Q_{tot} = 14,5$ МВт) $\tau_E^L \sim 0,065$ с. Предполагая зависимость $\tau_E^L \sim (Q_{tot})^{-\alpha}$, находим среднее по вложенной мощности значение показателя

$$\alpha = \log(\tau_1/\tau_2)/\ln(Q_2/Q_1) \approx 0,42 \quad (35)$$

вместо 0,69, согласно скейлингу (33).

На рис. 24 показана зависимость Н-фактора в L-моде от тех же параметров, как на рис. 23. Максимальное значение Н-фактора $\sim 0,6$ достигается при мощности порядка 14 МВт.

Высокая плотность, L-мода. Основные закономерности, отмеченные для плазмы в L-мод с малой плотностью, сохраняются и для плазмы с большой плотностью. На рис. 25 показаны зависимости центральной температуры электронов и ионов от мощности пучка для разных мощностей ЕС-нагрева. Вид-

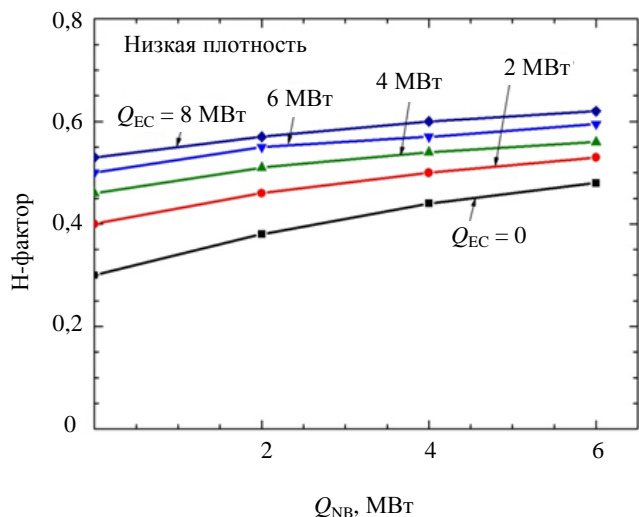


Рис. 24. Н-фактор в L-мод в зависимости от мощности NBI-нагрева при разных мощностях ЕС-нагрева

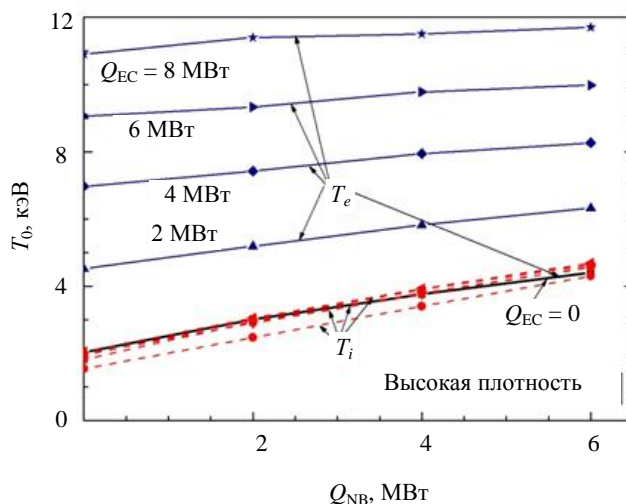


Рис. 25. Зависимость центральной температуры ионов (---) и электронов (—) в L-мод от поглощённой мощности пучка при разной ЕС-мощности и высокой плотности

но, что, несмотря на увеличение плотности, мощность пучка, передаваемая электронам, невелика. Это подтверждается и на рис. 26, на котором показаны полные мощности, поглощённые электронами и ионами. По-прежнему мал и обмен между электронами и ионами, несмотря на большую разность их температур. Максимальные значения энергетического времени жизни (рис. 27) лишь не намного выше зна-

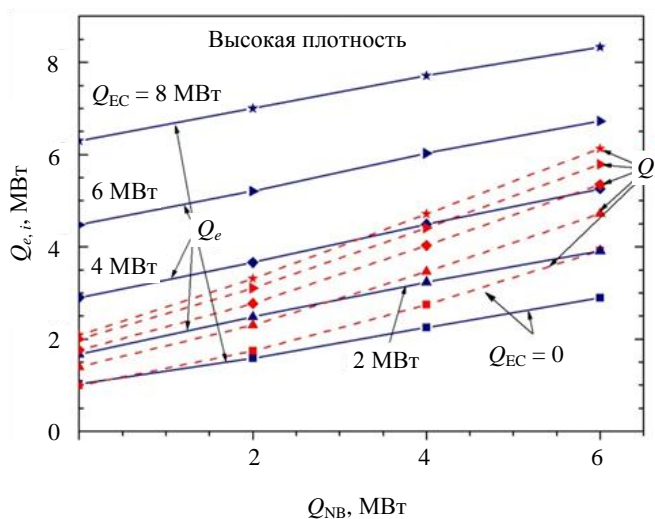


Рис. 26. Зависимость полных мощностей, вложенных в ионы (---) и электроны (—) в L-мод от поглощённой мощности пучка при разной ЕС-мощности и высокой плотности

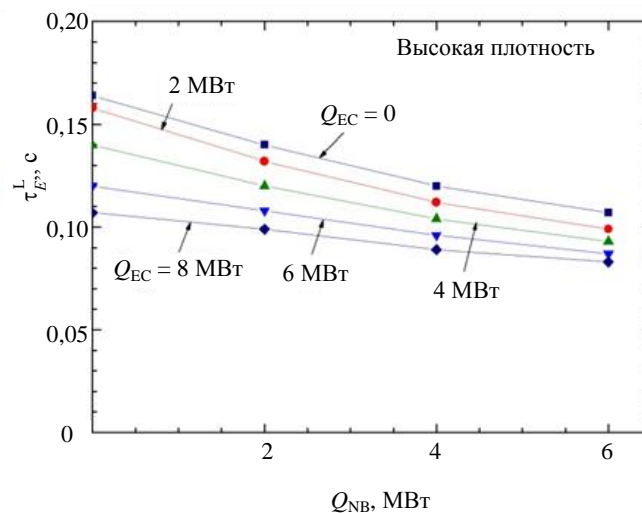


Рис. 27. Энергетическое время жизни плазмы в L-мод при большой плотности в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных мощностях ЕС-нагрева

чений для плазмы с малой плотностью (см. рис. 23). Значения H-фактора (рис. 28) лишь на десятков процентов выше, чем для плазмы с малой плотностью.

Низкая плотность, H-мода. На рис. 29 показаны зависимости центральной температуры электронов и ионов от поглощённой мощности пучка при разной поглощённой ЕС-мощности. Видно, что электронам передаётся совсем небольшая мощность от пучка, так как кривые для T_e почти горизонтальны. Для

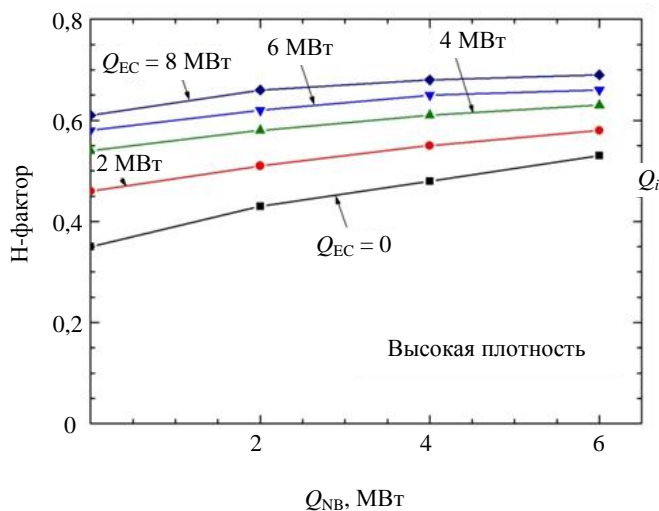


Рис. 28. H-фактор в L-моду в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных мощностях ЕС-нагрева

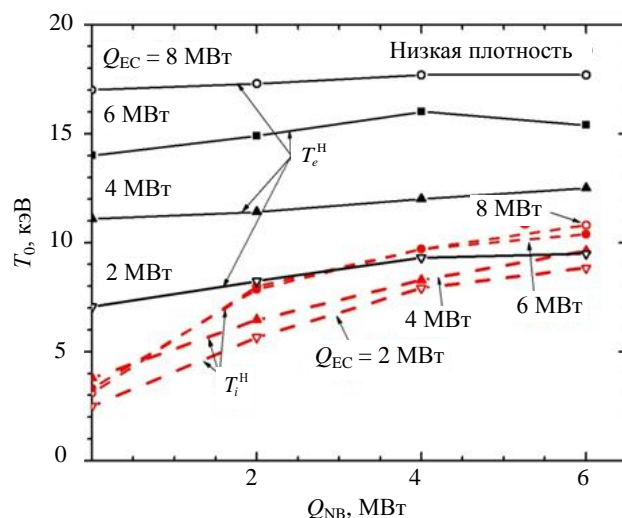


Рис. 29. Зависимость центральной температуры ионов (---) и электронов (—) от поглощённой мощности пучка в H-моду при разной поглощённой ЕС-мощности и низкой плотности

ионов разница в поведении их центральной температуры при разной мощности ЕС-нагрева определяется в основном разной величиной пьедесталов температур при разных мощностях ЕС. Зависимость энергетического времени жизни τ_E^H от тех же параметров, что и на рис. 29, показана на рис. 30.

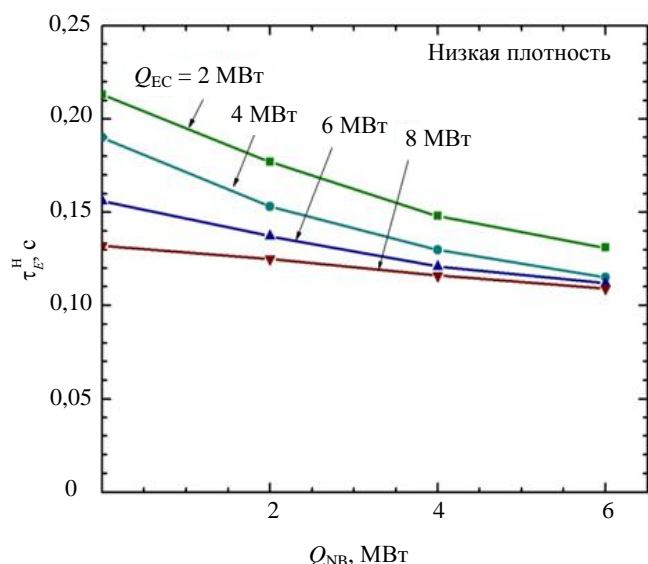


Рис. 30. Зависимость энергетического времени жизни от поглощённой мощности пучка в H-моду при разной поглощённой ЕС-мощности

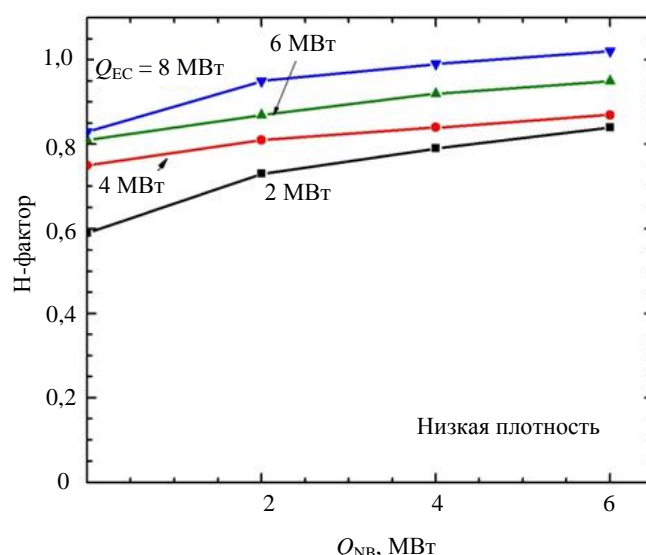


Рис. 31. Зависимость H-фактора от поглощённой мощности пучка в H-моду при разной поглощённой ЕС-мощности

Максимальное значение $\tau_E^H \approx 0,21$ с здесь достигается при $Q_{NB} = 0$ и $Q_{EC} = 2$ МВт. При максимальной мощности $Q_{tot} \sim 14,5$ МВт оно снижается до значения $\tau_E^H \sim 0,12$ с. На рис. 31 представлена зависимость H-фактора от поглощённой мощности пучка при разной ЕС-мощности. Видно, что насыщение H-фактора происходит в полосе $H_f^H \sim 0,8—1$.

Высокая плотность, H-мода. Результаты расчётов здесь мало отличаются от расчётов для малой плотности. На рис. 32 показана зависимость центральной температуры электронов и ионов в H-моде от поглощённой мощности пучка при разной поглощённой ЕС-мощности. Видно, что максимальные температуры электронов на рис. 32 на 5—6 кэВ, а температуры ионов на 4—5 кэВ ниже, чем на рис. 29. Это эффект повышения плотности. На рис. 33 представлены мощности, вложенные в ионы Q_i и электроны Q_e при большой плотности. И здесь мощность пучка в основном идёт в ионы. Энергетическое время жизни

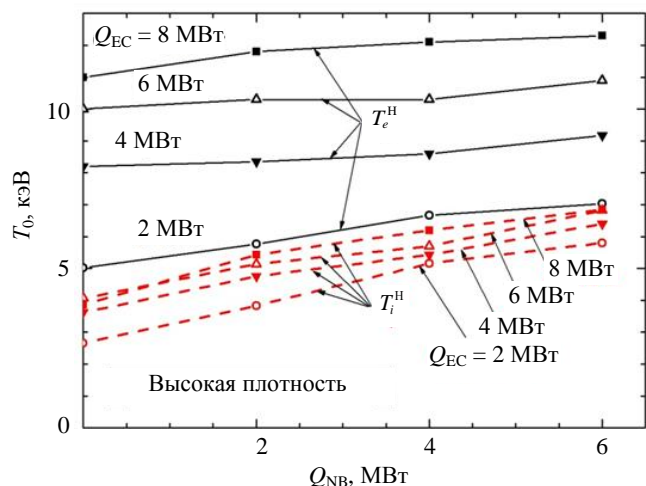


Рис. 32. Зависимость центральной температуры ионов (---) и электронов (—) в H-моде от поглощённой мощности пучка при разной поглощённой ЕС-мощности

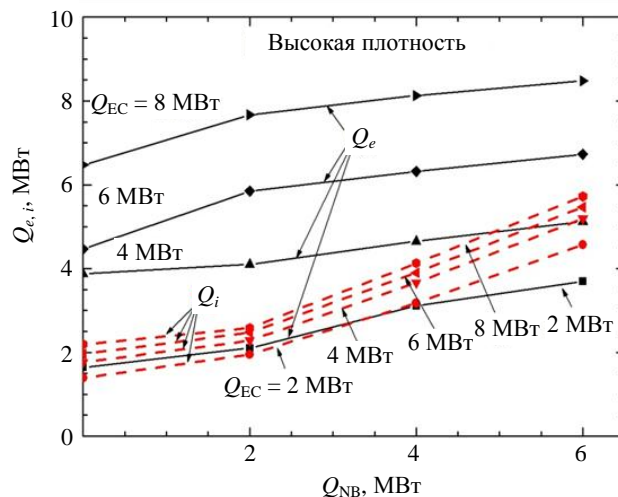


Рис. 33. Мощности, вложенные в ионы Q_i и электроны Q_e , при высокой плотности

плазмы τ_E^H в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных мощностях ЕС-нагрева показано на рис. 34. При малой поглощённой мощности оно достигает значения $\tau_E^H \sim 0,3$ с. На рис. 35 показано поведение H-фактора в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных поглощённых мощностях ЕС-нагрева. И здесь, как и в случае низкой плотности, видно, что величина H-фактора насыщается примерно на уровне $H_f^H \sim 0,9—1,1$ при полной мощности, превышающей 10 МВт.

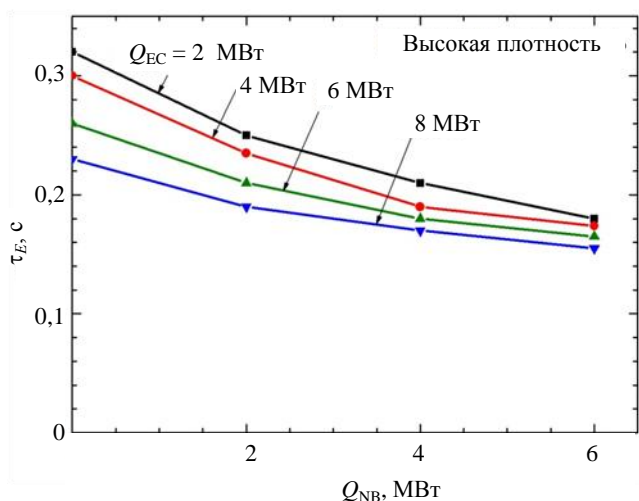


Рис. 34. Энергетическое время жизни плазмы в H-моде в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных мощностях ЕС-нагрева

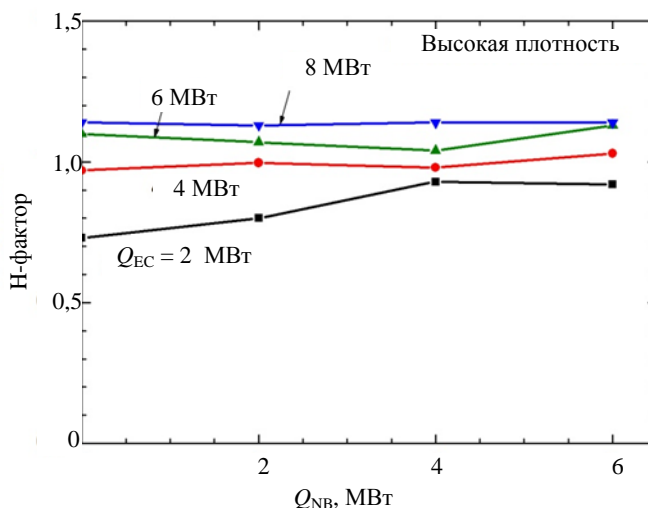


Рис. 35. H-фактор в H-моде в зависимости от поглощённой мощности пучка при разных мощностях ЕС-нагрева

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ОТ ТОКА

Омический режим. До сих пор мы проводили расчёты для тока $I = 2$ МА. При этом значение $q(a)$ достаточно велико (порядка 5—6), и возникает соблазн поднять ток, не нарушая условий устойчивости.

Приведённые в этом разделе расчёты позволяют оценить целесообразность увеличения тока, имея в виду связанные с этим экспериментальные трудности.

В табл. 3 приведены параметры омического режима при различных токах плазмы в случае высокой плотности. Видно, что увеличение тока в 1,5 раза — от 2 до 3 МА увеличивает температуру электронов также в 1,5 раза, а температуру ионов от 1,5 до 2,2 кэВ. Значение $q(a)$ при этом падает от 5,6 до 3,6. По-видимому, дальнейшее увеличение тока ограничено из-за экспериментальных трудностей. В то же время при увеличении тока от 2 до 3 МА энергетическое время жизни увеличивается всего на 15%.

Таблица 3. Параметры омического режима

I , МА	T_{e0} , кэВ	T_{i0} , кэВ	$q(a)$	τ_E^{OH} , с
2	2	1,5	5,6	0,16
2,5	2,5	1,7	4,2	0,17
3	3	2,2	3,6	0,19

Нагрев пучком. На рис. 36 показана зависимость центральной температуры электронов и ионов от поглощённой мощности пучка при токе $I = 2$ и 2,5 МА и высокой плотности. Видно, что даже при максимальной мощности пучка температура электронов и ионов при токе $I = 2,5$ МА превышает температуру электронов и ионов при токе $I = 2$ МА всего на 0,8—1 кэВ. Таким образом, подъём тока до 2,5—3 МА даёт лишь небольшое преимущество по температуре плазмы по сравнению с током 2 МА. Отсюда следует вывод, что подъём тока выше 2 МА для установки Т-15 нецелесообразен, так как это будет происходить за счёт уменьшения длительности разряда.

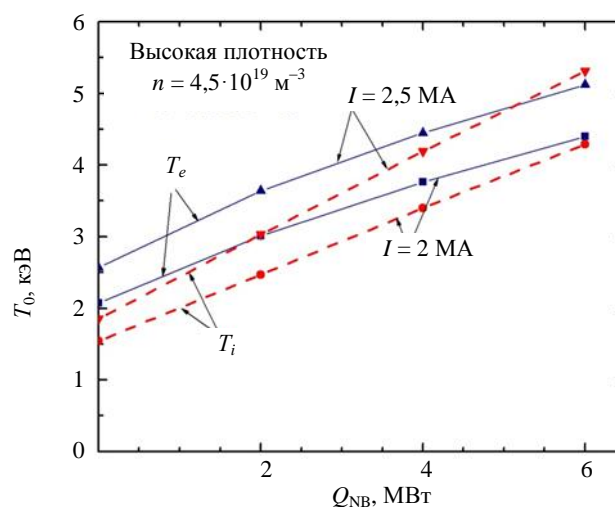


Рис. 36. Центральные температуры ионов (---) и электронов (—) в зависимости от поглощённой мощности пучка при токе $I = 2, 2,5$ МА и высокой плотности

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Напомним прежде всего, что под мощностью мы везде понимаем поглощённую мощность, не обсуждая процессов захвата частиц в случае нагрева пучком нейтралов или неполного поглощения в случае нагрева СВЧ-волнами. Излучение также нигде не принимается во внимание. Принято считать, что в эксперименте поглощается около 80% введённой мощности, и мы считаем, что этой оценкой можно пользоваться. С излучением не всё так просто, так как характер излучения (из центра или периферии) зависит от типа излучающих примесей.

В табл. 4 приведены параметры плазмы Т-15 в омическом режиме и при несильном нагреве нейтральным пучком в режимах L- и H-мод для плазмы высокой и низкой плотности. Переход в H-моду может осуществиться уже при вкладе мощности в плазму, превышающем $Q_{thr} \sim 1,5—2$ МВт. Время удержания и величина H-фактора в L- и H-модах при высокой плотности различаются примерно на 70%.

Таблица 4. Параметры плазмы Т-15 в омическом режиме в L- и H-модах с нагревом водородным пучком $E_b = 80$ кэВ при токе плазмы $I = 2$ МА

Режим	Параметр	ОН	L-мода	H-мода
Низкая плотность, $n = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	Q_{NB} , МВт	0	2	4
	T_{e0} , кэВ	2,8	4	6
	T_{i0} , кэВ	1,5	3,4	6,8
	τ_E , с	0,15	0,11	0,15
	H_f^L	0,3	0,38	0,6
Высокая плотность $n = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	T_{e0} , кэВ	2,2	3	4,2
	T_{i0} , кэВ	1	2,5	4,2
	τ_E , с	0,16	0,13	0,22
	H_f^L	0,35	0,43	0,73

Можно отметить, что «качество» удержания — величина H -фактора растёт с увеличением вкладываемой мощности и выходит на насыщение $H_f \sim 0,8—1$ при полной мощности $Q > 8$ МВт. В режиме ЕС-нагрева ионы практически не греются и имеют температуру 3—4 кэВ, температура электронов отрывается от температуры ионов и при поглощённой мощности $Q_{EC} = 8$ МВт достигает значения 17 кэВ в режиме низкой плотности в H -моде. Добавление NB -нагрева позволяет поднять температуру ионов до 10 кэВ при поглощённой мощности $Q_{NB} = 6$ МВт, не меняя при этом температуру электронов.

Таким образом, даже при реализации мощности нагрева на уровне 5 МВт температура плазмы окажется в диапазоне 4—6 кэВ при времени удержания энергии порядка 0,13—0,15 с. При наличии хорошей диагностики это будет прекрасный объект для исследования.

Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом», госконтракт Н.4х.44.90.13.1101.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ИНВАРИАНТНАЯ ОЦЕНКА ПЬЕДЕСТАЛА ТЕМПЕРАТУРЫ ТОКАМАКА В H -МОДЕ

Основные соотношения. В модели канонических профилей поток тепла имеет вид (26). При центральном нагреве аргумент функции Хевисайда всюду положителен, поэтому $H(x) = 1$, а вторым слагаемым в (26) можно пренебречь в силу (27). Полагая $T_c(0) = T_k(0)$, будем иметь

$$\frac{T'_c}{T_c} - \frac{T'_k}{T_k} = \frac{\partial}{\partial \rho} \ln \left(\frac{T_c(\rho)}{T_k(\rho)} \right) = \frac{\partial}{\partial \rho} \ln \left(\frac{T_c(\rho) T_k(0)}{T_c(0) T_k(\rho)} \right) \geq 0. \tag{П1}$$

Введём обозначение

$$f(\rho) = \frac{T_c(\rho) / T_c(0)}{T_k(\rho) / T_k(0)}. \tag{П2}$$

В силу (П1), (П2)

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \ln f = \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial \rho} \geq 0; \quad f(\rho) \geq 0; \quad f(0) = 1, \tag{П3}$$

поэтому $df/d\rho \geq 0$. Отсюда получаем, что

$$f(\rho) \geq 1. \tag{П4}$$

Полагая $\phi(\rho) = 1/f(\rho)$, будем иметь

$$1 \geq \phi(\rho) = \frac{T_k(\rho) / T_k(0)}{T_c(\rho) / T_c(0)} \geq 0. \tag{П5}$$

Очевидно, что $d\phi/d\rho \leq 0$. Для оценки абсолютной величины пьедестала следует найти $\phi(1)$. С этой целью мы проведём анализ поведения $\phi(\rho)$, используя в качестве $T_k(\rho)$ экспериментальные значения температуры.

Оценки граничных значений $\phi(\rho)$ по экспериментальным данным установки ЖЕТ. В таблице приведены основные параметры импульсов ЖЕТ, использованных для анализа [8]. Поскольку экспери-

Основные параметры выбранных импульсов ЖЕТ

Импульс	t, c	$T_n(1)$	$n, 10^{19} m^{-3}$	$P_{NB}, MВт$	I, MA	$q(a)$
62 093	16	0,5	4,17	14,2	2,75	2,96
62 094	16	0,4	3,23	14,5	2,75	2,94
61 103	15	0,64	6,54	15	2,75	3,37
78 032	13	0,58	5,74	15,2	2,5	4,5
61 138	20	0,67	9,9	12,4	2,5	3,82
61 174	22	0,58	5,84	13,8	2,35	3
61 132	25	0,35	2,33	13,1	2,35	3,18
61 097	23	0,6	4,62	13	2	3,1
69 463	22,8	0,65	5,27	12,2	1,7	5,05
69 463	26	0,55	5	13,8	1,7	5,1
61 366	26	0,72	3,04	12,4	1,5	4
61 543	23	0,64	4,84	12,9	1,5	5,46
61 526	22	0,75	2,7	11,5	1	6,4

ментальные данные для температуры электронов и ионов на краю плазмы имеют обычно большие погрешности, мы используем далее для увеличения надёжности в качестве функции $\phi(\rho)$ нормализованную сумму температур электронов и ионов

$$\phi(\rho) = T_n(\rho) = \left(\frac{T_e(\rho) + T_i(\rho)}{T_e(0) + T_i(0)} \frac{T_c(0)}{T_c(\rho)} \right), \quad (П6)$$

не различая величин пьедесталов электронов и ионов по отдельности. В качестве T_e и T_i мы будем использовать измеренные величины $T_e^{\text{exp}}(\rho)$ и $T_i^{\text{exp}}(\rho)$, обработанные кодом TRANSP. В таблице P_{NB} — поглощённая в плазме мощность, I — ток плазмы, n — средняя плотность плазмы.

На рис. 1П показаны профили функции $T_n(\rho)$ для трёх импульсов: импульса № 61 103 с большим током $I = 2,75$ МА и большой плотностью $n = 6,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, импульса № 61 138 с током $I = 2,5$ МА и очень большой плотностью $n = 9,9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и импульса № 61 526 с малым током $I = 1$ МА и малой плотностью $n = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Для первого и второго из этих импульсов $T_n(1) \sim 0,6$, для третьего $T_n(1) \sim 0,8$.

На рис. 2П показаны зависимости функции $T_n(\rho, t)$ от времени в двух пространственных точках $\rho = 1$ и $\rho = 0,8$ для тех же импульсов: № 61 103, 61 138 и 61 526. Видно, что отклонение этих функций от постоянной в течение одной секунды не превышает 5—10%.

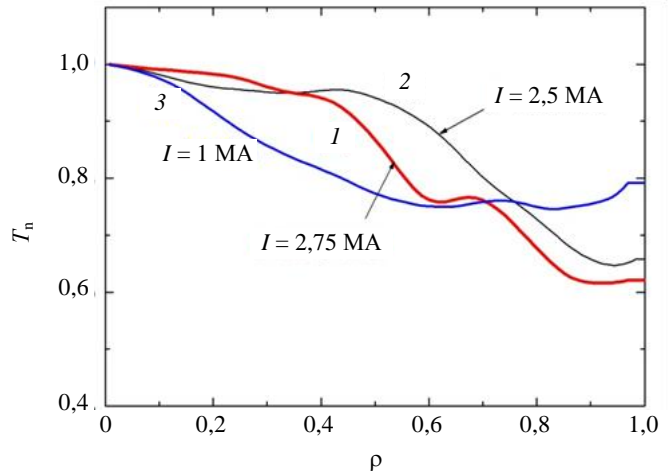


Рис. 1П. Экспериментальные радиальные профили суммарной температуры $T_e + T_i$, нормализованные на канонический профиль температуры для трёх импульсов № 61 103 (1), № 61 138 (2), № 61 526 (3) в моменты времени $t = 15, 20$ и 22 с соответственно

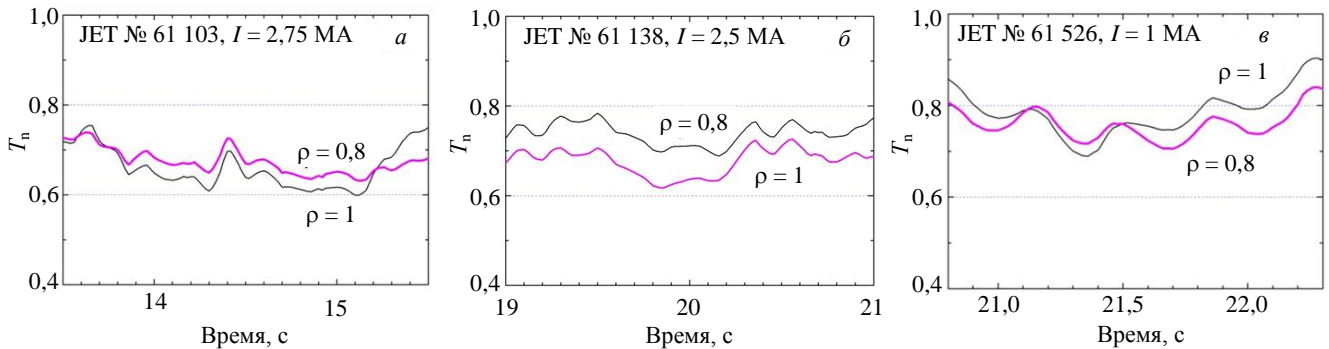


Рис. 2П. Временное поведение нормированной экспериментальной температуры в точках $\rho = 0,8$ и $\rho = 1$ (пьедестал) для импульсов № 61 103 (а), № 61 138 (б) и № 61 526 (в)

На рис. 3П показаны усреднённые по времени значения величин $T_n(1) = \langle T_n(\rho = 1, t) \rangle$ для всех импульсов таблицы, упорядоченных по величине тока плазмы. Эти же значения приведены в таблице. Усреднение проведено по временным интервалам масштаба одной секунды в окрестности временных точек, также указанных в таблице. Также на рис. 3П показаны значения средней хордовой плотности плазмы n , поглощённой мощности P_{NB} и параметра $q(a)$. На рисунке видно, что значения T_n слегка уменьшаются с ростом тока и заметно уменьшаются с уменьшением плотности.

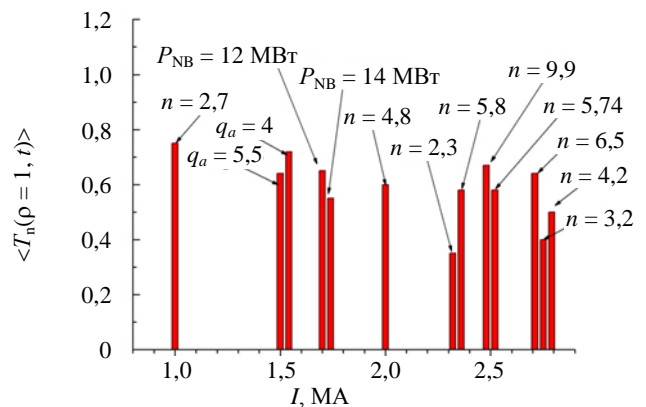


Рис. 3П. Относительная величина пьедестала температуры, усреднённая по времени, для импульсов JET с различным током плазмы

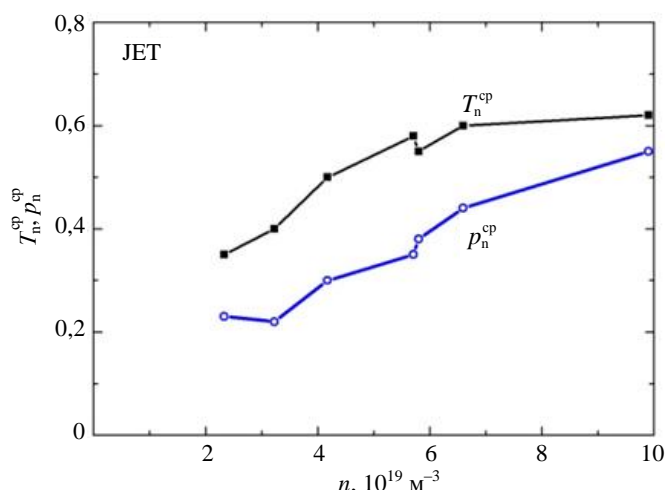


Рис. 4П. Нормализованная, усреднённая по времени величина пьедестала температуры T_n^{cp} и давления p_n^{cp} на JET при большом токе $I > 2,2$ МА в зависимости от плотности плазмы

На рис. 4П показана величина нормализованного пьедестала температуры $T_n^{\text{cp}} = \langle T_n(\rho = 1, t) \rangle = T_n(1)$, усреднённая по времени, при больших токах $I > 2,0$ МА в зависимости от плотности плазмы. Видно, что пьедестал монотонно растёт с ростом плотности, оставаясь в диапазоне $0,4 < T_n(1) < 0,6$. Эти оценки удобно использовать в предиктивных расчётах по транспортным моделям.

Для расчёта пьедесталов плотности надо оценить экспериментальное поведение нормализованных величин давления p_n^{cp} , подобных величинам T_n^{cp} :

$$p_n^{\text{cp}} = \frac{p(1)/p(0)}{p_{\text{cp}}(1)/p_{\text{cp}}(0)}. \quad (\text{П7})$$

Здесь p_{cp} — канонический профиль давления.

Зависимость p_n^{cp} от плотности плазмы для тока

$I > 2$ МА также показана на рис. 4П. Кривые, показанные на рис. 4П, пригодны и для других установок, поскольку нормированные величины T_n^{cp} и p_n^{cp} не зависят от геометрии установки и вложенной мощности. Эти кривые могут быть использованы в транспортных расчётах для оценки пьедесталов температуры и плотности при достаточно больших токах.

REFERENCES

1. **Azizov E.A. et al.** Status of project of engineering-physical tokamak. — In: Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Korea, 2010, Rep. FTP/P6-01.
2. **Program** of physical studies on installation Tokamak 15. Edited by S.E. Lysenko and V.S. Mukhovatov: Preprint IAE-3891. — M.: I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, 1984, (in Russian).
3. **Pistunovich V.I.** Tokamak with fast atoms injection: Preprint IAE-2209. — M.: I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, 1972. p. 87 (in Russian).
4. **Dnestrovskiy Yu.N., Kostomarov D.P.** Mathematical simulation of plasma.: M., Fizmatlit (PhysMathLit), 1993 (in Russian).
5. **Dnestrovskij Yu.N., Connor J.W., Cherkasov S.V. et al.** Analysis of pressure profiles and transport simulation of MAST discharges — Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, vol. 49, p. 1477.
6. **Dnestrovskiy Yu.N.** Hot plasma self-organization. — M.: NRC «Kurchatov institute», 2013. p. 172 (in Russian).
7. **Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Vasin N.L. et al.** The impact of power profile deposited in plasma on efficiency of ECR-heating on T-10. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1988, vol. 14, № 9, pp. 1027—1045 (in Russian).
8. **Dnestrovskiy Yu.N., Dnestrovskiy A.Yu., Danilov A.V. et al.** The transport model of canonical profiles application to the analysis of impulses with H-mode in tokamaks. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, № 8, pp. 691—700 (in Russian).

AUTHORS

Dnestrovskiy Yu.N. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dny@nfi.kiae.ru

Danilov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Danilov_AV@nrcki.ru

Dnestrovskij A.Yu. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dnestrov0@gmail.com

Lysenko S.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; lysenko@nfi.kiae.ru

Sushkov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; alexeysushkov@yandex.ru

Cherkasov S.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; cher2000@gmail.com

Received 18 July 2013
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 4, pp.45—63