

УДК 621.039.623

МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ ТИН-СТ*С.Ю. Медведев, А.А. Иванов, Б.В. Кутеев, В.Э. Лукаш, Р.Р. Хайрутдинов**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Предложены варианты профилей плазмы для возможных стационарных режимов с улучшенным удержанием плазмы в компактном токамаке ТИН-СТ с аспектным отношением $R/a = 1,75$, вытянутостью сечения $\kappa = 2,75$ и треугольностью $\delta = 0,4$. Для увеличения доли бутстреп-тока максимум градиента давления расположен на 0,8 малого радиуса плазмы. Величина внутренней индуктивности изменяется от 0,3 для варианта со скинированным профилем тока до 0,4 в случае монотонно спадающего к границе пикированного профиля тока. Предложенные профили были использованы для расчётов равновесия плазмы со свободной границей и МГД-устойчивости. Для ограничения инкремента вертикальной неустойчивости плазмы значениями ниже 100 с^{-1} (что определяется возможностями систем активной стабилизации) требуются дополнительные пассивные стабилизаторы как у внешней, так и внутренней стенок вакуумной камеры. Предельные по устойчивости внешних винтовых мод величины нормированного тока составляют $I_N < 8$ (что соответствует току плазмы $I_p = 2,9 \text{ МА}$ при $a = 0,27 \text{ м}$ и $B = 1,35 \text{ Тл}$). Для стационарных режимов с большими β и фактором запаса устойчивости на магнитной оси $q_0 > 1$ оптимальная величина тока ниже: $I_N = 5$ ($I_p = 1,8 \text{ МА}$). Глобальные винтовые моды ограничивают величину нормированного бета $\beta_N < 6$ при условии стабилизации внешних винтовых мод, неустойчивых из-за конечной проводимости стенки (RWM) и $q_0 > 2$. Винтовые/баллонные моды со средними величинами тороидального волнового числа $n > 5$, которые слабо стабилизируются проводящей стенкой, дают то же ограничение $\beta_N < 6$.

Ключевые слова: токамак, режимы с улучшенным удержанием, равновесие со свободной границей, МГД-устойчивость.

MHD STABILITY OF FNS-ST*S.Yu. Medvedev, A.A. Ivanov, B.V. Kuteev, V.E. Lukash, R.R. Khairutdinov**NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

The plasma profiles are proposed for possible stationary advanced regimes in the compact tokamak FNS-ST with the aspect ratio $R/a = 1.75$, elongation $\kappa = 2.75$ and triangularity $\delta = 0.4$. For maximizing the bootstrap current fraction, the maximal pressure gradient is located at 0.8 of the minor plasma radius. The internal inductance I_i varies from 0.3 for the skin current density profile to 0.4 for monotonic peaked current density. The proposed profiles are used for free boundary equilibrium and MHD stability computations. For the vertical instability growth rates below 100 s^{-1} (in order to satisfy the requirements of the active stabilization control systems) additional passive stabilizers are needed both at the outer and inner vacuum chamber walls. The stability limit on the plasma current set by the external kink modes corresponds to the value of normalized current $I_N < 8$ (plasma current $I_p = 2.9 \text{ MA}$ at $a = 0.27 \text{ m}$ and $B = 1.35 \text{ T}$). For the stationary regimes with high beta and for the safety factor at the magnetic axis $q_0 > 1$, the optimal current value is $I_N = 5$ ($I_p = 1.8 \text{ MA}$). The global kink modes limit the normalized beta value $\beta_N < 6$ provided that the resistive wall modes (RWM) are stabilized and $q_0 > 2$. The kink/ballooning modes with the medium toroidal wave numbers $n > 5$, that are weakly stabilized by the conducting wall, give the same limit $\beta_N < 6$.

Key words: tokamak, advanced regimes, free boundary equilibrium, MHD stability.

ВВЕДЕНИЕ

Оптимизация параметров плазмы токамаков с малым аспектным отношением и большой долей бутстреп-тока является актуальной задачей как в приложении к токамаку-реактору на основе компактных токамаков [1, 2], так и для новых концепций источника нейтронов на базе токамака. Увеличение доли бутстреп-тока для безындукционного поддержания стационарного разряда приводит к геометрии поперечного сечения с большой вытянутостью и треугольностью [1]. Токмаки с большими β при учёте стабилизации стенкой в стационарном режиме были рассмотрены в [3] как возможные режимы для ДЕМО. Оптимальные параметры компактного токамака заметно отличаются от параметров для токамаков с традиционным аспектным отношением. Во-первых, из-за улучшенной вертикальной устойчивости достижимы большие значения вытянутости, что приводит к большей эффективности генерации бутстреп-тока. Величина предельного тока быстро растёт с уменьшением аспектного отношения [4]. Наконец, режимы развития мод, локализованных у границы плазмы (ELM), заметно отличаются от стандартных больших ELM типа I. Кроме того, разряды без ELM, полученные в NSTX в присутствии лития [5], дают основание надеяться на достижение оптимальных профилей плазмы с большим градиентом давления, распределённым вблизи границы и дающим большой вклад в бутстреп-ток. Для достижения больших β с такими профилями необходимо учитывать устойчивость внешних винтовых мод с $n > 5$, которые в отли-

чие от пилинг-баллонных мод, локализованных в узком пьедестале у границы плазмы и вызывающих ELM, могут приводить к глобальным срывам. Для идеальной устойчивости мод с большими n стенка должна быть очень близка к плазме, кроме того, возможности активного контроля соответствующих мод, стабилизированных проводящей стенкой и развивающихся с резистивным временем (RWM), ограничены.

В работе предложены варианты плазменных профилей для возможных стационарных режимов с улучшенным удержанием плазмы в токамаке с низким аспектным отношением $A = R/a = 1,75$, вытянутостью сечения $k = 2,75$ и треугольностью $\delta = 0,4$ [6—9]. С целью увеличения доли бутстреп-тока максимум градиента давления расположен на 0,8 малого радиуса плазмы. Величина внутренней индуктивности изменяется от 0,3 для варианта со скинированным профилем тока до 0,4 в случае монотонно спадающего к границе пикированного профиля тока. Предложенные профили были использованы для расчётов равновесия плазмы со свободной границей и МГД-устойчивости (рис. 1).

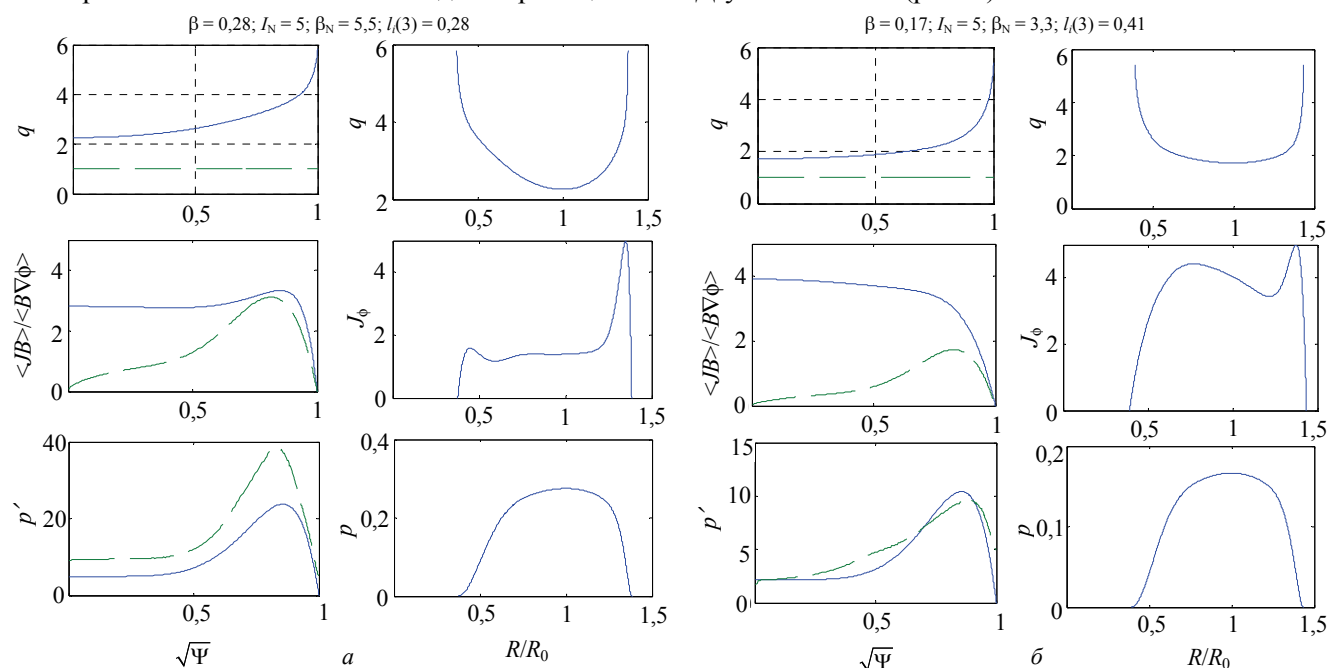


Рис. 1. Профили фактора запаса устойчивости q , параллельной и тороидальной плотности тока, градиента давления и давления плазмы (в произвольных единицах): - - - $q = 1$, параллельная плотность бутстреп-тока и предельный по баллонной устойчивости градиент давления в соответствующих осях; a — скинированный профиль тока, доля бутстреп-тока 70%; b — пикированный профиль тока, доля бутстреп-тока 40%

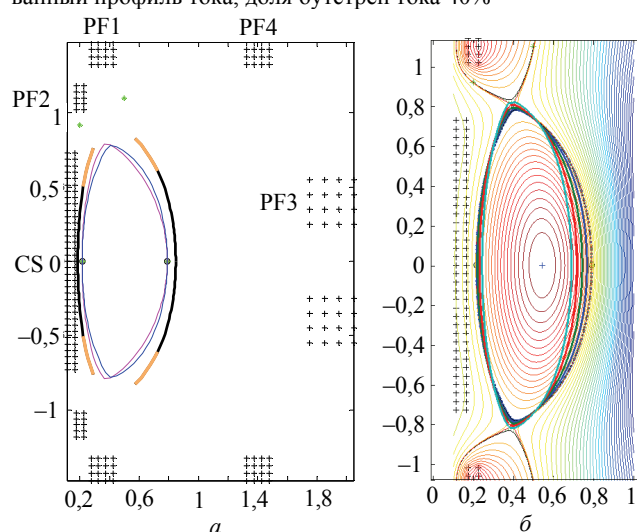


Рис. 2. Равновесие со свободной границей: a — расположение катушек полоидального поля и пассивных стабилизаторов, а также границы равновесной плазмы со скинированным и пикированным профилями плотности тока; b — изменение формы плазмы при вариации профиля плотности тока в плазме при заданных токах в катушках

Проведены расчёты равновесия со свободной границей по кодам SPIDER [10] и DINA [11] для различных вариантов расположения катушек полоидального поля. Выяснено, что при использовании только одной пары катушек (помимо диверторных) невозможно обеспечить существование равновесия с дивертором при скинированном профиле плотности тока плазмы. Предложено несколько вариантов расположения дополнительных катушек, которые обеспечивают поддержание диверторной конфигурации при изменении профиля тока в плазме. Изменение формы плазмы при изменении профиля продольного тока при этом остаётся значительным (рис. 2).

С целью оптимизации тока в полоидальных катушках проведена серия расчётов равновесия при различном положении контрольных точек на усах сепаратрисы, соответствующих разному положению диверторных пластин. Расстояние от дивер-

торных катушек до плазмы ограничено, в частности, поперечным размером катушек тороидального поля, расположенных между ними. Это даёт ограничение снизу на величину тока в диверторных катушках. Предложен вариант магнитной системы с величиной тока в катушках полоидального поля, не превышающей 2 МА при токе плазмы 3 МА. Величина тока в отдельных катушках и распределение вертикальных сил, действующих на катушки, сильно зависят от профиля плотности тока в плазме, а величина сил может достигать 4 МН.

Для полученных равновесий был проведён расчёт инкрементов вертикальной неустойчивости по кодам SPIDER, DINA и KINX [12]. Для ограничения инкрементов величиной ниже 100 с^{-1} (что определяется возможностями систем активной стабилизации) необходимо использование дополнительных пассивных стабилизаторов. При этом из-за значительных изменений геометрии плазмы при изменении профиля продольного тока такие стабилизаторы должны быть расположены как у внешней, так и внутренней стенок вакуумной камеры. Предложен вариант расположения пассивных стабилизаторов вне вакуумной камеры, при котором толщина пластин из хромциркониевой бронзы размером 2 см обеспечивает инкременты меньше 30 с^{-1} .

Предел по величине плазменного тока устанавливает неустойчивость внешней винтовой моды $n = 1$. При этом важно учитывать влияние сепаратрисы магнитного поля на устойчивость, как это отмечено в работе [4]. Там же предложен скейлинг для предельных величин тока в плазме:

$$I_N = 2,5 \frac{1 + \kappa^2}{(A - 1)q_{95}}, \quad (1)$$

где нормированный ток определяется как $I_N = I_p[\text{МА}]/(a[\text{м}]B[\text{Тл}])$, а величина фактора запаса устойчивости на 0,95 части полоидального потока внутри сепаратрисы q_{95} равна 2. Однако величина $q_{95} = 2$ предполагает достаточно пикированный профиль плотности тока и достигается при $q_0 < 1$. Для более плоских профилей и при $q_0 > 1$, что более реалистично для стационарных режимов с большими β , в (1) надо брать $q_{95} = 3$. Кроме того, предел по току слабо растёт при вытянутости $\kappa > 2$. Таким образом, для сильно вытянутых сечений плазмы при умеренной треугольности $\delta = 0,3\text{—}0,4$ приходим к следующей модификации скейлинга (1):

$$I_N = \frac{6,25}{A - 1} \quad \text{или} \quad I_N = \frac{4,17}{A - 1} \quad (2)$$

в зависимости от типа профилей. Следует отметить, что для получения более точных оценок предельного тока необходимо проведение расчётов МГД-устойчивости для конкретной геометрии и профилей равновесной плазмы.

Предельные величины β_N без учёта стабилизации проводниками обычно не превышают $\beta_N = 2\mu_0 \langle p \rangle / (B^2 I_N) = 4$. В токамаках с традиционным аспектным отношением $A > 3$ действует эмпирический скейлинг $\beta_N = 4l_i$, где l_i — внутренняя индуктивность плазмы. В токамаках с низким аспектным отношением, как NTSX, коэффициент в таком скейлинге гораздо выше [10]. В любом случае для достижения высоких β , соответствующих $\beta_N = 6$, требуются учёт стабилизации проводящей стенкой и, следовательно, изучение внешних винтовых мод, неустойчивых из-за конечной проводимости стенки (RWM), включая учёт вращения и кинетических эффектов.

Наконец, внешние винтовые моды, взаимодействующие с баллонными неустойчивостями (по-другому, пилинг-баллонные моды) со средними величинами тороидальных волновых чисел $n > 5$, гораздо слабее стабилизируются проводящей стенкой. Для рассматриваемого класса профилей с максимумом градиента давления вблизи границы плазмы такие неустойчивости также ограничивают достижимые β . При больших n необходим учёт диамагнитной стабилизации.

Вопрос о параметрах пьедестала и режимах ELM является одним из ключевых для стационарной работы реактора, поскольку определяет пиковые нагрузки на дивертор. Скейлинг высоты пьедестала для стандартных токамаков [14], применённый для рассматриваемых параметров компактного источника нейтронов, показывает невысокие значения температуры, в том числе и по отношению к максимуму температуры плазмы.

РАВНОВЕСИЕ СО СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ И ВЕРТИКАЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

Равновесие со свободной границей было рассчитано по кодам SPIDER и DINA с использованием профилей, показанных на рис. 1. Для решения обратной задачи равновесия при заданных профилях задаются также размер, положение и вытянутость плазмы при помощи лимитерных точек на внешнем и внутреннем обводе плазмы в экваториальной плоскости и точек на усах сепаратрисы (см. рис. 2, *а*). Получающиеся значения токов в катушках полоидального поля приведены в табл. 1. При этом и координаты границы плазмы, и величина тока существенно отличаются для разных профилей (ток в соленоиде фиксирован и связан с конструкцией центрального столба). Как следует из таблицы, наличие пары катушек PF4 является существенным для удержания плазмы со скинринованным профилем тока. Проведённые расчёты при фиксированном токе в катушках полоидального поля показывают, что изменение профилей в плазме приводит к изменению её малого радиуса при достаточно слабом воздействии на область X-точек и дивертора. В частности, плазма сжимается, как показано на рис. 2, *б*, при токах в катушках полоидального поля из четвёртой колонки табл. 1 и при постепенном изменении профиля параллельного тока от пикированного (см. рис. 1, *б*) до скинринованного (см. рис. 1, *а*).

Таблица 1. Величина тока в катушках полоидального поля (см. рис. 2) и вертикальные силы, действующие на катушки, для равновесия с различными профилями в плазме. Ток плазмы 3 МА

| Номер катушки | Равновесие со скинринованным профилем тока | | Равновесие с пикированным профилем тока | |
|---------------|--|---------------|---|---------------|
| | I_{PF} , МА | F_{PF} , МН | I_{PF} , МА | F_{PF} , МН |
| PF1 | 1,71 | -1,20 | 0,64 | -0,47 |
| PF2 | 1,54 | 0,91 | 1,80 | 0,35 |
| PF3 | -0,64 | -0,37 | -1,30 | 4,02 |
| PF4 | -1,40 | -1,21 | -0,08 | 0,15 |
| CS | -0,5 | 0 | -0,5 | 0 |

Выбор формы вакуумной камеры должен соответствовать границе равновесной плазмы. При этом надо учитывать зависимость границы плазмы от профилей и обеспечить достаточный зазор между плазмой и первой стенкой, как это изображено на рис. 1, *а*. Однако при наличии такого зазора инкременты вертикальной неустойчивости, рассчитанные по кодам KINX и SPIDER, достаточно велики: 600 и 300 с^{-1} для скинринованного и пикированного токов соответственно в предположении стальной стенки с удельным сопротивлением $\eta = 7,2 \cdot 10^{-7}$ Ом·м толщиной 2 см. Для дополнительной пассивной стабилизации эффективны высокопроводящие пластины, расположенные сразу за стальной стенкой в областях X-точек (см. рис. 2, *а*). С медными пластинами ($\eta = 1,72 \cdot 10^{-8}$ Ом·м) толщиной 1 см инкременты для обоих типов равновесия падают до 30 с^{-1} .

Заметим, что наличие стабилизатора на внутреннем обводе важно для стабилизации плазмы со скинринованными профилями из-за большей треугольности плазмы. В качестве пассивных стабилизаторов могут работать и пластины дивертора. Например, при расположении пластин из хромциркониевой бронзы ($\eta = 2,15 \cdot 10^{-8}$ Ом·м) толщиной 2 см, показанном на рис. 3, инкременты равны 60 и 100 с^{-1} соответственно. В этом случае инкремент

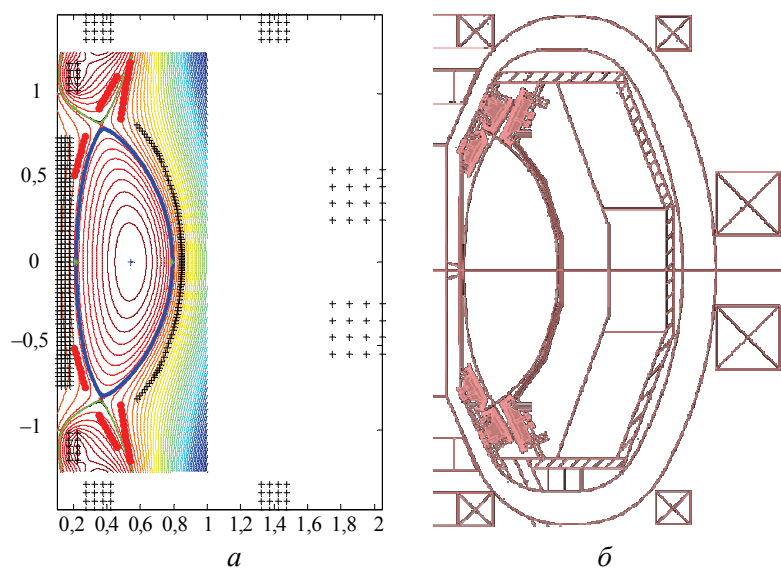


Рис. 3. Равновесие со свободной границей и положение диверторных пластин: *а* — аппроксимация диверторных пластин в коде SPIDER для расчёта осесимметричной устойчивости; *б* — чертёж дивертора, blankets, вакуумной камеры и катушек полоидального поля

вертикальной неустойчивости меньше для скинированного профиля тока из-за близости диверторной пластины к внутреннему обводу плазмы, несмотря на более низкое значение внутренней индуктивности. Невысокие инкременты позволяют использовать стандартную систему управления положением плазмы при помощи обратных связей.

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ТОК ПЛАЗМЫ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ β

Для расчёта предельных значений тока плазмы было использовано равновесие с заданными профилями параллельного тока (см. рис. 1) и соответствующими границами (см. рис. 2, а) при низком давлении плазмы $\beta = 0$. Изменение нормированного тока I_N , величина которого и определяет безразмерный предел по току в рамках идеальной МГД, достигается за счёт изменения тороидального поля. Для таких равновесий предельные значения I_N по устойчивости внешней моды $n = 1$ без учёта стабилизации стенкой составляют 6,1 ($I_p = 2,2$ МА, $q_0 = 1,9$) для скинированного и 7,3 ($I_p = 2,65$ МА, $q_0 = 1,3$) для пикированного профилей плотности тока. Скейлинг (2) для профилей с $q_0 > 1$ при $A = 1,75$ даёт предельное значение $I_N = 5,6$.

Достижимые предельные значения β_N зависят от величины нормированного тока. На рис. 4, а показана зависимость β_N от нормированного тока в сериях равновесий с фиксированными профилями параллельного тока при пропорциональном изменении профиля давления. Несмотря на более низкую предельную величину тока в случае скинированного профиля, величины предельных β превышают результаты для пикированного профиля. Это прежде всего является результатом отсутствия резонансной поверхности $q = 2$ в плазме при низкой внутренней индуктивности. При $I_N > 5$ предельные β_N меняются слабо. На рис. 4, б показаны инкременты винтовых мод (RWM) при учёте стабилизации проводящей стенкой для $I_N = 5$. В то время как предельное $\beta_N = 2,6$ определяется устойчивостью моды $n = 1$, которая может быть стабилизирована системой обратных связей даже без учёта вращения, при $\beta_N > 4$ быстро нарастают инкременты мод $n = 2$ и $n = 3$. Для достижения больших β_N надо рассчитывать на стабилизацию вращением и за счёт кинетических эффектов.

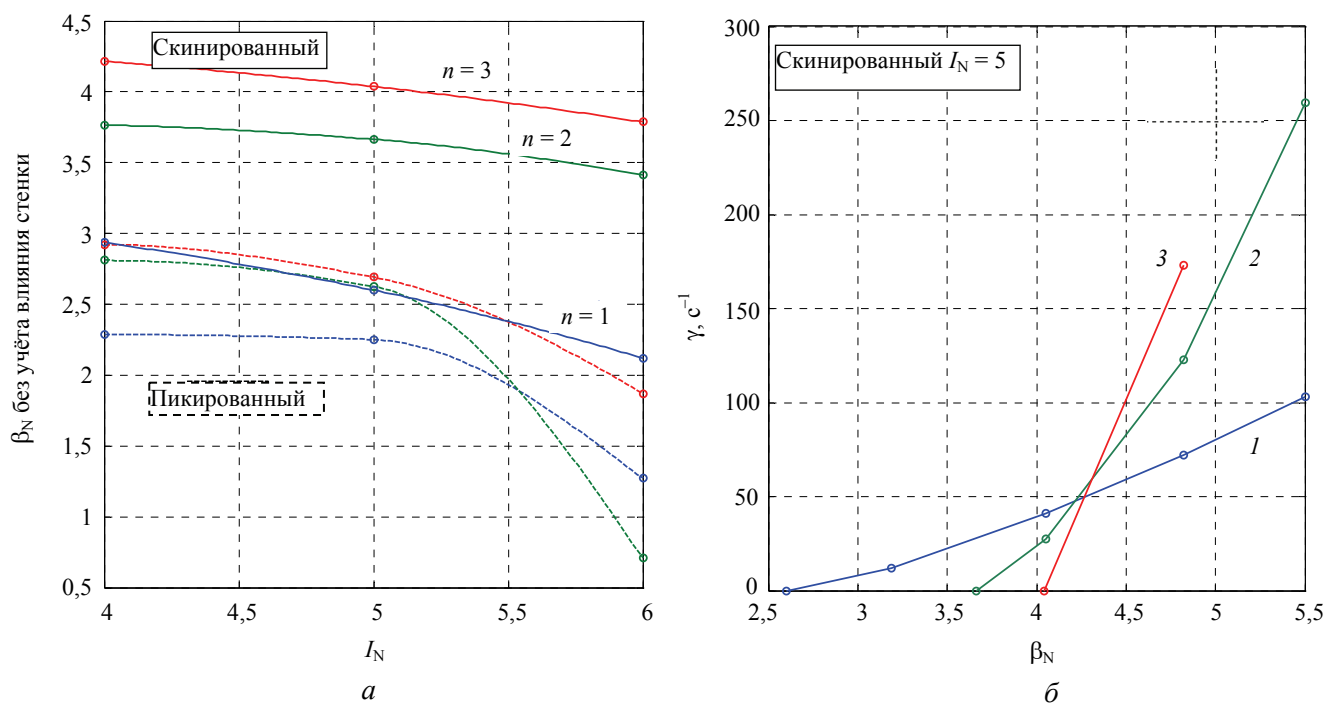


Рис. 4. Предельные значения β_N относительно устойчивости внешних винтовых мод (без учёта стабилизации проводящей стенкой) с волновыми числами $n = 1, 2, 3$ при изменении величины нормированного тока: — — скинированный ток, - - - пикированный ток (а); инкременты RWM в зависимости от β_N для скинированного тока при $I_N = 5$: 1 — $n = 1$; 2 — $n = 2$; 3 — $n = 3$ (б)

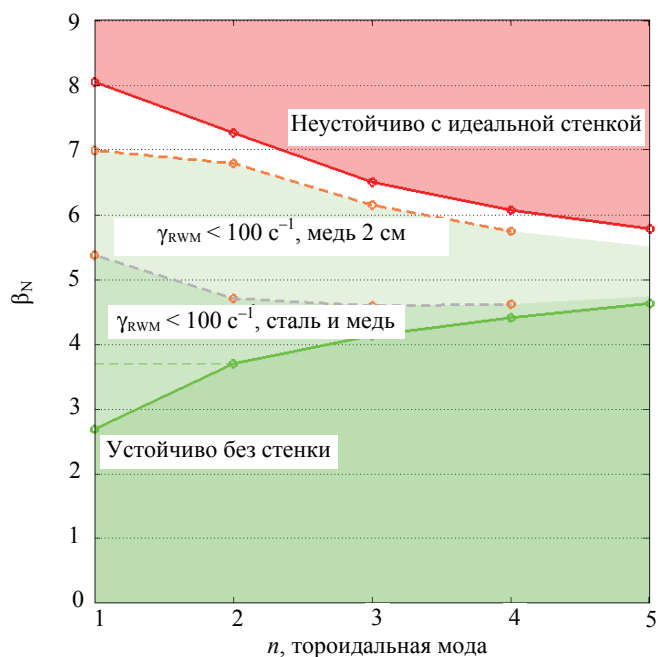


Рис. 5. Предельные значения β_N без учёта и с учётом стабилизации проводящей стенкой для внешних винтовых мод $n = 1-5$, скинированный ток, $I_N = 5$

В любом случае для моды $n = 5$ повышение предельного бета от $\beta_N = 5$ без учёта стенки до $\beta_N = 6$ со стенкой требует учёта неидеальных механизмов стабилизации (например, за счёт диамагнитных эффектов при увеличении давления).

Предельные β_N относительно устойчивости внешних винтовых мод с различными n при учёте стабилизации стенкой показаны на рис. 5. Жёсткий предел дают величины β_N , рассчитанные в предположении идеальной проводимости стенки. Если для $n = 1$ такой предел составляет $\beta_N = 8$, то для $n = 5$ даже близкая к плазме стенка даёт не более $\beta_N = 6$. Нижний пунктир на рис. 5 показывает значения β_N , которые соответствуют инкрементам RWM не более 100 c^{-1} при стабилизации комбинацией стальной стенки и пассивных медных стабилизаторов толщиной 2 см (см. рис. 2, а). Однако такие стабилизаторы эффективно работают только для глобальных мод $n = 1, n = 2$ [15]. Для более высоких мод стабилизация будет эффективной только при наличии проводников на внешнем обводе плазмы, что демонстрирует верхний пунктир, соответствующий полностью медной стенке той же формы и толщиной 2 см. Это следствие баллонного характера неустойчивостей с высокими n , которые характеризуются максимумом возмущения на внешнем обводе плазмы (рис. 6).

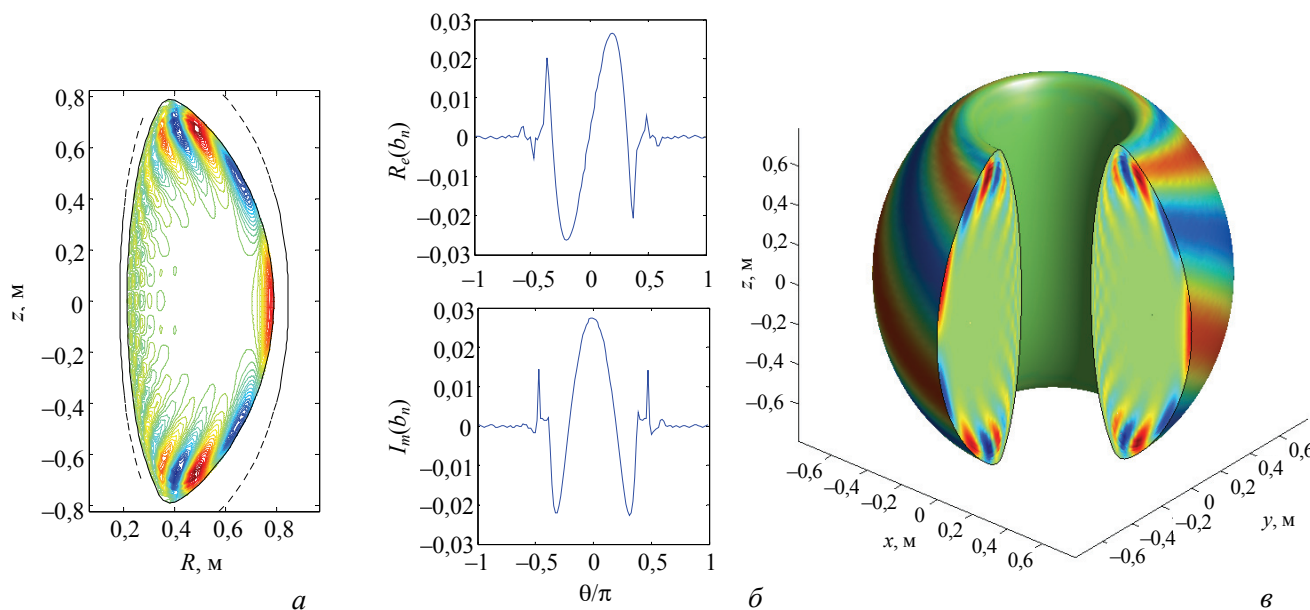


Рис. 6. Структура моды RWM с тороидальным волновым числом $n = 3$: а — линии уровня нормального к магнитным поверхностям смещения плазмы; б — нормальный компонент возмущённого магнитного поля на проводящей стенке (произвольные единицы для двух фаз по тороидальному углу) в зависимости от полоидального угла; в — контуры нормального смещения плазмы в трёх измерениях

В рассмотренных примерах не учитывалась возможность наличия узкого пьедестала у границы плазмы. Для оценки высоты такого пьедестала можно воспользоваться скейлингом [14], который предсказывает предельное полоидальное β пьедестала, ограниченное неустойчивостью кинк-баллонных мод, $\beta_{p,ped} = 2\mu_0 p_{ped} / B_{p,sx}^2$, где $B_{p,sx} = \mu_0 I_p / L_p$ — среднее полоидальное поле на сепаратрисе с периметром L_p в полоидальном сечении:

$$\beta_{p,ped} = C_1 D^{\gamma} / I_N^{1/3} \text{ при } \gamma = 0,75. \quad (3)$$

Значение коэффициента $C_1 = 2,7—3,2$ зависит от положения пьедестала, величины градиента давления и плотности тока на границе плазмы. Ширина пьедестала, измеренная в единицах нормированного полоидального потока, может быть определена при помощи скейлинга $D = 0,076 \beta_{p, ped}^{1/2}$ [16], что в сочетании с (3) дает величины, приведённые в табл. 2. Для простой предварительной оценки можно предположить, что электронная и ионная температура одинакова, а плотность плазмы в пьедестале для ТИН-СТ $n_e = 10 \cdot 10^{19} \text{ 1/м}^3$.

Таблица 2. Предельные параметры пьедестала в зависимости от величины тока в плазме

| I_p , МА | $\beta_{p, ped}$ | D | $\beta_{N, ped}$, % | T_e , кэВ |
|------------|------------------|-------------|----------------------|-------------|
| 1,8 | 0,096—0,13 | 0,024—0,027 | 0,47—0,62 | 0,53—0,69 |
| 1,2 | 0,11—0,15 | 0,026—0,030 | 0,40—0,52 | 0,31—0,41 |

ВЫВОДЫ

В работе исследованы равновесие со свободной границей и МГД-устойчивость плазмы компактного токамака ТИН-СТ. Отмечается сильная зависимость как удерживающего тока, так и МГД-пределов от выбора профиля плотности тока. Низкие значения внутренней индуктивности $l_i = 0,3$, соответствующие скинированному профилю плотности тока, предпочтительны с точки зрения как величины тока в полоидальных катушках для удержания плазмы, так и устойчивости. С учётом стабилизации проводящей стенкой, а также RWM с $n = 1$ (например, за счёт вращения и кинетических эффектов), возможно достижение величин β_N до 6 при величинах нормированного тока, составляющих 60% от предельного и при доле бутстреп-тока около 70%. При этом пассивная вертикальная стабилизация только диверторными пластинами в области X-точек обеспечивает величину инкремента меньше 100 с^{-1} . Однако для RWM с $n > 2$ существенна пассивная стабилизация стенкой на внешнем обводе плазмы. Винтовые/баллонные моды со средними тороидальными волновыми числами $n > 5$ также дают предел $\beta_N < 6$ для рассмотренных профилей давления с максимальным градиентом вблизи границы плазмы. Полученные результаты хорошо согласуются с выводами других теоретических исследований устойчивости компактных токамаков [2, 13]. При этом теоретические величины предельных токов и предельных β_N подтверждаются результатами экспериментов на NSTX, в том числе и для литиевых режимов без ELM [17].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller R.L. et al. — Phys. Plasmas, 1997, vol. 4, p. 1062—1068.
2. Hender T.C. et al. — Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, p. 1958—1968.
3. Chapman I.T. et al. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, p. 141—150.
4. Medvedev S.Yu. et al. — In: 28th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion. Madeira, Portugal, 18—22 June 2001, ECA, vol. 25A, OR.06.
5. Maingi R. et al. — Phys. Rev. Lett., 2011, vol. 107, p. 145004.
6. Голиков А.А., Кутеев Б.В. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 50—58.
7. Kuteev B.V. et al. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
8. Днестровский А.Ю. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 4, с. 26—35.
9. Гончаров П.Р. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 36—43.
10. Ivanov A.A. et al. — In: 32th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion. Tarragona, Spain, 27 June — 1 July 2005, ECA, vol. 29C, P-5.063.
11. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193—201.
12. Degtyarev L.M. et al. — Comp. Phys. Comm., 1997, vol. 103, p. 10—17.
13. Menard J.E. et al. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 330—340.
14. Medvedev S.Yu. et al. — Contrib. Plasma Phys., 2010, vol. 50, p. 324—330.
15. Медведев С.Ю., Пустовитов В.Д. — Физика плазмы, 2004, т. 30, № 11, с. 963—975.
16. Snyder P.B. et al. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 103016.
17. Maingi R. et al. The effect of progressively increasing lithium coatings on plasma discharge characteristics, transport, edge profiles, and ELM stability in the National Spherical Torus Experiment. — Submitted to Nucl. Fusion, 2011.



Сергей Юрьевич Медведев, заведующий сектором, ведущий инженер, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия
medvedev@a5.kiam.ru



Андрей Александрович Иванов, с.н.с., ведущий инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия
aai@a5.kiam.ru



Борис Васильевич Кутеев, начальник отдела, профессор, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия
kuteev@nfi.kiae.ru



Виктор Эммануилович Лукаш, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия
lukash@nfi.kiae.ru



Рустам Рашитович Хайрутдинов, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия
khayrutd@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2012 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 21—28.