удк 621.039.6 О ПРЕДЕЛАХ КОМПАКТНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ ТОКАМАКА

Э.А. Азизов¹, А.Б. Минеев²

¹ИФТ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия ² НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия

Разработка и создание стационарных источников нейтронов на основе токамаков в последнее время переходят из разряда отложенных задач в актуальные. Для успешного решения этих задач накоплена обширная физическая и технологическая база данных, позволяющих предложить на уровне современных знаний и технологии реализуемые проекты источников нейтронов. Токамаки — источники нейтронов в таких проектах с мощностью нейтронного излучения 10—100 МВт имеют умеренные размеры (R = 1,4—2.0 м, A = 2—2,5, k = 1,7—1,8), однако их стоимость достаточно высока, а эксплуатация затратна. В связи с этим некоторые разработчики поставили цель резко снизить размеры, стоимость и эксплуатационные расходы за счёт уменьшения мощности в нейтронах до уровня ~1 МВт и принятия более смелых физических допущений и технических решений. В настоящей работе проанализированы допущения и решения, принятые авторами статей [1—8] в ходе оценки параметров компактных источников нейтронов на основе токамака. Сделан вывод, что часть этих допущений находится за пределами накопленной базы данных. Обсуждается величина предельной удельной мощности энерговклада в токамаках при стационарном режиме работы.

Ключевые слова: токамак, нейтронный источник, компактный токамак, физическая и технологическая база данных, стартовый соленоид, максимальная вытянутость плазмы, предельная удельная мощность, вводимая в плазму.

ON THE LIMITS OF COMPACTNESS OF TOKAMAK-BASED NEUTRON SOURCES

E.A. $Azizov^{l}$, A.B. $Mineev^{2}$

¹NRC "Kurchatov Institute" Moscow, Russia

² D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, Russia

Development and creation of tokamak neutron sources (TNS) during the last time has transition from postponed to actual task. Extensive physical and technological database, necessary for successful decision of this task, is elaborated. It allows at existing level of scientific and technological knowledge to propose realizable projects of TNS. Elaborated designs of TNS with neutron fusion power 10—100 MW have moderate sizes (R = 1.4—2.0 m, A = 2—2.5, k = 1.7—1.8), but their capital and exploitation costs are high enough. Some creators have aim to decrease essentially cost and size of TNS owing to strong decreasing fusion power to level ~ 1 MW and to advanced physical and technological decisions. In our paper analysis of main physical and technical assumptions, which were taken in [1—8] and which are important for compact TNS parameters estimation, were made. It is drawn a conclusion, that part of these assumptions is beyond existing database. Attention was done to maximum specific power input in steady-state regime of tokamaks work.

Key words: tokamak, neutron source, compact tokamak, physical and technological database, starting solenoid, maximum plasma elongation, maximum specific input power.

введение

Внимание к проблеме создания эффективных стационарных источников 14 МэВ нейтронов связано с возможностью их использования для решения задач ядерной энергетики деления. Наибольшими перспективами в этом направлении обладают токамаки, для которых существует обширная физическая и технологическая база данных. Опираясь на эту базу, сформулированы основные требования к стационарным токамакам — источникам 14 МэВ нейтронов, которым должны удовлетворять, в принципе, все серьёзные разработки, рассчитанные на реализацию. Эти требования состоят в следующем:

 — физическое обоснование источника должно базироваться на экспериментальных данных и адекватной экстраполяции;

 стационарность должна обеспечиваться работающими физическими механизмами и действующими технологиями;

— компоненты и системы источника должны обладать достаточно высоким ресурсом;

— должны быть обеспечены дистанционное обслуживание и защита от радиации.

Отдельно должны быть рассмотрены требования к эффективному, функциональному и безопасному совмещению плазмофизических технологий токамака и бланкетов с ядерно-физическим интерфейсом.

В 2010—2011 гг. опубликована серия статей Б.В. Кутеева с соавторами [1—8], в которой изложена концепция так называемых «компактных» и «суперкомпактных» термоядерных источников нейтронов на основе сферических токамаков (ТИН-СТ и СКТИН) с большим радиусом плазмы R = 0,5—0,4 м и

стационарным выходом 14 МэВ нейтронов P_N ~ 1 МВт. В предложенной концепции развиты новые и уже забытые идеи, целью которых является предельная компактность источника нейтронов — токамака, что, по идее, должно увеличить шансы на её реализацию.

Геометрические характеристики источников ТИН-СТ и СКТИН, требуемые тороидальное поле B_{10} , ток плазмы I_p и мощность нагрева P_{aux} оказались относительно небольшими, что вызывает ощущение простоты их создания и достижения расчётных параметров. В табл. 1 представлены некоторые характеристики ТИН-СТ и СКТИН, которые будут далее использованы для анализа, оценок и сопоставления.

Таблица 1. Параметры стационарных источников нейтронов ТИН-СТ и СКТИН							
Параметр	ТИН-СТ	СКТИН					
Большой и малый радиус плазмы R и a, м	0,5/0,3	0,4/0,2					
Тороидальное поле на оси плазмы <i>B</i> ₁₀ , Тл	1,5	1,87					
Вытянутость и треугольность плазмы k/δ	2,75/0,5	2,75/0,5					
Ток плазмы I _р , МА	1,5	1					
Бутстреп ток I_{boot} /ток увлечения I_{CD} , МА	0,5/1,1	0,5/0,6					
Нормализованная бэта β_N	4,9	6					
Коэффициент улучшения удержания и время удержания H _{y, 2} /т _E , мс	1,4/43	2/47					
Запас устойчивости на границе шнура q ₉₅	~7,5	~8					
Внутренняя индуктивность плазмы l_{i3}	0,4	0,6					
Концентрация плазмы /предел Гринвальда n _e /n _G	0,2	0,2					
Концентрация и температура плазмы n_e , $10^{20} \text{ м}^{-3}/T_e(0)$, кэВ	1/4,7	1,5/7,5					
Мощность дополнительного нагрева P _{aux} , МВт	6,5	3,4					
Энергия частиц пучка E _b , кэВ	130	130					
Мощность, выделяемая в нейтронах P _N , МВт	1,2	1					

аблина 1. І	Тараметры	стапионаг	эных источников	нейтронов	ТИН-СТ и	СКТИН
и о л п ц и 1. н	rapamerph	Cragnona	лых исто шиков	neniponob	I mi CI h	CRIM

Анализировались несколько важных вопросов компактных токамаков:

 параметры и особенности источников, в которых реакции синтеза, в основном, происходят при взаимодействии пучков дейтронов с тритийсодержащей плазмой;

— возможность обеспечения стационарного режима реакций синтеза и поддержания тока плазмы при больших значениях β_N и H_{v.2} (на основе существующей базе данных);

— особенности равновесия плазмы с большой вытянутостью сечения k и треугольностью δ при отсутствии центрального соленоида;

возможность создания и поддержания необходимого тороидального поля.

Отметим, что при традиционном способе анализа характеристик токамака исходным является физический сценарий, который определяет как параметры плазмы, так и требования к геометрии и конструкции установки.

Подход, использованный в [1—8], может быть назван расчётом токамаков «от пучка» (параметры плазмы подбираются под характеристики пучка и нейтронный выход). В принципе это возможно, поскольку в указанном подходе к созданию нейтронных источников реакции синтеза протекают, в основном, при взаимодействии пучка быстрых нейтралов с относительно холодной плазмой. При этом акценты смещаются на параметры пучка (энергию E_b и мощность P_b). Параметры плазмы и геометрия установки подбираются, исходя из условия эффективности взаимодействия пучка и плазмы и обеспечения стационарности режима. В некотором смысле параметры плазмы и конструкция являются в данном подходе вторичными. Используем для анализа этот подход.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА «ОТ ПУЧКА»

Примем для энергии и мощности пучка быстрых дейтронов значения, указанные в табл. 1, т.е. *E*_b = 130 кэВ, *P*_b = 4—6 МВт. Тогда при взаимодействии пучка с D—Т-плазмой, имеющей температуру T_e и концентрацию электронов n_e , мощность D—Т-реакций синтеза $P_{\text{fus, b}}$ составит согласно [9]

$$\frac{P_{\text{fus,b}}}{P_{\text{b}}} = \frac{n_{\text{T}}}{n_{e}} \frac{15}{\ln \Lambda} \varphi(E_{\text{b}}, T_{e}),$$

здесь $n_{\rm T}$ — концентрация ионов трития в плазме; ln $\Lambda \sim 15$ D—T — кулоновский логарифм; вид функции $\varphi(E_{\rm b}, T_e)$ представлен на рис. 1 [9]. Из этого соотношения следует, что при $E_{\rm b} = 130$ кэВ, $P_{\rm b} = 4$ —6 МВт мощность в нейтронах синтеза (уносящих 80% энергии реакции) $P_{\rm N} \sim 1$ МВт может быть достигнута при средней температуре электронов плазмы $T_e = 2$ —3 кэВ в равнокомпонентной D—T-плазме. Указанные значения температуры плазмы в центре шнура соответствуют приведённым в табл. 1 данным.

При инжекции пучка по касательной, смещённой на *a*/2 вглубь относительно большого радиуса тора, оптимальные условия поглощения следуют из соотношения [9, 10]



Рис. 1. Зависимость относительной мощности реакций на пучке φ от энергии быстрых частиц E_b для электронной температуры T_e в диапазоне от 2 до 8 кэВ (2—8)

$$\lambda_{\rm b,\,opt} \approx \frac{a\sqrt{3}}{2}\sqrt{A+\frac{1}{4}},$$

где *а* — малый радиус плазмы; *A* — аспектное отношение; эффективная глубина проникновения быстрых нейтралов λ_b составляет [10]

$$\lambda_{\rm b} \approx \frac{E_{\rm b}}{180 n_e A_{\rm b}} \, [\text{m, κB, $10^{20} \text{ m}^{-3}]}.$$

Из этих соотношений при $A_b = 2$ (дейтерий), $E_b = 130$ кэВ, аспектном отношении $A \approx 2$ следует, что

$$n_e a \approx 0.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$$

Эта оценка соответствует данным, приведённым в табл. 1, где $n_e = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и a = 0,3 м — для ТИН-СТ, $n_e = 1,5 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и a = 0,2 м — для СКТИН.

В результате условие генерации реакций синтеза (~1 МВт при подводимой мощности в несколько МВт) определяет минимально необходимую электронную температуру плазмы T_e , условие эффективного поглощения пучка в плазме — её эффективную толщину, т.е. произведение n_ea . Однако обеспечить приведённые T_e и n_e в токамаке с малым радиусом a = 0,2-0,3 м можно, если предположить возможность достижения весьма оптимистических физических характеристик плазмы, главными из которых являются устойчивость и удержание (β_N и фактор улучшения удержания $H_{y, 2}$), а также вытянутость и треугольность плазмы, влияющих на МГД-устойчивость и форму.

Влияние устойчивости и улучшения удержания плазмы на базовые характеристики токамаков можно показать на примере ИТЭР. В табл. 2 представлены первоначально принятые проектные [11] и расчетные по методике [12] характеристики ИТЭР с учётом более высоких значений β_N , $H_{y, 2}$ и *k*. Вариант I соответствует изменению β_N с 1,8 до 4 и $H_{y, 2}$ с 1 до 1,4. В варианте II, кроме того, увеличена вытянутость плазмы k_{95} с 1,7 до 2,3.

			1
Параметр	ИТЭР	Ι	II
Большой радиус тора R, м	6,2	5,5	5,1
Малый радиус плазмы а, м	2	1,8	1,7
Аспектное отношение А	3,1	3,1	3
Тороидальное поле на оси плазмы B_{t0} , Тл	5,3	4	3
Вытянутость сечения плазмы k ₉₅	1,7	1,7	2,3
Треугольность плазмы δ ₉₅	0,35	0,35	0,5
Ток плазмы I _р , МА	15	10	13
Термоядерная мощность <i>P</i> _{fus} , МВт	500	350	450
Нейтронная нагрузка на стенку, МВт/м ²	0,6	0,6	0,6
Нормализованная бэта β _N	1,8	4	4
Коэффициент улучшения удержания Н _{у, 2}	1	1,4	1,4
Запас устойчивости q ₉₅	3	3	3
Толщина защиты на внутреннем обводе, м	1,0	1,0	1,0

Таблица 2. Изменение характеристик ИТЭР при варьировании ряда физических параметров

Как следует из табл. 2, величина тороидального поля, размеры ИТЭР и, соответственно, его стоимость и стоимость эксплуатации могли бы быть существенно ниже, если допустить, что стационарные режимы в токамаках могли бы допускать одновременно высокую устойчивость и существенное улучшение удержания сильно вытянутой плазмы.

Указанный пример показывает степень влияния выбора β_N , $H_{y, 2}$ на характеристики токамаков. В вариантах же ТИН-СТ и СКТИН, приведённых в табл. 1, значения β_N , $H_{y, 2}$ и k_{95} намного превышают принятые в расчётах ИТЭР на основе существующей базы данных:

 $\beta_{\rm N} = 1.8$, $H_{y,2} = 1.0$, $k_{95} = 1.7$ в ИТЭР;

 $\beta_{\rm N} = 5$, $H_{y, 2} = 1, 4, k_{95} = 2,75$ в ТИН-СТ;

 $\beta_{\rm N} = 6$, $H_{y,2} = 2$, $k_{95} = 2,75$ в СКТИН.

Вернёмся к параметрам ТИН-СТ и СКТИН и оценим ток плазмы, поддерживаемый неиндукционным способом, а также проверим выполнение баланса энергии.

В ТИН-СТ и СКТИН базовая концентрация плазмы $n_e = (1-1,5)10^{20} \text{ м}^{-3}$ высока, а электронная температура плазмы относительно низка ($T_e = 2-3$ кэВ). И то, и другое в целом неблагоприятно для генерации токов увлечения. Положение во многом улучшается тем, что R = 0,4-0,5 м. Это позволяет рассчитывать на достаточно высокую эффективность генерации тока.

Воспользуемся скейлингом для эффективности генерации тока при тангенциальной инжекции пучка быстрых нейтралов в плазму токамака, приведённую в [12], в котором физическая эффективность генерации составляет $\mu_{CD} = 0.02 [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ MA}, \text{ м}, \text{MBt}, \text{ кэB}].$



Рис. 2. Зависимость эффективности генерации
 $\eta_{\rm CD}$ = $\mu_{\rm CD}T_e$ от температуры плазм
ы T_e (из [14])

Простейшая формула энергобаланса плазмы в виде

$$W_{\rm p} = P_{\rm CD} \tau_E,$$

где $W_p = 3n_e T_e V_p$ — энергосодержание плазмы; $\tau_E = H_{y,2} \tau_{Ey,2}$ — энергетическое время удержания плазмы; $\tau_{IPBy,2}$ — скейлинг Н-моды [14]:

$$\tau_{_{\rm IPBy,2}} = 0,0562 I_{_{\rm p}}^{_{0,93}} B_{_{\rm t}}^{_{0,15}} n_{_e}^{_{0,41}} A_{_i}^{_{0,19}} R^{_{1,97}} \epsilon^{_{0,58}} k^{_{0,78}} / P_{_{\rm aus}}^{_{0,69}} \text{ [c, MA, Tл, 10^{19} m^{^{-3}}, m, MBT]},$$

даёт для ТИН-СТ (данные проекта: $P_{CD} = 6,5$ MBT; $H_{y, 2} = 1,4$; $\tau_E = 43$ мс): $W_p = 0,35$ МДж; $\tau_E = 43$ мс; $P_{CD}\tau_E = 0,3$ МДж; для СКТИН (данные проекта: $P_{CD} = 3,4$ MBT; $H_{y, 2} = 2$; $\tau_E = 47$ мс): $W_p = 0,18$ МДж; $\tau_E = 47$ мс; $P_{CD}\tau_E = 0,16$ МДж.

Видно, что баланс энергии примерно выполняется, а значение энергетического времени жизни плазмы близко к данным табл. 1.

Наконец, проверим выполнение двух критериев:

— предела Гринвальда ($n_e < n_{\rm Gr} = I_p / \pi a^2$);

*I*_{CD} ~ 0,35 MA (СКТИН), которые ниже значений, приведённых в табл. 1. Для бутстреп-тока имеется оценка [14]

Отметим, что указанное значение µ_{CD} близко

Тем не менее если использовать значение

к верхней границе достигнутых параметров, пред-

 $\mu_{CD} = 0.02$, то для амплитуды тока увлечения при

 $T_e \sim 3$ кэВ получаем $I_{\rm CD} \sim 0,7$ МА (ТИН-СТ) и

ставленных на рис. 2 [13].

 $f_{\rm BS} = I_{\rm BS}/I_{\rm p} \approx C_{\rm BS} \cdot \beta_p / A^{1/2}$, где $C_{\rm BS} \sim 0.5$. Значение β_p для вариантов, указанных в табл. 1, составляет $\approx 1,3$ (ТИН-СТ) и $\approx 1,6$ (СКТИН). Откуда $f_{\rm BS} \approx 0.5$ (ТИН-СТ) и $f_{\rm BS} \approx 0.6$ (СКТИН). Оцененные значения $I_{\rm CD}$ и $f_{\rm BS}$ позволяют найти стационарную величину плазменного тока, которая может быть поддержана неиндуктивным методом: $I_p = 1,4$ МА (ТИН-СТ) и $I_p = 0.9$ МА (СКТИН), с учётом допущений, практически совпадающих с данными табл. 1. — условия малости размера поперечных орбит быстрых частиц по сравнению с малым радиусом плазмы, которое можно привести к виду $I_{\rm p} > I_{\rm cr}$.

Первый из них для ТИН-СТ и СКТИН выполняется с большим запасом ($n_e/n_{\rm Gr} \sim 0,2$).

Нарушение второго критерия приводит к ряду нежелательных эффектов, в частности, поступлению примесей в плазму со стенок, перестройке радиального электрического поля на периферии плазмы и др. Это может радикально изменить в худшую сторону характер удержания плазмы.

Критический ток I_{cr} для удержания α-частиц синтеза согласно работе [15] составляет

$$I_{\rm cr} \approx \frac{5,4}{A^{1/2}} \frac{f(k,\,\delta)}{k}$$
 [MA], где $f(k,\,\delta) = \frac{1+k^2(1+2\delta^2-1,2\delta^3)}{2}$.

Для инжектированного пучка при произвольных E_b и A_b соотношение для критического тока приобретает вид

$$I_{\rm cr} \approx \frac{4,6 \cdot 10^{-2}}{A^{1/2}} \frac{f(k, \delta)}{k} E_{\rm b}^{1/2} A_{\rm b}^{1/2}$$
 [MA, $\kappa \Rightarrow$ B].

При энергии дейтронов $E_b = 130$ кэВ и $A_b = 2$ для параметров ТИН-СТ ($A = 1,67, k = 2,75, \delta = 0,5$) $I_{\rm cr} \approx 1,16$ МА, для СКТИН ($A = 2, k = 2,75, \delta = 0,5$) $I_{\rm cr} \approx 1,06$ МА. Видно, что для СКТИН критерий $I_p > I_{\rm cr}$ уже перестаёт выполняться. Поэтому условие $I_p > I_{\rm cr}$ можно принять в качестве одного из ограничений компактности токамака — источника нейтронов.

В целом простой анализ показывает, что в рамках используемых физических соотношений и выбранных параметров при рассмотрении результатов «от пучка» данные табл. 1 непротиворечивы. Поэтому реализуемость подхода, развитого в работах [1—8], требует анализа исходных предпосылок, в частности:

— допустимы ли указанные в табл. 1 значения физических параметров β_N , $H_{y, 2}$ и k_{95} и совместимы ли они со стационарным режимом горения плазмы;

— возможна ли реализация требуемых технических характеристик компактных ТИН в действующей конструкции токамака;

— оправдан ли риск совмещения в одном источнике функций нагрева, поддержания тока и протекания реакций на пучке при фактическом отсутствии возможности управления этими процессами?

О МАКСИМАЛЬНОЙ ВЫТЯНУТОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ БЕЗ ЦЕНТРАЛЬНОГО СОЛЕНОИДА

В работах [1—8] и табл. 1 для ТИН-СТ и СКТИН используются значения вытянутости и треугольности плазмы $k \approx 2,75$ и $\delta \approx 0,5$. В качестве обоснования приводятся экспериментальные данные, полученные на токамаке NSTX. Действительно, в [16] сообщается о поддержании вытянутости $k \approx 2,7$ при значении $\beta_N \sim 5,5$ в течение времени 0,5 с (около двух скиновых времен) и аспектном отношении $A \sim 1,4$. Дополни-

тельным основанием возможностей достижения большой вытянутости плазмы в этих токамаках служат эксперименты на токамаке TCV, где стабильно получают вытянутость $k \approx 2,5-2,7$ [17] даже при аспектном отношении $A \sim 3,5$.

Для проверки возможностей достижения максимальной вытянутости плазмы в токамаках различной геометрии был использован код равновесия DIALEQT [18]. Результаты расчётов приведены на рис. 3 в виде зависимости предельной вытянутости плазмы от её внутренней индуктивности l_i для токамаков с аспектным отношением A = 1,3 (аналог NSTX), A = 1,5 (аналог токамака Глобус-М с более вытянутой камерой и



Рис. 3. Расчётная зависимость максимальной вытянутости плазмы k от внутренней индуктивности l_i при полоидальной системе без центрального соленоида

изменённой полоидальной системой), A = 1,67 (аналог ТИН-СТ) и A = 2 (аналог СКТИН). Рассчитывались равновесные конфигурации с максимальной вытянутостью плазмы без центрального соленоида. Как указывалось в [1—8], центральный соленоид предполагалось использовать в качестве стартового устройства и отключать после подъёма тока до части номинального. Искались решения в классе с монотонно растущим к периферии запасом устойчивости (без обращения шира).

Как следует из рис. 3, предельная вытянутость плазмы без центрального соленоида монотонно снижается при увеличении как аспектного отношения, так и внутренней индуктивности. Для установок класса NSTX с очень низким аспектным отношением вытянутость $k \sim 2,7$ достижима в области сравнительно плоских профилей (внутренняя индуктивность плазмы $l_i = 0,4$ —0,5 при A = 1,3 и $l_i \le 0,4$ при A = 1,3). Для токамака ТИН-СТ с A = 1,67 (при указанной в табл. 1 внутренней индуктивности $l_i = 0,4$) в расчётах удалось достичь значений вытянутости только около $k \sim 2,5$ вместо заявленного в табл. 1 значения k = 2,75. Ещё более существенна разница для СКТИН (в табл. 1 при внутренней индуктивности $l_i = 0,6$ принято



Рис. 4. Схема расположения полоидальных обмоток и вакуумной камеры в токамаке TCV

k = 2,75, в то время как согласно данным расчётов, приведённых на рис. 3, максимальная вытянутость может достигать лишь k = 2,1).

В то же время в экспериментах на токамаке TCV при $A \sim 3,5$ [17] была достигнута вытянутость k = 2,8, тогда как из данных рис. 3 можно было бы ожидать вытянутость не более 1,8—2.

Наибольшая вытянутость плазмы в токамаке TCV наблюдается в лимитерной конфигурации в случае, когда плазма занимает всю область камеры. Более тонкая коррекция положения плазмы осуществляется быстрой системой управления токами в полоидальных обмотках.

Большие вытянутости, реализуемые в токамаке TCV при аспектном отношении A = 3,5, объясняются использованием довольно сложной системы полоидальных обмоток, включающей секционированный индуктор (CC1—CC6)), обмотки на внутреннем (PFi1—PFi8) и наружном (PFe1—PFe8) обводе камеры. На рис. 4 показано расположение вакуумной камеры и обмоток полоидальной системы токамака TCV. В компактных и суперкомпактных токамаках такое решение невозможно. Исключение соленоида (CS) и обмоток на внутреннем обводе (обмоток PFi1—PFi8) уменьшает согласно расчётам максимально возможную вытянутость на TCV до уровня k < 2.

О БАЗЕ ДАННЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Проектирование каждого нового токамака представляет собой сложный компромисс между физикой, описывающей поведение плазмы, и техническими возможностями реализации заложенных в установку идей. При этом довольно часто возникает соблазн за счёт более «продвинутой» физики сделать установку более компактной, дешёвой и потребляющей меньше электроэнергии и других ресурсов.

В работах [1—8] приводятся данные о возможности достижения очень больших величин β_N , $H_{y,2}$ и k в сферических токамаках, которые требуют некоторых уточнений:

— аспектное отношение в проектах ТИН-СТ и СКТИН не так мало (A = 1,8 в ТИН-СТ и A = 2 в СКТИН), и поэтому часть эффектов, таких, как естественная вытянутость, присущих низкоаспектным токамакам (типа NSTX с A = 1,25—1,3 и MAST с A = 1,4), ослаблена;

— параметры β_N, H_{y, 2} и k, как правило, достигаются по отдельности в разных экспериментах;

— часто, не подчёркивая этого, вместо $H_{y,2}$ приводят коэффициент улучшения удержания H_{89} по отношению к более раннему скейлингу 1989 г. (оба скейлинга приведены в [14], как правило, $H_{89} \sim 2H_{y,2}$, а для параметров табл. 1 $H_{89} \approx 1.4H_{y,2}$):

$$\tau_{\text{IPBy, 2}} = 0,0562 I_p^{0,93} B_t^{0,15} n_e^{0,41} A_i^{0,19} R^{1,97} \varepsilon^{0,58} k^{0,78} / P_{\text{aus}}^{0,69} \text{ [c, MA, Tл, 10^{19} \cdot m^{-3}, m, MBT]};$$

$$\tau_{\text{p89-L}} = 0,048 I_p^{0,85} B_t^{0,2} n_e^{0,1} A_i^{0,5} R^{1,2} a^{0,3} k^{0,5} / P_{\text{aus}}^{0,5} \text{ [c, MA, Tл, 10^{20} m^{-3}, m, MBT]};$$

$$\varepsilon = a/R; \ \tau_E = H_{y, 2} \tau_{\text{IPBy, 2}} = H_{89} \tau_{89-\text{L}}.$$

Для токамаков — источников нейтронов необходимо как одновременное достижение требуемых параметров β_N , $H_{y,2}$ и *k*, так и длительное их поддержание

$$\tau_{\text{pulse}}/\tau_E >> 1; \tau_{\text{pulse}}/\tau_R >> 1,$$

где τ_{pulse} — длительность импульса, в течение которого поддерживаются требуемые физические параметры; τ_E — энергетическое время удержания плазмы; τ_R — скиновое время изменения профилей параметров плазмы.

Некоторое представление о наборе параметров, которые нужно одновременно контролировать, даёт диаграмма на рис. 5 [19]: $H_{y,2}$, β_N , f_{BS} , τ_{pulse}/τ_E , n/n_G , T_e/T_i , q_{95} ...



Рис. 5. Диаграмма параметров плазмы, требующих одновременной реализации (из [19] токамак DIII-D)

К настоящему времени накоплен экспериментальный материал по совместному поведению физических параметров в зависимости от длительности поддержания режима Δt , свидетельствующий о том, что по мере увеличения длительности ряд параметров снижается. В качестве примера приведём зависимость

произведения $\beta_{N}H_{y, 2}$ от $\Delta t/\tau_{E}$ (рис. 6 из [20]). Из этой зависимости следует $\beta_{N}H_{y, 2} \leq 3$ —4, что показано в экспериментах на токамаках D-IIID, ASDEX-U, JT-60.

Ввиду важности подобных комплексных зависимостей режимы с одновременно большими β_N и $H_{y,2}$, поддерживаемыми в течение достаточно большого периода времени, неоднократно анализировались и позже. Приведём соответствующие данные, полученные в экспериментах на тех же токамаках и приведённые в специальном выпуске Progress in the ITER Physics Basis [20]:

— DIII-D: данные разряда с практически неиндуктивной генерацией тока ($f_{BS} + f_{CD} = 0.98$) в течение $\Delta t/\tau_E = 7$: $\beta_N = 3$, $H_{\gamma,2} = 1.4$ ($H_{89} = 2.4$);



Рис. 6. Зависимость произведения $\beta_N H_{y, 2}$ от длительности поддержания режима $\Delta t / \tau_E$: ■ — DIII-D, ● — JT-60U, ▲ — ASDEX-U $(\beta_N = \beta_T / (I/AB), H_{98y} = \tau_E / \tau_E^{\text{итэр98y}} \approx H_{89p} / 1,7)$



Рис. 7. База данных ITPA по зависимости произведения $\beta_{\rm N} {\rm H}_{89} / q_{95}^2$ от длительности поддержания режима $\Delta t / \tau_R$ [20, 21] (гибридный сценарий)



Рис. 8. База данных ITPA по зависимости произведения $\beta_{\rm N} {\rm H}_{\rm 89} / q_{\rm 95}^2$ от параметра $\epsilon^{1/2} \beta_{\rm p}$ при разных значениях $q_{\rm 95}$ [20, 21] (гибридный сценарий)

— JT-60U: данные разряда с полностью неиндуктивным током, поддерживаемым в течение $\Delta t/\tau_E = 6$: $\beta_N = 2,4$, $H_{y,2} = 1,2$, $q_{95} = 4,1$, доля бутстреп-тока $f_{BS} = 0,5$;

— ASDEX-U: получен режим с $\beta_N = 3.6$, $H_{y, 2} = 1,3, q_{95} = 3.6$ и долей бутстреп-тока $f_{BS} = 0.4$.

Из этих более поздних данных также следует, что произведение $\beta_{\rm N}H_{y,2}$ в длительном разряде не превосходит 4—4,7. В то же время величина запаса устойчивости в этих разрядах около $q_{95} \sim 3$ —4. Имеется информация, что при больших значениях q_{95} имеется возможность увеличения произведения $\beta_{\rm N}H_{y,2}$. Обработка данных эксперимента позволила A.C.C. Sips [21] построить зависимость произведения $\beta_{\rm N}H_{89}/q_{95}$ от длительности поддержания разряда $\tau_{\rm pulse}/\tau_{L/R}$, (рис. 7 из [20, 21]).

Просматриваемый на рис. 7 скейлинг $\max(\beta_N H_{89}) = (0,3-0,4) q_{95}^2$, казалось бы, позволяет надеяться на достижение очень больших значений произведения $\beta_N H_{y, 2}$ по мере увеличения запаса устойчивости q_{95} . Так, при $q_{95} \sim 7$ (значение, характерное для данных табл. 1) это даёт по отношению к скейлингу L-моды $\beta_N H_{89} \leq 15-20$ или по отношению к скейлингу H-моды $\beta_N H_{y, 2} \leq 10-15$. Однако, судя по рис. 7, экспериментальные данные не обнаруживают явной тенденции к выходу на плато. В результате скейлинг $\max(\beta_N H_{89}) = (0,3-0,4) q_{95}^2$ нельзя считать хорошо подтверждённым.

В этом смысле более информативен рис. 8 из [20, 21], на котором в явном виде приведены значения запаса устойчивости. Из него следует, что для данных табл. 1 ($q_{95} \approx 7,5$, $\epsilon^{1/2}\beta_p \approx 1$) скейлинг для произведения $\beta_N H_{89}$ существенно более пессимистичен:

$$max(\beta_{N}H_{89}) = 5,6$$
 или $max(\beta_{N}H_{v,2}) = 4$

Это приводит к тому, что физические параметры, указанные в табл. 1, могут быть чрезмерно завышены (согласно данным табл. 1 $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, т.е. $\beta_N H_{y,2} = 7$ — для ТИН-СТ и $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, т.е. $\beta_N H_{y,2} = 12$ — для СКТИН).

Рассмотрим с этих позиций параметры нейтронного источника ТИН-1, предложенного исходя из более умеренных физических допущений ([22, 23] и материалы комиссии С.В. Мирнова [24]). Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Сразу отметим, что источник нейтронов в проекте ТИН-1 более высокого класса (мощность потока нейтронов $P_N \sim 10$ MBT), чем ТИН-СТ и СКТИН (где ожидается $P_N \sim 1$ MBT). Физические параметры ТИН-1 более умеренные ($\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k_{95} = 1,7$ при аспектном отношении A = 2,5), что привело к значительному увеличению размеров установки. Произведение $\beta_N H_{y,2}$ в ТИН-1 около 4, что не выходит за пределы данных экспериментов, приведённых на рис. 6—8. Реакции на пучке и в ТИН-1 являются основным источником нейтронов, поэтому при нейтронной мощности ~10 МВт

1 аблица 3. Параметры термоядерного источника ней	тронов ТИН-1
Параметр	ТИН-1
Большой и малый радиусы плазмы R и a, м	1,5/0,6
Тороидальное поле на оси плазмы <i>B</i> _{t0} , Тл	3
Вытянутость и треугольность плазмы k и δ	1,7/0,3
Ток плазмы <i>I</i> _р , МА	2,5
Нормализованная бэта β _N	3
Коэффициент улучшения удержания H _{y, 2}	1,4
Запас устойчивости на границе шнура q ₉₅	4
Внутренняя индуктивность плазмы l _i (3)	0,7
Мощность дополнительного нагрева P _{aux} , МВт	20
Мощность, выделяемая в нейтронах, P _N , MBт	~8—10

Таблица	3. Па	раметры термоядерного и	источника нейтронов	ТИН-1
---------	-------	-------------------------	---------------------	-------

мощность подогрева плазмы ~15-20 МВт представляется разумной (тем более, что в ТИН-1 предполагается использовать соотношение между дейтерием и тритием в плазме смещённым в сторону трития). Доля бутстреп-тока при $\beta_p = 1,3$ оценивается как $f_{BS} \sim 0,5$, а ток увлечения при $n_e \sim 1.10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $T_e \sim 4$ кэВ масштаба 1 МА.

Столь небольшой ток увлечения при мощности 20 МВт связан с большими размерами ТИН-1 (*R* в 3-4 раза больше, чем в ТИН-СТ и СКТИН, пропорционально этому меньше эффективность генерации тока). В результате поддерживаемый неиндуктивно ток плазмы ~2 МА меньше проектного $I_p = 2,5$ МА, что требует дополнительной проработки.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ТОКАМАКОВ ТИН-СТ, СКТИН И ТИН-1

Рассмотрим возможности создания работоспособных электромагнитной системы и камеры компактных токамаков.

На внутреннем обводе токамака (от главной оси тора до плазмы) размещаются:

— центральный соленоид CS с наружным радиусом r_{cse} ;

— зазор между соленоидом и тороидальной обмоткой Δ_{CS-TF} ;

— внутренние проводники тороидального магнита TF_i толщиной Δ_{TF} ;

— зазор на внутреннем обводе между тороидальным магнитом и плазмой толщиной $\Delta_{\text{TF-PL}}$, который включает зазор между тороидальной обмоткой и камерой, вакуумную камеру, тайлы и скрэп-слой SOL.

Во всех рассматриваемых проектах (ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1) предполагается использование центрального соленоида в качестве стартового, в котором поток меняется от максимального до нуля и затем выдвигается из токамака на стадии горения плазмы с нейтронным выходом.

В ТИН-СТ и СКТИН наружный радиус соленоида r_{cse} рассчитывается «по остаточному принципу», а именно принято, что $r_{cse} \approx r_{tf}/2$ (r_{tf} — наружный радиус внутренней «ноги» тороидальной обмотки). При этом считается, что потеря 25% площади приемлема.

В обоих проектах радиус внутренней границы плазмы один и тот же: R - a = 20 см (в ТИН-СТ R = 50 см, a = 30 см; в СКТИН R = 40 см, a = 20 см).

Кроме того, в тороидальном магните в обоих случаях протекает один и тот же суммарный ток (I_{rod} = 3,75 МА-витков в ТИН-СТ и 3,74 МА-витков в СКТИН). В результате размещение на внутреннем обводе можно представить следующим образом:

— наружный радиус соленоида $r_{cse} = 7$ см;

- зазор между соленоидом и тороидальной обмоткой $\Delta_{CS-TF} = 0.5$ см;
- толщина тороидальной ноги $\Delta_{TF} = 8,5$ см (от 7,5 до 16 см);

— расстояние от проводника тороидальной обмотки до плазмы $\Delta_{\text{TF-PL}} = 4$ см.

Проанализируем эти данные.

Режим работы

Наружный радиус соленоида. В работе [9] для этого размещения подсистем на внутреннем обводе указано, что запас потока в соленоиде составляет $\Delta \Psi_{cs} = 0,2$ Вб при максимальном поле $B_{cs} = 7$ Тл. Простые оценки показывают, что при условии перемагничивания соленоида от полной зарядки до нуля максимальный поток не должен превышать $\Delta \Psi_{cs,max} = 0,1$ Вб. В результате либо придётся рассчитывать на

Стационарный

существенно меньший запас потока, либо принять, что соленоид с заявленными параметрами нельзя разместить в указанных размерах.

К подобным выводам приводит и соотношение для минимального наружного радиуса соленоида из работы [25]:

$$r_{\rm cse} \approx \left(\frac{\Delta \Psi_{\rm cs}}{\mu_0 j_{\rm cs}}\right)^{1/3},$$

где j_{cs} — конструктивная плотность тока по обмотке соленоида; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \, \Gamma$ н/м.

Из этого соотношения следует, что при $\Delta \Psi_{cs} = 0,2$ Вб наружный радиус соленоида не может быть сделан менее $r_{cse, min} = 9$ —10 см даже при конструктивной плотности тока $j_{cs} = 150$ —200 МА/м². И только при $\Delta \Psi_{cs} = 0,1$ Вб величина $r_{cse, min}$ может быть снижена до 7,5—8 см. Отметим, что при указанной высокой максимальной плотности тока из-за нагрева цикл зарядка-разрядка соленоида должен занимать не более 1 с.

При спаде тока в центральных соленоидах ТИН-СТ и СКТИН от максимального значения до нулевого подъём тока плазмы до значения, указанного в табл. 1, невозможен. Параметр C_I , характеризующий отношение максимальной величины индуктивно возбуждаемого тока к его базовому значению, может быть вычислен из соотношения

$$C_I = \frac{\Delta \Psi_{\rm cs}}{0, 4A\mu_0 RI_{\rm p}},$$

где знаменатель соответствует затратам потока на стадии индуктивного подъёма тока плазмы [26].

Для параметров табл. 1 при $\Delta \Psi_{cs} = 0,1$ Вб значение C_l составляет 0,16 для ТИН-СТ и 0,25 — для СКТИН. Для ТИН-1 при $\Delta \Psi_{cs} = 2$ Вб $C_l = 0,42$. В результате в ТИН-1 почти половину тока можно создать индуктивным способом, в то время как в ТИН-СТ и СКТИН — не более четверти. Последнее затрудняет и усложняет переход на неиндуктивный подъём и поддержание тока (могут понадобиться источники генерации тока, дополнительные к базовому).

О ширине центрального столба тороидального магнита. В отличие от импульсного режима в действующих токамаках тороидальный магнит в нейтронном источнике должен работать в непрерывном режиме. Для параметров ТИН-СТ и СКТИН конструктивная плотность тока на внутреннем обводе тороидальной обмотки должна быть не менее $j_{tf} > 60 \text{ MA/m}^2$ (даже без учёта каналов охлаждения и изоляции), несмотря на то, что в работе [6] рассматривались вопросы охлаждения и прочности таких тороидальных обмоток и показано, что в принципе эти вопросы по отдельности решаемы. В то же время комплексный анализ всей задачи о том, что, в конечном счёте, позволяет реализовать результаты расчётов в реальную конструкцию, отсутствует. Косвенным отражением этого является тот факт, что в уже действующих и проектируемых токамаках с длинным импульсом (но ещё не стационарным)



Рис. 9. Горизонтальное сечение тороидальной обмотки NSTX с каналами охлаждения до (*a*) и после модернизации (δ). Диаметр тороидальной обмотки на внутреннем обводе 20 см (*a*) и 40 см (δ)

конструктивная плотность тока не превышает 30—35 МА/м² даже при одновитковом варианте выполнения обмоток.

В качестве примера приведём значение j_{tf} из работы [27], в которой анализируются вопросы модернизации токамака NSTX. В этой работе решение задачи увеличения тороидального поля на оси плазмы с 0,5 до 1 Тл при длительности разряда до 5 с приводит к такому увеличению размеров центрального столба тороидального магнита, что в установке с исходным рекордно низким аспектным отношением A = 1,3 вынуждены пойти на его

увеличение до A = 1,5—1,6. При этом конструктивная плотность тока в [27] оказывается около 34 MA/м².

Представление о степени увеличения толщины центрального столба тороидального магнита NSTX при переходе от $B_{t0} = 0.5$ до 1 Тл даёт рис. 9 [27]. Видно, что рост поля сопровождается увеличением диаметра тороидальной обмотки на внутреннем обводе с 20 до 40 см.

Другой пример — тороидальная обмотка токамака DIII-D [28]. Обмотка служит для создания тороидального поля $B_{t0} = 2,2$ Тл (на радиусе $R_0 = 1,67$ м) в течение 15 с. Поле на обмотке достигает $B_c = 5,6$ Тл (центральный столб расположен от радиуса R = 0,25 до 0,65 м). Указанные данные приводят к конструктивной плотности тока на внутреннем обводе тороидальной обмотки DIII-D $j_{tf} = 16$ MA/m².

В табл. 4 и на рис. 10 суммированы оценки конструктивной (геометрической) плотности тока тороидальных обмоток современных проектируемых и уже построенных токамаков.

Токамак	<i>R</i> ₀ , м	<i>B</i> _{t0} , Тл	<i>B</i> _c , Тл	$j_{\rm tf}$, MA/m ²				
	Сверхпроводников	Сверхпроводниковые многовитковые тороидальные обмотки						
EAST [29]	1,7	3,5	5,8	15				
KSTAR [30]	1,8	3,5	7,2	22				
JT-60SA [31]	3,0	2,3	6,7	28				
ITER [32]	6,2	5,3	11	11				
	Тороидальны	ые обмотки, близкие к од	новитковым					
DIII-D [28]	1,67	2,2	5,6	16				
NSTX-U [27]	0,85	1	4,3	34				
	Тороидальные об	бмотки проектов нейтрон	ных источников					
ТИН-СТ	0,5	1,5	4,7	60				
СКТИН	0,4	1,87	4,7	60				
ТИН-1 [23]	1,5	3	6,5	17				

Таблица 4. Некоторые параметры тороидальных обмоток проектируемых и действующих токамаков

На рис. 10 видно, что для токамаков EAST, KSTAR, JT-60SA, ITER, DIII-D, NSTX-U данные по зависимости конструктивной плотности тока от поля на тороидальной обмотке могут быть представлены в виде

$$j_{\rm tf} \le \frac{160}{B_{\rm c}} \, \, [{\rm MA/m^2}, \, {\rm T\pi}].$$

Для ТИН-1 это соотношение выполняется с некоторым запасом, в то время как в проектах ТИН-СТ и СКТИН j_{tf} примерно вдвое превышает достигнутые в обмотках тороидального поля значения. Это имеет место как для многовитковых сверхпроводниковых и тёплых обмоток (EAST, KSTAR, JT-60SA, ITER, ТИН-1), так и для одно-



Рис. 10. Зависимость конструктивной плотности тока в обмотках тороидального поля токамаков от величины магнитного поля на обмотке

витковых (или набранных из дисков) тёплых обмоток (DIII-D, NSTX-U). При этом наиболее характерна ситуация с проектом NSTX-U, в котором пришлось пожертвовать низким аспектным отношением и пойти на переделку внутренней части камеры и тем не менее не удалось увеличить конструктивную плотность тока выше 34 MA/м² при длительности разряда всего 5 с.

Расстояние между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе. В проектах нейтронных источников не предполагается защиты электромагнитной системы от нейтронного излучения. Зазор между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе $\Delta_{\text{TF-PL}}$ включает в себя зазор между тороидальной обмоткой и камерой, толщину вакуумной камеры, тайлов и скрэп-слоя (SOL). Значения некоторых указанных параметров для проектов нейтронных источников ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 приведены в табл. 5.

- $ -$								
Токамак	S_{\parallel} , м ²	$P_{\rm aux}$, МВт	$p_{\rm aux}$, MBт/м ²	$\Delta_{ m tile}$, см	$\Delta_{ m SOL}$, см	$\Delta_{\mathrm{TF-VV}},$ см	$\Delta_{ ext{TF-PL}}$, см	$\Delta_{\mathrm{TF}\text{-PL}}/R_0$
ТИН-СТ	11	6,5	0,6	0,2	0,5	0,5	4	0,08
СКТИН	6	3,4	0,56	0,2	0,5	0,5	4	0,1
ТИН-1	50	20	0,4	2	3	1	15	0,1

Таблица 5. Проектные данные, относящиеся к зазору Δ_{TF-PI}

В табл. 5: S_{\parallel} — боковая поверхность плазмы; P_{aux} — мощность, подводимая к плазме; $p_{aux} = P_{aux}/S_{\parallel}$ — среднее значение потока мощности; Δ_{SOL} — толщина скрэп-слоя на внутреннем обводе плазмы; Δ_{TF-VV} —

конструктивный зазор между тороидальной обмоткой и вакуумной камерой; $\Delta_{\text{TF-PL}}/R_0$ — относительная толщина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе.

Из таблицы следует, что относительная толщина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой для всех указанных проектов довольно близка. Уровень тепловых нагрузок p_{aux} в ТИН-1 в полтора раза меньше, чем в ТИН-СТ и СКТИН, но мощность нейтронного потока в ТИН-1 существенно выше, чем в ТИН-СТ и СКТИН.

ОБЩАЯ СИТУАЦИЯ С ПАРАМЕТРАМИ КОМПАКТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ — ТОКАМАКОВ С МОЩНОСТЬЮ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА 1—10 МВт

Из приведённого анализа следует, что проектные данные компактных нейтронных источников определяются выбором сравнительно небольшого числа исходных физических и инженерных параметров. Главными из них являются:

— мощность потока нейтронов $P_{\rm N}$;

— нормализованная бэта плазмы β_N , коэффициент улучшения удержания $H_{y,2}$, вытянутость сечения плазмы k, запас устойчивости на границе шнура q_{95} ;

— аспектное отношение A, доля тока, создаваемая индуктивно C_l , конструктивная плотность тока в тороидальном магните j_{tf} , относительная величина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе $\Delta_{\text{TF-PL}}/R_0$.

Характеристики нейтронных источников определяются, в конечном счёте, конкретным выбором значений указанных исходных параметров. Сводка исходных данных для ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 суммирована в табл. 6.

					· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	- I -	r · · · ·		
Токамак	A	β_N	H _{y, 2}	k	q_{95}	C_I	$j_{\rm tf}$, MA/m ²	$\Delta_{ m TF-PL}/R_0$	$P_{\rm N}$, MBт
ТИН-СТ	1,67	4,9	1,4	2,75	7,5	0,16	60	0,08	1,2
СКТИН	2	6	2	2,75	8	0,25	60	0,1	1
ТИН-1	2,5	3	1,4	1,7	4	0,42	17	0,1	~8

Таблицаб. Исходные параметры нейтронных источников

Сформулируем некоторые рекомендации по выбору упомянутых параметров:

— в ТИН-СТ и СКТИН снизить произведение $\beta_N H_{\nu,2}$ до уровня 4—4,5;

— снизить вытянутость сечения плазмы до k = 2,2-2,4 в DN-конфигурации плазмы и ~1,7 — в SN-конфигурации. Для DN-конфигурации принять k = f(A) в соответствии с данными рис. 3;

— увеличить долю тока плазмы, создаваемой индуктивно, до $C_I = 0,4-0,5$. В этом случае упрощаются проблемы с дальнейшим подъёмом тока при использовании базовой системы ввода мощности в плазму (не нужно дополнительных источников с другими параметрами);



Рис. 11. Зависимость большого радиуса тора от мощности нейтронов для СКТИН (A = 2), ТИН-СТ (A = 1,67) и ТИН-1 (A = 2,5): I и 2 — ТИН-СТ и СКТИН для параметров, указанных в табл. 1; 3 — ТИН-1 для параметров, указанных в табл. 3 (при $j_{tf} = 17 \text{ MA/m}^2$); кривые: ТИН-СТ — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, k = 2,75, $j_{tf} = 60 \text{ MA/m}^2$; СКТИН — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, k = 2,75, $j_{tf} = 60 \text{ MA/m}^2$; ТИН-1 — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, k = 1,7, $j_{tf} = 30 \text{ MA/m}^2$

— принять, что тороидальная обмотка одновитковая (или набранная из дисков) с конструктивной плотностью тока на уровне 30 MA/ m^2 (более точно, $160/B_c$). Такая величина плотности тока близка к достигнутой в реальных конструкциях токамаков с длинным импульсом. Это приведёт к утолщению тороидальной обмотки для проектов ТИН-СТ и СКТИН и утончению — для проекта ТИН-1;

— принять относительную величину зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе $\Delta_{\text{TF-PL}}/R_0$, равную 0,1.

Из указанных параметров наиболее важна нейтронная мощность $P_{\rm N}$. По этому параметру установки ТИН-СТ и СКТИН (с $P_{\rm N} \sim 1$ МВт) и ТИН-1 (с $P_{\rm N} \sim 10$ МВт) принадлежат к разным классам установок. Ориентировочная зависимость большого радиуса установки от нейтронной мощности показана на рис. 11.

Если в параметрах сравниваемых проектов СКТИН, ТИН-СТ и ТИН-1 принять одни и те же конструктивную плотность тока (30 MA/m²) и значения физических параметров (скажем, $\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k \sim 1,7$), то зависимости $R(P_N)$ ещё более сблизятся для всех трёх проектов.

В итоге получается, что минимальные размеры нейтронных источников на основе токамака определяются, главным образом, уровнем нейтронной мощности и условием удержания быстрых частиц пучка $(I_p > I_{cr})$.

Дополнительное ограничение на компактность токамаков — источников нейтронов — может быть связано с предельным уровнем вводимой в плазму удельной мощности нагрева $p_{aux} = P_{aux}/S_{\parallel}$. Эта проблема инициирована С.В. Мирновым [33] и тесно связана с процессами взаимодействия плазма—стенка в ходе нагрева плазмы.

В [33] на основе анализа базы экспериментальных данных сделано предположение, что p_{aux} ограничено на уровне 0,2 МВт/м². Кроме того, приводятся результаты экспериментов на токамаке TFTR при $p_{aux} = 0,4$ МВт/м², где в ходе инжекции наблюдался быстрый рост концентрации плазмы с последующим срывом. Отмечено, что для обеспечения режима устойчивого горения плазмы при больших p_{aux} особое внимание необходимо уделять подготовке элементов первой стенки, обращённых к плазме (подготовка поверхности, покрытия).

Одна из причин ограничения на величину p_{aux} связана с частицами, вносимыми в плазму в ходе инжекции. Покажем, что причина «катастрофы» на TFTR при $p_{aux} = 0.4 \text{ MBt/m}^2$ связана с быстрым поступлением частиц в плазму в ходе инжекции, при которой количество частиц, поступающих с инжекцией, не успевает отводиться диффузией. Параметры разряда с $p_{aux} = 0.4 \text{ MBt/m}^2$ в TFTR приведены в табл. 16.2 работы [34]: $P_{aux} = 33.7 \text{ MBt}$, $E_b = 110 \text{ кэB}$, $n_e = 0.5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, R = 2.48 м, a = 0.82 м, k = 1, $\tau_E = 0.2 \text{ с}$. Для этих параметров величина удельной мощности нагрева $p_{aux} \approx 0.41 \text{ MBt/m}^2$.

Примем, что время жизни частиц τ_p в 4 раза превышает энергетическое время жизни плазмы τ_E (так, например, полагается в обзоре Б.Б. Кадомцева [35]), и введём параметр C_{NB} , являющийся отношением числа частиц, поступающих в плазму с пучком нейтралов, к количеству частиц, уходящих из неё за счёт диффузии:

$$C_{\rm NB} = \frac{\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\rm NB} \tau_p}{n_e} = \frac{P_{\rm aux}}{E_{\rm b} V_{\rm pl}} \frac{4\tau_E}{n_e} n.$$

Очевидно, что при $C_{\rm NB} \sim 1$ (к тому же с учётом возможного дополнительного поступления частиц) рост концентрации плазмы должен стать безостановочным вплоть до срыва. Подставив указанные параметры разряда в TFTR, получаем $C_{\rm NB} \approx 1$, т.е. действительно указанный механизм роста плотности из-за инжекции может стать фактором, ограничивающим удельную мощность энерговклада $p_{\rm aux}$.

В этом смысле важно оценить величину $C_{\rm NB}$ для проектов ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1. Воспользовавшись данными табл. 1 и 3 настоящей работы, можно получить $C_{\rm NB} \approx 0,25$ для ТИН-СТ, и СКТИН и $C_{\rm NB} \approx 0,4$ — для ТИН-1. Таким образом, в первом приближении в ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 ввод частиц с пучком ограничивающим фактором не является, и в этом смысле можно рассчитывать и на существенно большие допустимые значения удельной мощности нагрева.

На рис. 12 показана зависимость удельной мощности нагрева плазмы p_{aux} от мощности энерговыделения в нейтронах P_N . Видно, что для всех трёх систем характерны довольно большие и близкие значения p_{aux} , которые снижаются по мере роста мощности энерговыделения в нейтронах.



Рис. 12. Зависимость удельной мощности энерговклада от нейтронной мощности для СКТИН (A = 2), ТИН-СТ (A = 1,67) и ТИН-1 (A = 2,5); кривые: ТИН-СТ — зависимость p_{aux} (P_N) при $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, k = 2,75, $j_{tf} = 60$ МА/м²; СКТИН — зависимость p_{aux} (P_N) при $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, k = 2,75, $j_{tf} = 60$ МА/м²; ТИН-1 — зависимость p_{aux} (P_N) при $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, k = 1,7, $j_{tf} = 30$ МА/м²

Характерные значения удельной мощности энерговклада составляют ~0,5 МВт/м² для ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 в диапазоне нейтронной мощности 1—10 МВт.

Кроме ограничения, связанного с ростом плотности при инжекции (величина параметра $C_{\rm NB}$), имеется ещё одно ограничение на максимальную удельную мощность энерговклада, связанное с максимальной мощностью «по окну» p_W . Достигнутое значение p_W составляет 20 MBT/м². В этом случае даже если окна ввода мощности занимают 4—5% от боковой поверхности камеры, то в принципе можно рассчитывать на достижение значений удельной мощности энерговклада $p_{\rm aux} \approx 0.8$ —1 MBT/м².

Наконец, есть ограничение на величину p_{aux} , связанное с отводом тепла от первой стенки. Основная опасность тут связана с резко выраженной локальностью тепловых нагрузок. Огромная работа, проделанная в рамках проекта ИТЭР, привела при средней тепловой нагрузке ~0,2 MBt/m², при учёте локальности «языков» сброса энергии от ELMs к необходимости рассчитывать конструкцию первой стенки на тепловую нагрузку около 5 MBt/m². Однако проделать такой переход для рассматриваемых нейтронных источников в настоящее время не представляется возможным.

Уровень нейтронной мощности ~10 МВт (принятый в ТИН-1) представляется существенно более привлекательным с точки зрения, скажем, наработки U—Th-топлива. При этом удельная нейтронная нагрузка на первую стенку p_N в ТИН-1 оказывается около 0,2 МВт/м² (в ТИН-СТ $p_N \sim 0,1$ МВт/м², в СКТИН $p_N \sim 0,15$ МВт/м²). Плата за увеличение нейтронной мощности — рост капитальных и эксплуатационных затрат.

Отметим ещё одну важную особенность анализируемых источников нейтронов, в которых нейтронная генерация определяется, главным образом, реакциями на пучке. Одна и та же вводимая мощность выступает, образно говоря, в трёх ипостасях:

- приводит к генерации нейтронов при реакциях частиц пучка на плазме;
- поддерживает энергобаланс;
- создаёт и поддерживает ток плазмы.

В этом случае разбаланс в хотя бы одной из них может привести к необходимости изменения рабочих параметров, что требует дополнительного резервирования вводимой мощности и даже использования дополнительных методов нагрева и поддержания тока.

выводы

Размеры и другие параметры токамаков — источников нейтронов, основанных на реакциях пучка быстрых дейтронов в плазме, определяются комплексом ограничений:

— мощность вводимого пучка дейтронов, которая при заданных размерах определяет стационарную мощность генерации нейтронов. Эта мощность ограничивается сечением ввода пучка, а также мощностью, приходящей на единицу поверхности первой стенки, ограниченной на уровне 0,3—0,4 МВт/м²;

— значение удельной нейтронной нагрузки на первую стенку p_N , интересное с точки зрения ядерных приложений (например, наработка топлива) [23, 24], составляет $p_N \ge 0.2 \text{ MBt/m}^2$. В ТИН-СТ и СКТИН значение p_N меньше ($p_N \sim 0.1 \text{ MBt/m}^2$ в ТИН-СТ, $p_N \sim 0.15 \text{ MBt/m}^2$ в СКТИН). Кроме того, абсолютный уровень нейтронной мощности составляет ~1 МВт (ТИН-СТ, СКТИН) по сравнению с ~10 МВт в ТИН-1. Плата за увеличение нейтронной мощности — рост капитальных и эксплуатационных затрат;

— относительная величина тока, возбуждаемого центральным соленоидом до перехода в режим неиндуктивного поддержания источниками дополнительного нагрева (чисто неиндуктивный сценарий разряда согласно сегодняшним представлениям обходится очень дорогой ценой, если вообще осуществим). Разумная величина генерируемого индуктором тока >40% *I*_p. Большая величина индуктивной составляющей тока плазмы требует соответствующего места для размещения центрального соленоида, что приводит к увеличению размеров источника;

— вытянутость сечения плазмы. В рассматриваемых проектах токамачных нейтронных источников принимается, что в ходе сценария разряда при переходе к неиндуктивному режиму соленоид убирается

(выдвигается). Расчёты показывают, что при отсутствии центрального соленоида значений вытянутости плазмы (k = 2,75) не получить;

— конструктивная плотность тока j_{tf} в тороидальной обмотке, влияющая на ширину центрального столба тороидального магнита. Судя по данным реализованных проектов, значение j_{tf} не превышает 30 MA/м²;

— процессы удержания плазмы, характеризующиеся произведением $\beta_{\rm N}H_{y, 2}$. Имеющаяся база данных удовлетворяет ограничению $\beta_{\rm N}H_{y, 2} \le 4$ —4,5.

Необходимость учёта этих и других ограничений, которые должны быть учтены при проектировании плазмофизической и инженерной части токамака — источника нейтронов, безусловно, повлияет на реальные размеры такого источника и, соответственно, на пределы компактности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Kuteev B.V., Borisov A.A., Golikov A.A. et al. Tokamak-based MW-range fusion neutron sources. In: DOE Workshop on Fusion-Fission Hybrid Reactors. Gaithersburg, Maryland, USA, September 30 October 2, 2009.
- Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И. Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза. Физика плазмы, 2010, т. 36, с. 307—346; see also Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., and Khripunov V.I. Intense fusion neutron sources. Plasma Physics Reports, 2010, vol. 36, № 4, p. 281—317.
- 3. Голиков А.А., Кутеев Б.В. Выбор параметров режима стационарного разряда в компактном токамаке. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 50—58.
- 4. Днестровский А.Ю., Голиков А.А., Кутеев Б.В., Хайрутдинов Р.Р., Грязневич М.П. Исследование стационарного режима работы нейтронного источника на основе токамака. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 4, с. 26—35.
- 5. Клищенко А.В., Кутеев Б.В., Шпанский Ю.С. Первая стенка и вакуумная камера нейтронного источника ТИН-СТ. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 4, с. 36—39.
- 6. Шпанский Ю.С., Кутеев Б.В., Лукаш В.Э., Петров В.С. Магнитная система нейтронного источника ТИН-СТ. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 4, с. 40—47.
- Kuteev B.V., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Yu. et al. Key physics issues of a compact tokamak fusion neutron source. In: IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 11—16 Oct. 2010. Report FTP/P6-10.
- Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S. et al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils. Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
- 9. Азизов Э.А., Велихов Е.П., Тажибаева И.Л., Школьник В.С., Минеев А.Б. и др. Казахстанский материаловедческий токамак КТМ и вопросы управляемого термоядерного синтеза. Алматы, 2006.
- 10. **Пистунович В.И., Шаталов Г.Е.** Термоядерный реактор на основе токамака. В сб.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, 1981, т. 2, с. 138.
- 11. Progress in the ITER Physics Basis. Nucl. Fusion, 2007, vol. 47(Special Issue).
- 12. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б. Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебное пособие. — СПб: Изд-во Политехнического ун-та, 2006.
- Campbell D.J., de Marco F., Giruzzi G. et al. Critical physics issues for tokamak power plants. In: 21st Fusion Energy Conf. Chengdu, 16—21 October 2006, T-FT/1-1; Oikawa T. et al. — Nucl. Fusion, 2001, vol. 21, p. 1575.
- 14. ITER Physics Basis. Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, № 12.
- 15. Колесниченко Я.И., Параил В.В., Переверзев Г.В. Генерация безындукционного тока в токамаке. В сб.: Вопросы теории плазмы, 1989, вып. 17.
- 16. Gates D.A., Ahn J., Allain J. et al. Overview of results from the National Spherical Torus Experiment (NSTX). Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 104016.
- Hofmann F., Sauter O., Behn R., Reimerdes H. Observation of beta-limits in highly elongated tokamak plasmas. In: Proc. 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Praha, ECA, 1998, vol. 22C, p. 703; see also Reimerdes H., MHD Stability Limits in the TCV Tokamak, EPFL: Preprint LRP 7001/01, 2001.
- 18. Беляков В.А., Минеев А.Б. Токамак: равновесные плазменные конфигурации. СПб.: ВВМ, 2010.
- Thomassen K. The steady state tokamak. In: Proc. of the 1999 Fusion Summer Study. Snowmass, Colorado, USA, July 11—23, 1999. Energy Issues Working Group, Rep.10, http://www.apam.columbia.edu/SMproceedings/default.html.
- Gormezano C., Sips A.C.C., Luce T.C. et al. Chapter 6: steady state operation. Progress in the ITER physics basis. Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S285—S33.
- 21. Sips A.C.C. et al. Advanced scenarios for ITER operation. Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. A19.
- 22. Azizov E.A., Arefiev Yu.P., Gladush G.G. et al. The concept of the volumetric neutron source on the Basis of the JUST-T tokamak for minor actinides transmutation. Plasma Devices and Operations, 2003, vol. 11, № 4, p. 279.
- 23. Азизов Э., Бондарчук Э., Велихов Е. и др. Использование компактных токамаков в качестве источника нейтронов для решения задач ядерной и термоядерной энергетики. В сб.: Международный форум ТЭК. Санкт-Петербург, 2009.

- 24. Выводы Комиссии Росатома по выбору путей оптимального развития термоядерной энергетики России на основе токамаков. — М., 2009.
- 25. Mineev A.B. Non-inductive plasma operation scenario in tokamaks: possibilities for realization. Plasma Devices and Operations, 2007, vol. 15, № 3, p. 225.
- 26. Gryaznevich M., Bevir V., Knight P. et al. Plasma formation and volt-second consumption in spherical tokamaks. In: Intern. Workshop on Spherical Torus'97 (STW-97). St-Petersburg, Russia, 3—5 September, 1997.
- 27. Strykowsky R., Chrzanowski J., Denault M. et al. NSTX Upgrade Overview. ICENES, May, 2011.
- 28. Luxon J.L. A design retrospective of the DIII-D tokamak. Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 614.
- 29. Wan Y.X., Weng P.D., Li J.G., Gao D.M., Wu S.T. and the EAST Team. Progress of the EAST project in China. In: Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, FT/3-3.
- 30. Kim K., Park H.K., Park K.R. Status of the KSTAR superconducting magnet system development. In: Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, FT/P7-16.
- 31. Matsukawa M. Engineering feature in the design of JT-60SA. In: 21th IAEA Fusion Energy Conf. Chengdu, China, 2006, FT/P7-5.
- 32. ITER Technical Basis. ITER EDA Documentation Series, № 24. Vienna: IAEA, 2002.
- 33. Мирнов С.В. (private communication).
- 34. Кенро Миямото. Основы физики плазмы и управляемого синтеза. М.: Физматлит, 2007. 304 с.
- 35. Кадомцев Б.Б. Основы физики плазмы токамака. Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, вып. 10 (ВИНИТИ), М. 1991.



Энглен Атакузиевич Азизов, директор ИФТ, д.ф-м.н., профессор, лауреат Государственной премии СССР; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия azizov@nfi.kiae.ru



Анатолий Борисович Минеев, в.н.с., к.ф-м.н.; НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, Колпино, МЕТАЛЛОСТРОЙ, а/я 176, Россия

mineevab@sintez.niiefa.spb.su

Статья поступила в редакцию 19 марта 2012 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 5—20.