

УДК 621.039.623

## ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РЕЖИМА СТАЦИОНАРНОГО РАЗРЯДА В КОМПАКТНОМ ТОКАМАКЕ

*А.А. Голиков, Б.В. Кутеев (РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия)*

В работе обоснован выбор параметров стационарного разряда компактного токамака (большой радиус  $R = 0,47$  м, малый радиус  $a = 0,27$  м, магнитное поле 1,35 Тл), на основе которого проектируется источник нейтронов 14 МэВ. С помощью аналитической модели выполнены расчёты разрядного тока, складывающегося из бутстреп-тока и тока, генерируемого системами дополнительного нагрева. В условиях нагрева плазмы пучком дейтерия мощностью  $P$  до 15 МВт с энергией до 300 кэВ определены концентрации плазмы, обеспечивающие достижение разрядного тока до 3 МА. Показано, что в рабочих точках мощность синтеза на пучке  $P_{\text{fusion}}$  находится на уровне единиц мегаватт, а коэффициент усиления мощности синтеза ( $Q_{\text{fusion}} = P_{\text{fusion}}/P$ ) составляет около 0,5. Рассмотрены также возможности использования дополняющих нейтральную инжекцию высокочастотных методов генерации тока на основе электронных циклотронных волн (по схеме возбуждения в плазме бернштейнских волн), а также высших гармоник быстрых магнитозвуковых волн. Электронный циклотронный диапазон является эффективным для создания плазмы на начальной стадии разряда. Для подъёма тока на промежуточной стадии и поддержания тока в стационаре совместно с инжекцией пучка могут быть использованы обе схемы.

**Ключевые слова:** токамак, параметры разряда, генерация тока, стационарный режим, мощность синтеза, подъём тока.

CHOICE OF PARAMETERS FOR STEADY STATE OPERATION IN A COMPACT TOKAMAK. A.A. GOLIKOV, B.V. KUTEEV. The choice of parameters for steady state operation of the compact tokamak as a 14 MEV neutron source (the major radius  $R = 0.47$  m, minor radius  $a = 0.27$  m, magnetic field — 1.35 T) is considered. An analytic model is developed for calculating the total plasma current composed of bootstrap current and that generated by auxiliary heating systems. In conditions of plasma heating by the neutral beam with energy of 300 keV and power  $P$  of 15 MW it was defined the range of plasma density providing a plasma current up to 3 MA. It is shown that within operation limits the fusion power  $p_{\text{fusion}}$  produced by beam-plasma interaction maintains at a mw-level, and the power multiplication factor  $q_{\text{fusion}} = p_{\text{fusion}}/p$  is close to 0,5. The possibilities to use high frequency methods of plasma current generation based on electron cyclotron waves (including excitation of bernstein's waves in plasma), and the high harmonics of fast magnetosonic waves are considered in addition to neutral beam injection. The electron cyclotron waves are effective for the plasma start-up stage. Both schemes can be used together with neutral beam injection for plasma ramp – up at an intermediate stage and for plasma current generation in steady state operation.

**Key words:** tokamak, parameters for plasmas discharge, current drive, steady state operation, fusion power, start-up stage.

### ВВЕДЕНИЕ

При концептуальном анализе источников термоядерных нейтронов на основе компактных токамаков с низким аспектным отношением необходимо определить параметры разряда, обеспечивающие стационарный режим с неиндуктивной генерацией тока [1]. Оптимальная система дополнительного нагрева должна обеспечивать пробой, подъём тока и его стационарное поддержание, что требует применения различных неиндуктивных методов как для создания оптимальных профилей давления плазмы с целью создания максимальной величины бутстреп-тока, так и для непосредственной генерации токов увлечения. На сегодняшний день для этих целей широко используются инжекция быстрых атомов и высокочастотные методы, основанные на возбуждении различных мод плазменных волн.

Работы по оптимизации систем дополнительного нагрева и генерации тока для достижения стационарных разрядов в токамаках активно ведутся с использованием численных методов [2]. Необходимость в неиндукционной генерации токов увлечения связана также с проблемой контроля радиального профиля плотности тока для управления МГД-неустойчивостями, формирующими характеристики удержания плазмы. Оптимизация профиля плотности плазменного тока может потребовать применения комбинации нескольких волновых схем генерации токов увлечения.

Сегодня на сферических токамаках (MAST, NSTX, Globus-M) используются волновые схемы генерации токов увлечения на основе электронных циклотронных волн (ЭЦПВ) (по механизму возбуждения в области верхнего гибридного резонанса бернштейнских волн (ЭБВ)) [3, 4], а также на основе возбуждения в плазме высших гармоник быстрых волн [5]. Данные схемы генерации имеют значения эффективности, сравнимые с достигаемыми при инжекции нейтральных пучков [6]. Эксперименты показывают, что электронные циклотронные волны эффективны для создания тока на начальных стадиях плаз-

менного разряда (как по механизму непосредственного поглощения волны на фундаментальном резонансе, так и в результате трансформации в бернштейновские волны). Высшие гармоники быстрых волн можно использовать на стадии подъёма и поддержания тока [7].

В данной работе на основе аналитической модели выполнены расчёты величин полного плазменного тока, складывающегося из бутстреп-тока и тока, создаваемого при помощи неиндукционных методов генерации. Приводятся зависимости полного плазменного тока  $I$  от внешних параметров, предполагая, что плотность плазмы  $n$ , мощность дополнительного нагрева  $P$  и энергия пучка  $E_{\text{beam}}$  являются независимыми параметрами. Плотность плазмы при этом изменялась в широких пределах, не превышая предела по Гринвальду ( $\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ). Энергия же ионов пучка при этом варьировалась с учётом условия, что длина свободного пробега быстрых ионов меньше малого радиуса плазмы ( $< 250\text{—}300 \text{ кэВ}$ ). Проанализированы также возможности использования ЭЦРН, ЭБВ и ВГБВ на стадиях пробоя и подъёма тока.

### ОПИСАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРАБАТЫВАЕМОЙ УСТАНОВКИ

В работе анализируется компактный токамак ТИН-СТ с низким аспектным отношением  $A$  ( $R = 0,47 \text{ м}$ , малый радиус  $a = 0,27 \text{ м}$ ,  $A = 1,74$ ), высоким отношением давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля  $\beta_p = 1,14$  и значительной величиной бутстреп-тока  $I_{\text{boot}} = 2 \text{ МА}$  ( $\sim 65\%$  от общего тока). Основные параметры ряда действующих установок подобного типа NSTX, MAST, Глобус-М приведены в табл. 1. Токмак ТИН-СТ имеет размер несколько больше, чем Глобус-М, и меньше NSTX, MAST. Для повышения интенсивности реакции ядерного синтеза тороидальное магнитное поле  $B_0$  в ТИН-СТ значительно увеличено по сравнению с значениями  $B_0$  в современных установках. Как видно из таблицы, для генерации тока и нагрева плазмы используются инжекция нейтральных атомов и высокочастотные методы нагрева на основе электронных и ионных циклотронных волн. Именно они будут обсуждаться в данной работе применительно к ТИН-СТ. Переход из  $L$ - в  $H$ -моду в токамаке ТИН-СТ ожидается при мощности нагрева менее  $1 \text{ МВт}$ , поэтому в рабочих режимах с мощностью  $15 \text{ МВт}$  установка заведомо окажется в  $H$ -моду.

Таблица 1. Параметры ряда действующих и проектируемого сферических токамаков

Параметры установки и рабочего режима	NSTX		MAST		Глобус-М		ТИН-СТ	
$R$ , м	0,85		0,85		0,36		0,47	
$a$ , м	0,65		0,65		0,24		0,27	
Тороидальное магнитное поле на оси $B_0$ , Тл	0,3(0,6)		0,5		0,62		1,35	
Магнитная система	Теплая		Теплая		Теплая		Теплая	
Длительность разряда, с	1		5		0,13		Стационарный	
Проектное значение плазменного тока $I_p$ , МА	1		2		0,5		3	
Системы нагрева и генерации тока	Пучки	7 МВт	Пучки	5 МВт	Пучки	1 МВт	Пучки	15 МВт
	ВГБВ	6 МВт	ЭБВ	1,5 МВт	ИЦРН	0,5 МВт	ВГБВ	2 МВт
	ЭБВ	1 МВт					ЭБВ	2 МВт
$n_e$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$	0,5		0,5		1,3		2	
$T_e$ , кэВ	1—3		3		0,4—0,7		7 (5)	
Тороидальное $\beta$	40		40		10		60	
Время удержания, с	0,07		0,04				0,04	
Режимы	$L, H$		$L, H$		$L, H$		$H$	
Нейтроны, н/с							До $3,55 \cdot 10^{18}$	

Для достижения стационарного разряда предпочтительны режимы с высокой долей бутстреп-тока до  $\sim 90\%$ , чтобы ослабить требования к системе генерации токов увлечения. Чтобы создать ток в центре плазмы, где бутстреп-ток спадает до нуля, необходимы специальные методы, обсуждаемые в [6] и далее. Значения  $\beta_p$  и бутстреп-ток чувствительны к особенностям профиля плотности и другим глобальным факторам, таким, как вытянутость  $k$  и треугольность  $\delta$  установки. В рабочих режимах профили давления плазмы оптимизируются, чтобы увеличить долю бутстреп-тока и минимизировать вводимую мощность.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ РАЗРАБАТЫВАЕМОЙ УСТАНОВКИ

Для стационарной работы установки необходимо создать в плазме ток величиной до 3 МА при мощности дополнительного нагрева более 15 МВт. Указанное значение тока близко к пределу, определяемому запасом устойчивости ( $q = 3,5$ ). Высокие значения плазменного тока позволяют улучшить удержание энергии в плазме.

В рамках разработанной модели были выполнены расчёты величин полного плазменного тока  $I$ , складывающегося из бутстреп-тока и тока, возбуждаемого неиндукционными методами. Были получены зависимости  $I$  от внешних параметров. Плотность плазмы при этом варьировалась, не превышая предела по Гринвальду ( $\approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ). Энергия же ионов пучка при этом может изменяться при условии, что длина свободного пробега быстрых ионов меньше малого радиуса плазмы.

Данные расчёты выполнены на основе нульмерной модели, использующей глобальные транспортные соотношения и скейлинги для генерации тока. Вариация таких параметров, как средняя плотность плазмы, значения  $H$ -фактора для энергетического времени, параметры пучка быстрых атомов, позволяет оптимизировать режимы работы как с позиций обеспечения необходимого значения величины тока, так и с позиций скорости реакции синтеза.

В модели средняя плотность плазмы  $n$ , мощность дополнительного нагрева  $P$  и энергия пучка  $E_{\text{beam}}$  являются независимыми параметрами. Электронная температура плазмы  $T_e$  определяется из соотношения для энергосодержания плазмы, мощности нагрева и эмпирического скейлинга для энергетического времени в предположении, что  $T_e \approx T_i$ :

$$3nT_eV_{\text{pl}} = P\tau_E, \quad (1)$$

где  $V_{\text{pl}}$  — объем плазмы;  $\tau_E$  — энергетическое время жизни плазмы, определяемое как скейлинг ИТЭР [9]:

$$\tau_E(n, P) = 0,0562H I_p^{0,98} R^{1,97} \varepsilon^{0,58} n_{19}^{0,41} B_0^{0,15} P^{-0,69} M^{0,19} \delta^{0,78} \quad (\text{МА}, \text{м}, \text{Тл}, \text{м}^{-3}, \text{МВт}), \quad (2)$$

где  $H$  — фактор, характеризующий превышение энергетического времени жизни плазмы на установках с низким аспектным отношением;  $\varepsilon = a/R$ ;  $M$  — массовое число (для D—Т-плазмы (1:1) оно равно 2,5);  $n_{19}$  — плотность плазмы в единицах  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Отношение величины бутстреп-тока к проектному току в плазме  $I_p$ , учитывающее геометрию плазмы (треугольность  $\delta$  и вытянутость  $k$ ) и запас устойчивости  $q_{95}$  на поверхности с полоидальным потоком 95% от полного потока, определяется [10]:

$$\frac{I_{\text{boot}}(n, P)}{I_{\text{pl}}} = (1,32 - 0,235q_{95} + 0,0185q_{95}^2)(a/R)^{1,32/2} \beta_p(n, P)^{1,3}; \quad (3)$$

где

$$q_{95} = 5a^2 \frac{B_0 [1 + k^2 (1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)] (1,17 - 0,65 a/R)}{2RI_{\text{pl}} [1 - (a/R)^2]}; \quad (4)$$

$$\beta_p(n, P) = \frac{2nT_e(n, P)}{B_p^2/2\mu_0}. \quad (5)$$

Величина генерируемого тока  $I_{\text{CD}}$  считалась прямо пропорциональной мощности генерации и обратно пропорциональной произведению плотности плазмы на большой радиус тороидальной плазмы [10]:

$$I_{\text{CD}} = \gamma(T_e) \frac{P}{nR}. \quad (6)$$

Коэффициент пропорциональности  $\gamma(T_e)$  — эффективность генерации тока. При инжекции нейтральных пучков для данных параметров плазмы, мощности генерации и энергии пучка порядка сотни кэВ эта величина составляет около  $0,1 \cdot 10^{20} \frac{\text{МА}}{\text{МВтм}^2}$  [11].

Решение системы уравнений (1)—(6) при заданных значениях параметров задачи ( $n, P, H, E_{\text{beam}}, I_{\text{pl}}$ ) позволяет получить расчетную величину полного плазменного тока  $I(n, P, H, E_{\text{beam}})$ , которая может быть представлена в виде

$$I(n, P, H, E_{\text{beam}}) = I_{\text{boot}}(n, P, H, E_{\text{beam}}) + I_{\text{CD}}(n, P, H, E_{\text{beam}}). \tag{7}$$

Наряду с генерацией тока в модели оцениваются величина мощности синтеза на пучке и величина коэффициента  $Q$ .

Приводимые оценки справедливы в предположении, что энергия пучка много больше критической энергии пучка  $E_{\text{beam}} \gg E_{\text{cr}} \gg T_e$ , где

$$E_{\text{cr}} = 14,8 \frac{T_e A_{\text{beam}}}{n} \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{A_i} \text{ (кэВ, м}^{-3}\text{)}, \tag{8}$$

где  $A_{\text{beam}}, A_i$  — атомный вес пучка и компонентов плазмы соответственно;  $Z_i$  — заряды компонентов плазмы. Отметим, что при электронной температуре  $\sim 5$  кэВ значение критической энергии составляет  $\sim 80$  кэВ.

При инжекции нейтральных пучков в результате перезарядки и ионизации образуется популяция быстрых ионов, функция распределения которых имеет вид [12]

$$f(v) = \begin{cases} \frac{Av^2}{v^3 + v_{\text{cr}}^3}, & v \leq v_{\text{beam}}; \\ 0, & v > v_{\text{beam}}, \end{cases} \tag{9}$$

где  $v_{\text{cr}}$  — критическая скорость пучка соответствует критической энергии (уравнение (8));  $v_{\text{beam}}$  — скорость ионов пучка; константа  $A$  находится из условия нормировки. Видно, что критическая энергия пропорциональна электронной температуре, а следовательно, зависит от параметров  $n, P, H$ . Аналогично и функция распределения частиц зависит от плотности плазмы, мощности нагрева и характеристик удержания энергии. На рис. 1 показаны функции распределения быстрых ионов при различных мощностях инжекции быстрых атомов с энергией 250 кэВ в плазму с плотностью  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , рассчитанные с использованием уравнений (1), (2), (9). Следует отметить, что по мере увеличения мощности инжекции увеличивается доля быстрых частиц, а максимум функции распределения смещается в сторону больших энергий.

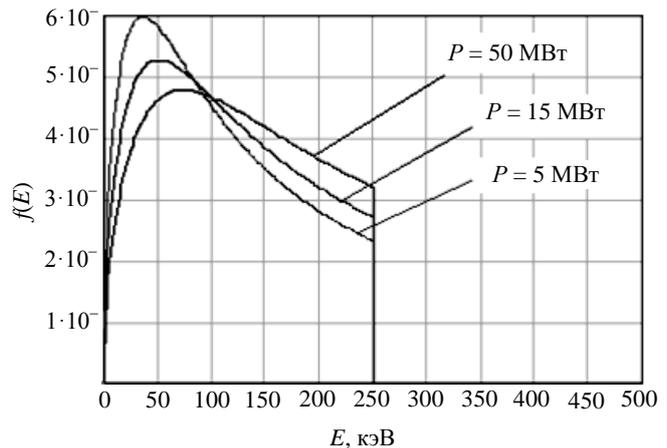


Рис. 1. Функции распределения быстрых ионов при различных значениях мощности дополнительного нагрева в D—T (1:1)-плазме с плотностью  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  при инжекции пучков дейтерия с энергией 250 кэВ

В приближении того, что энергия пучка много больше температуры плазмы, можно оценить мощность синтеза D—T-реакции (считая функцию распределения изотропной):

$$P_{\text{fusion}} = n_{\text{beam}} n_i \langle \sigma v \rangle_f V_{\text{pl}} E_{\text{DT}}, \tag{10}$$

где  $\langle \sigma v \rangle = \int f(v) \sigma(v) dv$  — усреднённое сечение D—T-реакции;  $E_{\text{DT}} = 17,6$  МэВ.

Концентрация быстрых ионов дейтерия  $n_{\text{beam}}$  определяется из соотношения

$$n_{\text{beam}} V_{\text{pl}} \langle E \rangle = P \tau_{\text{beam}}, \tag{11}$$

где  $\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty f(E) E dE}{\int_0^\infty f(E) dE}$  — средняя энергия быстрых ионов по функции распределения (9);  $n_i$  — концентрация трития в плазме;  $\tau_{\text{beam}}$  — время потери быстрых ионов при торможении на электронах. Потери быстрых ионов за счёт транспорта, перезарядки и орбит в данных оценках не учитывались.

Коэффициент усиления мощности  $Q_{\text{beam}}$  определялся как

$$Q_{\text{fusion}}(n, P, H, E_{\text{beam}}) = \frac{P_{\text{fusion}}(n, P, H, E_{\text{beam}})}{P}. \quad (12)$$

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ В РАБОЧЕЙ ОБЛАСТИ УСТАНОВКИ

На рис. 2 представлены зависимости полного тока  $I$ , бутстреп-тока и генерируемого тока от плотности плазмы при вкладываемой мощности инжекции 15 МВт для трёх различных значений фактора  $H = 1, 1,5, 2$ . Диапазон изменения  $H$ -фактора при анализе был ограничен значением 2, поскольку на действующих установках максимальное значение достигало 1,8 [13, 14]. Характерной особенностью данной зависимости является наличие минимума  $I$ , который наиболее ярко прослеживается при  $H = 2$ .

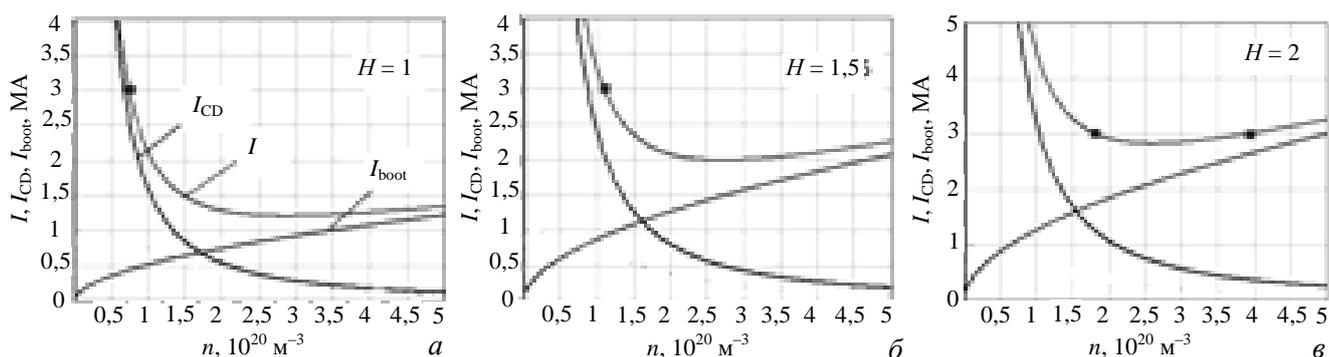


Рис. 2. Зависимость бутстреп-тока, генерируемого тока и полного тока от плотности D—T (1:1)-плазмы при различных значениях  $H$ -фактора: а —  $H = 1$ ; б —  $H = 1,5$ ; в —  $H = 2$ , при мощности дополнительного нагрева 15 МВт

Как видно на рисунке, режимы с током 3 МА и  $H = 1$  возможно получить при плотности плазмы  $0,75 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , с  $H = 1,5$  — при плотности плазмы  $1,1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , при  $H = 2$  возможно создать необходимый ток в двух рабочих точках при плотности  $2 \cdot 10^{20}$  и  $4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Причём в первом случае доля бутстреп-тока ~65%, во втором — 88% (табл. 2).

Т а б л и ц а 2. Результаты расчетов плазменного тока, мощности синтеза и  $Q_{\text{fusion}}$  при различных значениях  $H$  и энергии инжектируемого в D—T (1:1)-плазму пучка дейтерия

$H$ -фактор	$P$ , МВт	$E_{\text{beam}}$ , кэВ	$n$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$	$I_{\text{beam}}$ , МА	$I_{\text{CD}}$ , МА	$I$ , МА	$P_{\text{fusion}}$ , МВт	$Q_{\text{fusion}}$
1	15	100	0,75	0,44	2,54	2,98	1,97	0,13
		200		(15%)	(85%)		10,2	0,68
		300					12,3	0,82
1,5	15	100	1,1	0,92	2,07	2,99	1,03	0,07
		200		(30%)	(70%)		10,0	0,67
		300					12,9	0,86
2	15	100	2	1,84	1,07	2,91	1,40	0,09
		200		(63%)	(37%)		10,14	0,68
		300					12,73	0,85
	15	100	4	2,67	0,35	3,02	2,89	0,19
		200		(88%)	(12%)		9,61	0,64
		300					10,65	0,71

Расчёты показали, что существует сильная зависимость величины  $Q_{\text{fusion}}$  от энергии пучка инжектируемых ионов. Зависимости, иллюстрирующие это, показаны на рис. 3. Квадратами отмечены значения величины  $Q_{\text{fusion}}$  для режимов с величиной плазменного тока 3 МА. Эффект наблюдается также и на графиках зависимости величины  $Q_{\text{fusion}}$  от мощности дополнительного нагрева и энергии пучка (рис. 4, а, б), причём при энергии пучка 300 кэВ имеет место максимум  $Q_{\text{fusion}}$ . Рис. 4, а соответствует плотности  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , рис. 4, б — плотности  $4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Точки соответствуют параметрам инжекции 15 МВт, 250 кВ. Как видно, двукратное увеличение плотности приводит к незначительному уменьшению  $Q_{\text{fusion}}$ . На рис. 5 показана зависимость величины  $Q_{\text{fusion}}$  от мощности дополнительного нагрева и плотности плазмы при инжекции пучков дейтерия с энергией 200 кэВ. Из рисунка следует, что в широкой области параметров  $Q_{\text{fusion}}$  сохраняется на уровне 0,6.

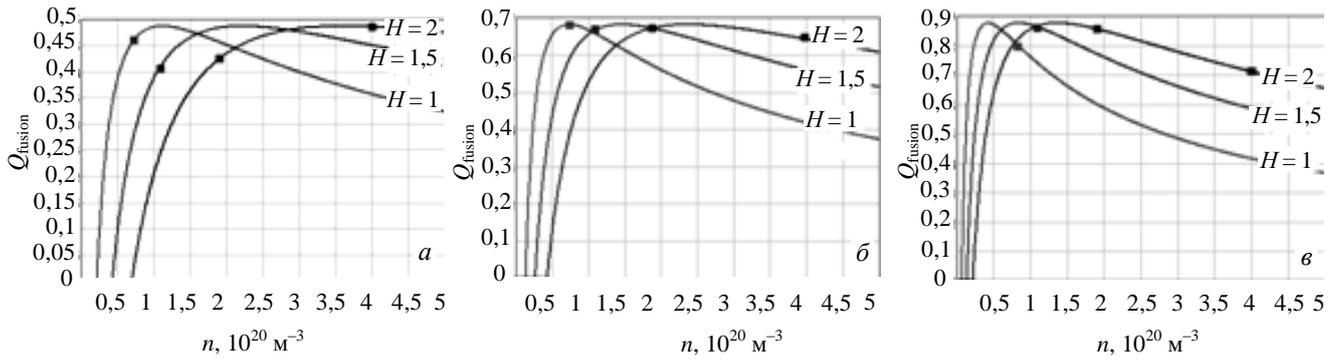


Рис. 3. Зависимость величины  $Q_{\text{fusion}}$  от плотности D—T (1:1)-плазмы при различных значениях  $H = 1, 1,5, 2$  для инжектируемого пучка дейтерия с энергией 150 (а), 200 (б), 300 кэВ (в), при мощности дополнительного нагрева 15 МВт

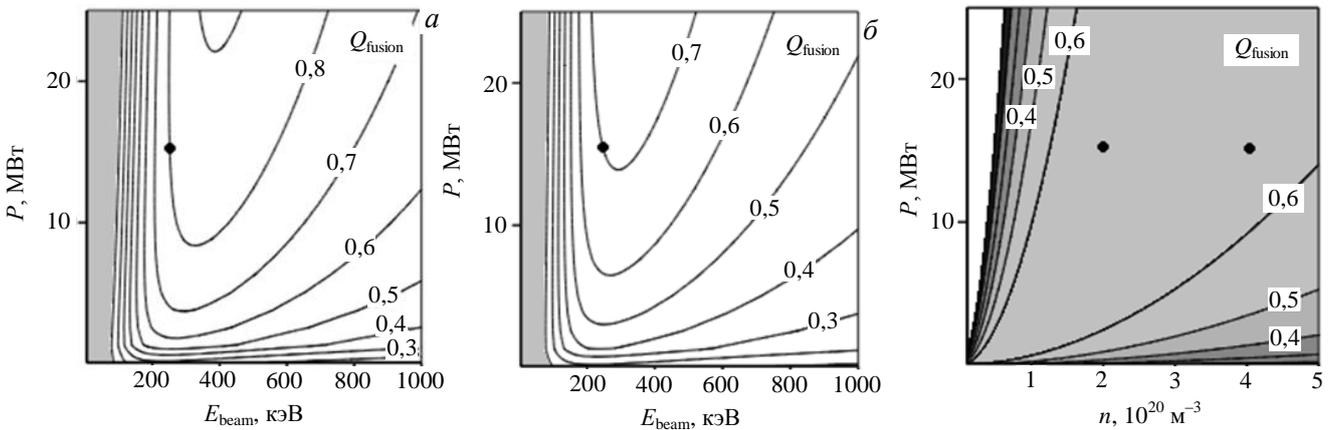


Рис. 4. Зависимость величины  $Q_{\text{fusion}}$  от мощности дополнительного нагрева и энергии пучка при  $H = 2$  и плотности плазмы: а —  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ; б —  $4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$

Рис. 5. Зависимость величины  $Q_{\text{fusion}}$  от плотности D—T (1:1)-плазмы и мощности дополнительного нагрева при инжекции пучков дейтерия с энергией 200 кэВ

В табл. 2 приведены результаты расчётов составляющих плазменного тока, а также значения мощности синтеза D—T-реакции и коэффициента усиления мощности при различных значениях  $H$  и энергии пучка. Как видно, режимы с мощностью реакции синтеза до 10 МВт достигаются практически во всей исследованной области параметров, если энергия пучка превышает 200 кэВ. Стационарные режимы с токами до 3 МА также оказываются достижимыми, однако значительная доля бутстреп-тока возможна только при  $H$ -факторе около 2. Очевидно, достижение таких значений  $H$ -фактора потребует тщательной оптимизации формы плазмы и систем управления устойчивостью.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Из новых результатов, полученных при моделировании генерации тока нейтральным пучком, следует отметить сильную зависимость расчётных значений от энергетического времени, что обращает внимание на необходимость уточнения скейлинга ИТЭР для сферических токамаков. В области больших плотностей  $\sim 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  вследствие уменьшения эффективности генерации тока пучком максимальные достижимые токи будут определяться в основном  $H$ -фактором. Возможности управления плазмой в таких режимах пока не ясны, и требуются дополнительные экспериментальные исследования удержания в таких режимах на действующих сферических токамаках.

Оценки мощности синтеза и параметра  $Q_{\text{fusion}}$  при различных значениях плотности плазмы, мощности инжекции и энергии инжектируемых пучков показали сильную зависимость параметра  $Q_{\text{fusion}}$  от энергии пучка инжектируемых ионов и характерный максимум при энергии пучка 300 кэВ, соответствующий  $Q_{\text{fusion}} \approx 0,8$ . Из этого следует, что для повышения мощности синтеза необходимо увеличивать энергию пучка до 300 кэВ, что потребует использования технологии отрицательных ионов. Для инжек-

торов на положительных ионах оптимальный диапазон энергий пучка для данной установки лежит в области максимальных энергий, допустимых для положительных ионов  $\sim 150$  кэВ, и определяется геометрическими размерами и параметрами стационарного режима плазмы. При таких значениях энергии пучка  $Q_{\text{fusion}}$  составит 0,4—0,6.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ СХЕМ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА

Хотя применение пучков нейтралов решает задачу генерации стационарного тока в рабочих режимах ТИН-СТ, эффективность данного метода заметно падает при уменьшении концентрации плазмы вследствие снижения захвата частиц пучка плазмой, а также при уменьшении плазменного тока из-за потерь быстрых ионов на орбитах. Поэтому, по крайней мере, на стадии подъёма тока возникает необходимость использовать высокочастотные методы генерации тока, эффективность которых, наоборот, возрастает при уменьшении плотности плазмы. Варианты достижения рабочего тока обсуждаются далее.

На стационарной стадии ВЧ-методы также представляют интерес для генерации центрального тока, управления профилями и МГД-устойчивостью плазмы.

Распространение и поглощение волн в сферическом токамаке имеют специфические особенности, связанные с тем, что:

— при достаточно высокой плотности магнитное поле на оси такой установки относительно низкое ( $B_0 = 1,35$  Тл) по сравнению с классическими токамаками;

— возникают эффекты, связанные с немонотонной зависимостью величины магнитного поля в экваториальной плоскости от радиуса  $R$ .

В результате традиционные схемы ввода ВЧ-излучения электронного и ионного циклотронного диапазона претерпевают существенные изменения. Для волн ЭЦРН наибольшую эффективность начинают демонстрировать электронные бернштейновские волны, а для ИЦРН — высокие гармоники быстрых магнитозвуковых волн [6].

Действительно, критериями для доступности электронных циклотронных волн служат:

$$n_{19} < 0,97 B_0^2 \quad (\text{для О-моды});$$

$$n_{19} < 0,97l(l+1) B_0^2 \quad (\text{для Х-моды}),$$

где  $l = f_{ce}/f$  — номер гармоники электронной циклотронной частоты  $f_{ce}$ . Видно, что при  $B_0 = 1,35$  Тл для доступности электронных циклотронных волн к оси необходима плотность ниже  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , что не допустимо, поскольку плотность в рабочих режимах предполагается  $n = (1-4)10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Для Х-моды можно увеличить частоту (или номер гармоники  $l$ ) и инициировать запуск волны с внутренней стороны сечения токамака во избежание отражения на периферии плазмы. К сожалению, из-за малых магнитных полей и высокой плотности плазмы в случае сферических токамаков центр плазмы не доступен для О- и Х-мод с частотами фундаментальной или второй гармоники. Хотя высшие гармоники и доходят до центра плазмы, они очень слабо поглощаются, что делает их непригодными для нагрева и генерации тока в сферическом токамаке.

В то же время остаётся возможность использования для генерации тока ЭБВ. В отличие от электромагнитных О- и Х-мод, распространяющихся в вакууме, ЭБВ является плазменной модой и возникает в результате трансформации ЭЦ-волны вблизи верхнего гибридного резонанса.

У ЭБВ нет никаких отсечек по плотности, и все гармоники хорошо распространяются до области их поглощения. Поэтому эти волны могут быть использованы для нагрева и генерации тока в сферических токамаках. Основная проблема для этой схемы состоит в том, чтобы создать надёжный и эффективный режим конверсии. Имеются две возможности достижения этого.

Первая — это схема О—Х—ЭБВ. О-мода, распространяясь в плазме, преобразуется в Х-моду на критической поверхности ( $\omega = \omega_{pe}(r, \varphi)$ , где  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота). Технически эту конверсию можно реализовать также при отражении от внутренней стенки вакуумной камеры токамака [3]. Х-мода, распространяясь в плотной плазме, встречает на своём пути верхний гибридный резонанс, где преобразуется в электронную бернштейновскую волну. Наконец, электронные бернштейновские волны распространяются к плазменному центру и поглощаются на своём фундаментальном резонансе. Эффективность такой трансформации  $\sim 90\%$  [3].

Вторая схема основана на возникновении ЭБВ в режиме конверсии  $X$ —ЭБВ. Для плотности плазмы выше критической в присутствии градиента плотности в области верхнего гибридного резонанса возможно преобразовать практически всю энергию  $X$ -моды, запущенной со стороны слабого поля, в энергию ЭБВ. Для данной схемы генерации важно обеспечить запуск волны в обход поверхности отсечки для  $X$ -моды. Технически это возможно реализовать, расположив антенну под углом к экваториальной плоскости [7]. Отличительной особенностью данной схемы генерации тока является локальность. Следует отметить, что эффективность такой генерации тока может быть сравнима с эффективностью генерации тока пучками, достигая  $\sim 1$  А/Вт при низких плотностях.

Использование для генерации тока высших гармоник быстрых волн (10—15-я гармоники) было экспериментально продемонстрировано на установке NSTX [15]. Для ТИН-СТ ВГБВ можно использовать как для генерации тока в центре, так и для дополнительного нагрева. Однако применение данной схемы осложняется тем, что плазменные волны возбуждаются при помощи антенн, расположенных в области между плазмой и стенкой вакуумной камеры. В реакторных условиях неизбежно возникнут проблемы с размещением антенн в достаточно компактной установке и с взаимодействием потоков нейтронов и быстрых ионов с антенной.

### ПРЕДЛОЖЕНИЕ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ВОЛНОВЫХ СХЕМ НА СТАДИИ ПОДЪЁМА ТОКА

Подъём тока и достижение стационарного режима, несомненно, потребуют совместного использования инъекции нейтральных атомов и ВЧ-методов.

Возможный сценарий подъёма тока в ТИН-СТ с использованием комбинации методов нагрева иллюстрируется рис. 6.

На начальной стадии совместно с генерацией тока внутренним индуктором и/или полоидальными катушками возможно использовать ЭЦРН мощностью до 3 МВт на фундаментальной гармонике либо ЭБВ. При запасе вольт-секунд около  $\sim 0,5$  Вб и длительности стадии менее секунды можно ожидать получение плазмы с низкой плотностью менее  $10^{19} \text{ м}^{-3}$  и током до 250—500 кА.

На второй стадии при токах менее 1 МА, поскольку эффективность нейтральных пучков низка, потребуются ЭБВ, ВГБВ или их комбинация с мощностью до 10 МВт и длительностью импульса десятки секунд. Данная схема эффективно используется на установке NSTX. Близкий к описанному сценарий планируется детально исследовать в ближайшие годы [6].

На третьей стадии подъёма тока до 3 МА потребуется использовать все методы одновременно. Время подъёма тока до рабочего значения может составить сотни секунд.

На завершающей стационарной стадии разряда совместно с инъекцией нейтралов можно использовать волновые схемы генерации тока. В то же время сценарий перехода от стадии 3 к 4 требует дополнительного анализа с учётом вклада различных методов генерации тока в нагрев плазмы, их влияния на профили параметров и МГД-устойчивость.

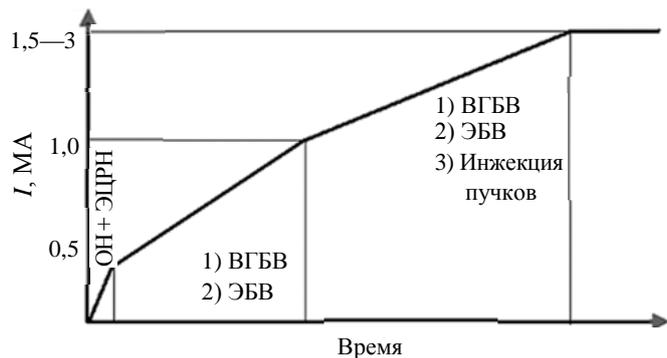


Рис. 6. Возможный сценарий ввода и поддержания тока плазменного разряда для разрабатываемой установки

### ВЫВОДЫ

В работе на основании выполненного моделирования параметров стационарного плазменного режима приведено обоснование выбора параметров рабочей точки компактного токамака ТИН-СТ. Модель позволяет оптимизировать плазменные условия для получения необходимых значений плазменного тока и уровня выхода реакции синтеза. Отмечается сильная зависимость полученных результатов от энергетического времени удержания. При  $H$ -факторе около 2 имеется широкая область плотностей плазмы, в которой достижимы стационарные режимы с током 3 МА. В зависимости от  $H$ -фактора при

мощности нагрева 15 МВт значения плотности рабочей точки лежат в диапазоне плотности  $(1\text{--}4)10^{20}\text{ м}^{-3}$ . При этом доля создаваемого системами нагрева бутстреп-тока составляет 10—70%. Оценки значения усиления мощности  $Q_{\text{fusion}}$  на пучке при инжекции пучков дейтерия с энергией 150—200 кэВ в таких режимах дают значения 0,4—0,7.

Также в работе рассмотрена генерация плазменного тока с использованием электронных циклотронных волн и высших гармоник быстрых волн. ЭБВ наиболее эффективны для создания плазмы на начальной стадии разряда, а ВГБВ-схема может быть использована для подъёма и поддержания тока совместно с инжекцией пучка на стационарной стадии разряда.

Предложенный сценарий ввода тока с использованием нейтральной инжекции и ВЧ-методов представляется перспективным для достижения стационарного разряда в ТИН-СТ за несколько сотен секунд.

## REFERENCES

1. **Kuteev B.V. et al.** Plasma and current drive parameter options for a megawatt range fusion neutron source. — In: 23rd Symposium on Fusion Engineering, 2009.
2. **Progress** in the ITER Physics Basis. Ch. 6. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, № 6, p. S285.
3. **Shevchenko V. et al.** Electron Bernstein wave heating experiments on MAST. — In: Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf. Chengdu, China, October 16—21, 2006, paper EX/P6-22.
4. **Ram K., Bers A., Lashmore-Davies C.N.** Emission of electron Bernstein waves in plasmas. — Phys. Plasmas, 2002, vol. 9, p. 409.
5. **Ryan P.M., Rosenberg A.L., Swain D.W. et al.** High harmonic Fast Wave Heating and Current Drive. Plasma Physics and Controlled Fusion Research, 2002 (IAEA, Lyon, 2003), EX/P2-13.
6. **Taylor G. et al.** HHFW and ECW/EBW. Progress and Plans for 2009—2013. NSTX 5 Year Plan Review for 2009—2013. Conf. Room LSB-318, PPPL, July 28—30, 2008.
7. **Shevchenko V. et al.** Development of electron Bernstein wave research in MAST. — Fusion Science and Technology, 2007, vol. 52, p. 202.
8. **Jardin S. et al.** Physics basis for a spherical torus power plant. — Fusion Engineering and Design, 2003, vol. 65, pp. 165—197.
9. **ITER** Physics Basis. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2204.
10. **Stacey W.M.** Tokamak Demonstration Reactors. — Nuclear Fusion, 1995, vol. 35, p. 1379.
11. **Wesson J.** Tokamaks. Clarendon Press, Oxford, 2004, p. 144.
12. **Miyamoto K.** Foundations of plasma physics and controlled fusion. — М.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2007 (in Russian).
13. **Kaye S. et al.** Energy confinement scaling in the low aspect ratio National Spherical Torus Experiment (NSTX). — Nuclear Fusion, 2006, vol. 46, p. 848.
14. **Valovic M. et al.** Skaling of H-mode energy confinement with  $I_p$  and  $B_T$  in the MAST spherical tokamak. — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 075016.
15. **Ono M., Kaye S.M., Peng YKM. et al.** Exploration of spherical torus physics in the NSTX device. — Nuclear Fusion, 2000, vol. 40, pp. 557—561.

## AUTHORS

**Golikov A.A.** RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; GolikovAndrej@yandex.ru

**Kuteev B.V.** RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; kuteev@nfi.kiae.ru

Received 24 March 2010

Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2010, issue 2, pp. 50—58.