

УДК 621.039.623

## АНАЛИЗ ИНДУКТИВНОГО ВВОДА ТОКА В ПЛАЗМУ ТОКАМАКОВ NSTX И ТИН-СТ

*А.Ю. Днестровский, В.Э. Лукаш, Р.Р. Хайрутдинов*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Ввод тока в плазму термоядерного источника нейтронов на основе сферического токамака (ТИН-СТ) [1], имеющего на стадии стационарного режима работы аспектное отношение 1,7, вытянутость 2,7 и треугольность 0,4, предполагает индукционный процесс за счёт использования магнитного потока, запасённого в полоидальной магнитной системе. В предлагаемой работе приводятся результаты анализа процесса ввода тока в плазму ТИН-СТ с помощью кода ДИНА [2] с использованием моделей равновесия с фиксированной и свободной границами плазмы. Используемая в коде ДИНА физическая модель тестируется по результатам экспериментов на токамаке NSTX. В работе на основании результатов моделирования сделан ряд выводов, касающихся расхода полоидального магнитного потока на стадии ввода тока в плазму сферического токамака. Главным из этих выводов является утверждение о том, что источником полоидального магнитного потока на стадии ввода тока, кроме центрального соленоида, являются катушки полоидальной магнитной системы, отвечающие за изменение формы плазмы ( $B_v$ ), которые обеспечивают до 50% потока на этой стадии.

**Ключевые слова:** токамак, источник нейтронов, сценарий подъёма тока, равновесие плазмы со свободной границей.

## INDUCTIVE CURRENT RAMP UP ANALYSIS IN NSTX AND TIN-ST TOKAMAKS

*A.Yu. Dnestrovskij, V.E. Lukash., R.R. Khayrutdinov*

*RRC «Kurchatov Institute» Moscow Russia*

Plasma current ramp up in the spherical tokamak fusion neutron source (TIN-ST) with the aspect ratio 1.7, the plasma elongation 2.7 and the plasma triangularity 0.4 at the steady state suggests the usage of the magnetic flux supplied by the poloidal magnetic coils including the central solenoid. The results of inductive current ramp up analysis in TIN-ST tokamak [1] by free and fixed boundary equilibrium models using the DINA code [2] of are presented. The used model is tested by the modeling of the NSTX experiment. One of the main conclusion from the analysis is that the poloidal magnetic flux source from the control coils ( $B_v$ ) can reach up to 50% of the total magnetic flux source

**Key words:** tokamak, neutron source, current ramp up scenario, free boundary plasma equilibrium.

### ВВЕДЕНИЕ

Ввод в плазму полоидального магнитного потока от центрального соленоида (CS) и от катушек управления вертикальным магнитным полем обеспечивает индуктивный подъём тока плазмы. Напряжение на обходе плазменного шнура, обычно измеряемое в эксперименте, определяется изменением полного магнитного потока, включающего наряду с потоком от внешних катушек поток от плазменного тока. В то же время это напряжение задаёт граничные условия для решения уравнения проникновения полоидального магнитного поля в плазму, имеющего диффузионный вид. Кроме того, вертикальное магнитное поле, обеспечивающее равновесие плазменного шнура, в свою очередь, зависит от параметров плазмы, таких, как давление и ток. Таким образом, задача индуктивного подъёма тока в плазме должна самосогласованно включать решение задачи равновесия во внешних полях, определение напряжения на границе плазмы по изменению полного потока и расчёт проникновения полоидального поля в плазму.

В стационарном по плазменным параметрам случае поток от токов в управляющих катушках фиксирован и напряжение задаётся изменением потока в центральном соленоиде, причём поле от него слабо влияет на вертикальное поле в плазме. Такое приближение обычно используется и для расчёта подъёма тока, когда параметры плазмы меняются сильно. С помощью упрощённого нульмерного подхода показано [3, 4], что при достаточно большой величине  $\beta_p$  (отношение тепловой энергии в плазме к энергии полоидального магнитного поля в плазме) может реализоваться режим индуктивного подъёма тока за счёт изменения вертикальных управляющих полей. При выключенном индукторе такой режим (режим «овердрайв») может реализоваться при условии, когда изменение потока от управляющих катушек  $\Delta\psi^{Bv}$  превышает изменение потока от плазмы плюс резистивные потери  $\psi_{res}$ :  $\Delta\psi^{Bv} > L_p \Delta I_{pl} + \psi_{res}$ , где  $L_p$  — полная индуктивность плазмы, а  $\Delta I_{pl}$  — изменение полного тока плазмы. В этом случае напряжение обхода будет задавать положительный магнитный поток в плазме, обеспечивающий подъём поля и компенсацию резистивных потерь в плазме. Этот эффект имеет экспериментальное подтверждение на некоторых установках, в том числе JT-60 [5] и MAST [6].

Приведём точные формулы для расчёта индуктивного подъёма тока, которые, в частности, покажут допустимость обычно используемых упрощений в нульмерном подходе и в моделях с фиксированной границей плазмы. Полный полоидальный поток складывается из потока от внешней магнитной системы  $\psi^{\text{ext}}$ , включая соленоид, и потока от тока плазмы  $\psi^{\text{pl}}$ , что даёт локальное соотношение

$$\psi = \psi^{\text{ext}} + \psi^{\text{pl}}. \quad (1)$$

Изменение полного магнитного потока на крайней магнитной поверхности  $b$ , соответствующей границе плазмы, обеспечивает индуктивный подъём тока плазмы и резистивные потери, так что можно записать соотношение

$$-\psi_{b|_0}' = \psi_{\text{res}} + \psi_{li}, \quad (2)$$

где  $\psi_{\text{res}}$  — поток резистивных потерь,  $\psi_{li}$  — индуктивный поток внутри плазмы, которые определим далее. Записав уравнение (1) для магнитной поверхности  $b$  и проведя усреднение по полоидальному углу, учитывая (2), получаем баланс потоков на границе плазмы

$$-(\bar{\psi}_b^{\text{ext}}(t) - \bar{\psi}_b^{\text{ext}}(0)) \equiv -\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}} = \psi_{\text{res}} + \psi_{li} + \bar{\psi}_b^{\text{pl}}. \quad (3)$$

Соотношение (3) справедливо для любого способа усреднения по полоидальному углу. У нас усреднение выбирается с единичным весом:

$$\bar{f} = \frac{\oint f dl}{\oint dl}, \quad (4)$$

где  $dl$  — элемент длины по границе плазмы в полоидальном сечении. Используя энергетический подход для определения индуктивности [7], запишем выражения для слагаемых правой части (2):

$$\psi_{li} = \int_0^t \frac{\dot{W}_i}{I_{\text{pl}}} dt = L_i I_{\text{pl}} - \frac{1}{2} \int_0^t \dot{L}_i I_{\text{pl}} dt, \quad (5)$$

где  $L_i = \frac{2W_i}{I_{\text{pl}}^2}$  — внутренняя индуктивность плазмы, рассчитанная по энергии полоидального магнитного поля  $W_i$  в плазме, резистивные потери

$$\psi_{\text{res}} = \int \frac{P_j}{I_{\text{pl}}} dt, \quad (6)$$

где  $P_j = 2\pi \int \frac{j^2}{\sigma} R ds$  — полная мощность джоулева нагрева;  $\sigma$  — проводимость плазмы;  $j$  — плотность тока плазмы;  $2\pi R ds$  — элемент объёма плазмы.

Введя определение внешней индуктивности плазмы  $\bar{L}_e = \bar{\psi}_b^{\text{pl}}/I_{\text{pl}}$ , перепишем соотношение (3) в виде

$$-\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}} = \psi_{\text{res}} + \psi_{li} + \bar{L}_e I_{\text{pl}}, \quad (7)$$

где  $\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}} = \sum_j \bar{M}_j \Delta I_j$  — полный источник внешнего полоидального потока за счёт изменения токов  $\Delta I_j$  во внешних витках, включая соленоид;  $M_j$  — коэффициент взаимной индукции  $j$ -го витка и тороидального витка, совпадающего с границей плазмы. Магнитный поток, вводимый в плазму от внешних источников, может быть разделён на поток от центрального соленоида  $\Delta\bar{\psi}_b^{\text{CS}}$  и от управляющих витков  $\Delta\bar{\psi}_b^{\text{Bv}}$ :

$$\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}} = \Delta\bar{\psi}_b^{\text{CS}} + \Delta\bar{\psi}_b^{\text{Bv}}. \quad (8)$$

Необходимо отметить, что  $\psi_{li}/I_{\text{pl}}$  является эффективной индуктивностью, связанной согласно формуле (5) с индуктивностью  $L_i$ , определяемой через энергию магнитного поля, в то время как  $\bar{L}_e$  определяется через магнитный поток от плазмы. Последнюю величину нельзя определить через энергию, так как  $\psi^{\text{pl}}$  является только частью полного магнитного потока. Поэтому наш подход включает энергетическое представление внутри объёма плазмы [7], использующее теорему Пойнтинга, и потоковое пред-

ставление во внешнем объёме [8]. Благодаря такому представлению можно из полного магнитного потока выделить поток от внешних источников и разложить его на части с помощью формулы (8). Кроме того, баланс соотношения (7) зависит от выбора способа усреднения (4) и поэтому неоднозначен. Его можно использовать в практических приложениях, например, для анализа эксперимента или расчётных сценариев, однако надо помнить, что усреднение для слагаемых правой части уравнения (1) должно проводиться одинаково.

Представим формулу для расчёта напряжения от внешних источников

$$U_{\text{ext}} = -\frac{d\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}}}{dt} = \frac{P_J}{I_{\text{pl}}} + \frac{d\psi_{li}}{dt} + \frac{d\{\bar{L}_e I_{\text{pl}}\}}{dt}. \quad (9)$$

Эта формула совместно с формулой (8) для источника вольт-секунд, как правило, используется для нульмерного расчёта индуктивного подъёма тока в различных приближениях для каждого слагаемого. Далее будет дана оценка внешней индуктивности плазмы  $L_e$ , полученная по формуле [9]:

$$L_e = 1,073\mu R(1 + 0,1\beta_p) \left( \ln \frac{8R}{a\sqrt{k}} - 2 \right) \quad (10)$$

и входящая в формулу (9), по сравнению с её значением, полученным из расчёта равновесия плазменного шнура с заданной границей.

Запишем выражение для напряжения обхода

$$U_b = -\frac{d\psi_b}{dt} = -\frac{d\{\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}} + \bar{L}_e I_{\text{pl}}\}}{dt}, \quad (11)$$

которое задаёт источник индуктивного подъёма тока и его поддержания. Эта величина используется в задачах расчёта проникновения полоидального потока в плазму с фиксированной границей. В нульмерном представлении эта задача ставится дифференцированием формулы (2) по времени и записывается в виде

$$U_b = \frac{P_J}{I_{\text{pl}}} + L_i \dot{I}_{\text{pl}} + \frac{1}{2} \dot{L}_i I_{\text{pl}}. \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) также используются для анализа расхода вольт-секунд в разрядах токамака, поскольку напряжение обхода обычно известно из эксперимента.

Введём коэффициенты, которые позволяют сравнивать сценарии индуктивного подъёма тока между собой. Коэффициент  $E_{jima}$  [7]

$$C_E = \frac{\Psi_{\text{res}}}{\mu_0 R I_{\text{pl}}}$$

указывает долю резистивных потерь при вводе тока. Коэффициент

$$C_{Bv} = \frac{\Delta\bar{\psi}^{Bv}}{\Delta\bar{\psi}^{CS} + \Delta\bar{\psi}^{Bv}}$$

показывает долю потока от управляющих витков во внешнем источнике потоков.

Таким образом, задача индуктивного подъёма тока может быть решена точно только при самосогласованном подходе в модели со свободной границей, используемом в коде ДИНА. С помощью этого кода можно получать значения для источника вольт-секунд  $\Delta\bar{\psi}_b^{\text{ext}}$  и индуктивности плазмы  $\bar{L}_e$  в различных конфигурациях для проведения нульмерных расчётов по балансу (9). Далее будут представлены результаты расчётов для установок NSTX [10] и ТИН-СТ [1].

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА НА NSTX

В импульсе NSTX № 128 407 заправочный ток (~80 кА) на начальной стадии разряда получается за счёт инжекции плазмоида, формируемого электрическим разрядом в коаксиальном объёме, расположенном в нижней части вакуумной камеры токамака NSTX [10]. Этот ток является начальным значением тока в расчё-

те. Расчёт сценария индуктивного ввода тока выполнен в рамках модели равновесия плазмы со свободной границей с использованием искусственной обратной связи на управляющие катушки для обеспечения заданного положения по горизонтали и по вертикали, а также проведён подбор тока в центральном соленоиде для обеспечения заданного напряжения обхода. Расчёт проведён с помощью кода ДИНА [2]. Рассчитанная эволюция магнитных поверхностей для взятого импульса показана на рис. 1, изменение формы плазменного шнура соответствует экспериментальным значениям. Кроме напряжения обхода, из эксперимента [10] берутся температура электронов и ионов, а также плотность плазмы. Эволюция средней температуры электронов, напряжения обхода и тока плазмы показана на рис. 2. Совпадение расчётного и экспериментального тока плазмы обеспечивается выбором величины  $Z_{эф}$ . Необходимо отметить, что для взятого импульса подобранная величина  $Z_{эф}$  имеет высокие значения ( $Z_{эф} = 4,5$ ), что можно объяснить использованием в этом импульсе инжекции спиральности на ранней стадии и в результате большим количеством примесей.

На рис. 3 представлено детальное выполнение баланса полоидальных магнитных потоков (7). Вклад в источник потока от центрального соленоида превышает вклад от управляющих витков, расход вольт-секунд на резистивные потери больше внутренних индуктивных вольт-секунд  $\Psi_{li}$ .

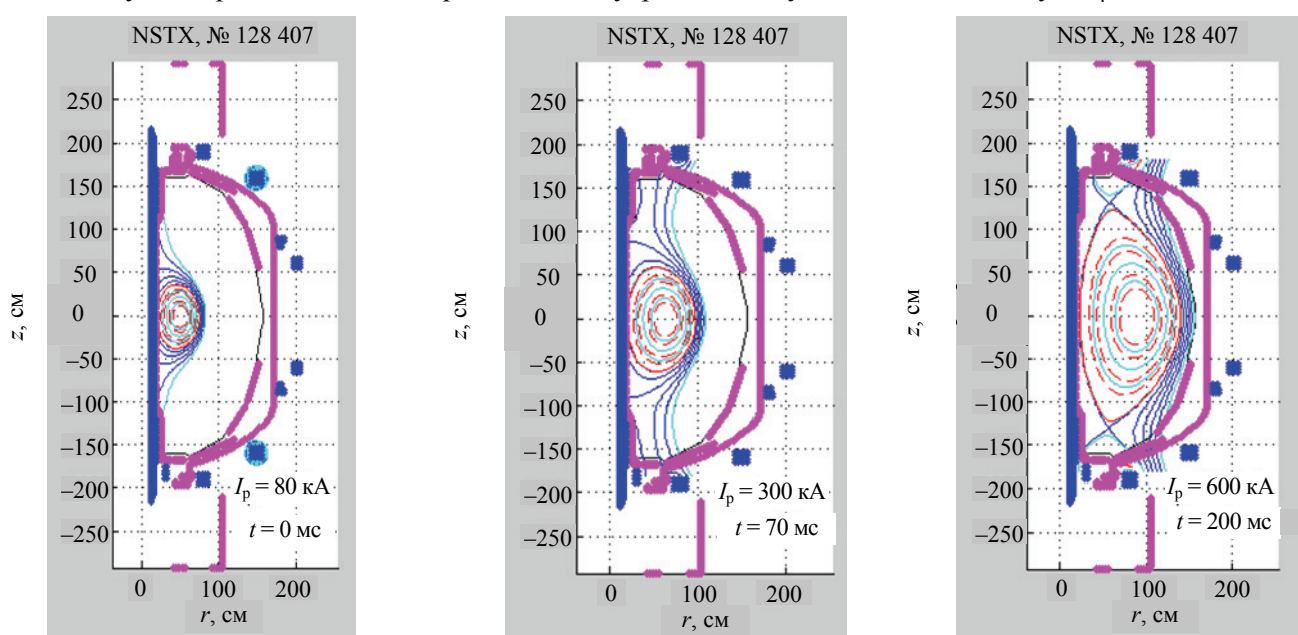


Рис. 1. Эволюция магнитных поверхностей полоидального потока. Расчёт сценария по модели со свободной границей кодом ДИНА для NSTX

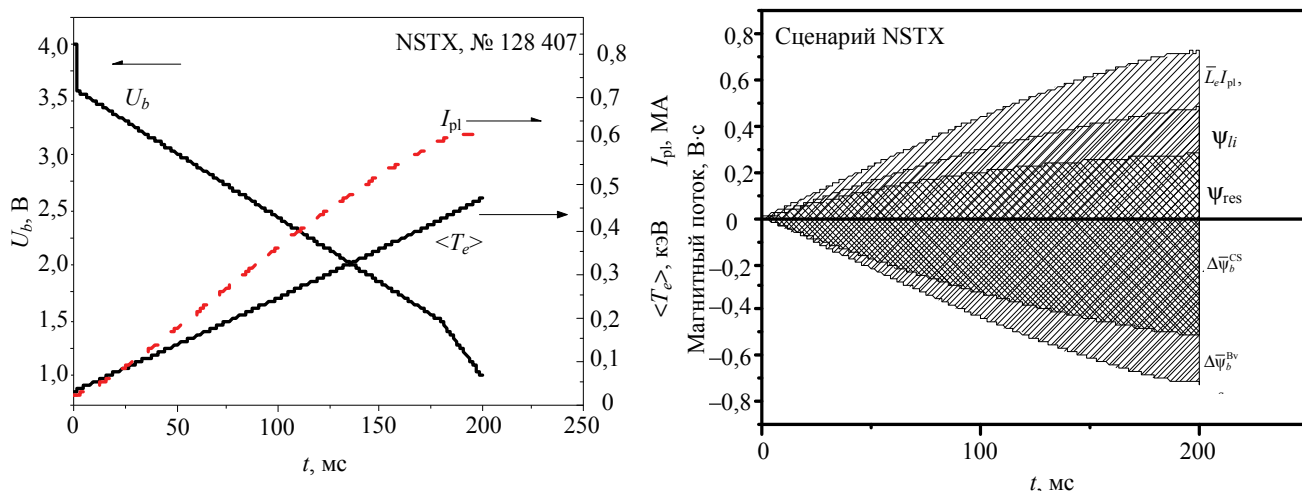


Рис. 2. Временная эволюция параметров. Расчёт для NSTX. Напряжение обхода  $U_b$ , средняя по объёму температура электронов  $\langle T_e \rangle$ , ток плазмы  $I_{pl}$

Рис. 3. Полоидальные магнитные потоки  $\Delta\bar{\Psi}_b^{CS}$ , усреднённые по границе плазмы от центрального соленоида, управляющих витков  $\Delta\bar{\Psi}_b^{Bv}$ , резистивные потери плазмы,  $\Psi_{res}$ , индуктивный внутренний поток плазмы  $\Psi_{li}$ , индуктивный поток от плазмы  $\bar{I}_e I_{pl}$ , усреднённый по границе. Расчёт для NSTX

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦЕНАРИЯ ТИН-СТ**

В термоядерном источнике нейтронов на основе сферического токамака (ТИН-СТ) [1] запас потока от центрального соленоида составляет примерно  $\Delta\bar{\psi}^{CS} \sim 0,3$  Вб, что достигается за счёт максимальной величины тока в соленоиде на уровне 18 МА·витков (максимальное магнитное поле 15 Тл на поверхности центрального соленоида). Рассматривается сценарий старта разряда ТИН-СТ с внутренней стенки вакуумной камеры с продолжительностью стадии ввода тока 600 мс. Параметры сценария приведены в табл. 1. Расчёты выполнены с помощью кода ДИНА [2] с использованием модели равновесия плазмы со свободной границей. В качестве исходных данных на стадии ввода тока принята величина мощности дополнительного нагрева 3 МВт, а также начальная величина средней плотности электронов на уровне  $0,05 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Температура электронов задаётся исходя из удержания энергии согласно скейлингу Н-моды IPB98(y, 2) [11] с коэффициентом 1,5 (Н-фактор = 1,5). Анализ удержания в ТИН-СТ для стационарного режима проводился в [12]. Здесь мы предполагаем справедливость используемого скейлинга для стадии подъёма тока.

Т а б л и ц а 1. Параметры сценария подъёма тока в ТИН-СТ

$\Delta t_{\text{ramp}}$ , мс	600
$I_{\text{max}}^{\text{CS}}$ , МА·витков	18
$-\Delta\bar{\psi}^{\text{ext}}$ , В·с	0,57
$B^{\text{CS}}$ , Тл	15
$I_{\text{pl max}}$ , МА	1,0
$I_{i \text{ min}}$	0,32
$k$	2,65
$\langle T_e \rangle$ , эВ	2750
$\Psi_{\text{res}}$ , В·с	0,091

Напряжение обхода, температура и ток плазмы показаны на рис. 4. В момент времени  $\sim 170$  мс формируется сепаратрисная конфигурация, плазма сильно вытягивается от величины вытянутости  $k \sim 1,5$  до  $k \sim 2,65$ . После этого момента вклад в поток от управляющих витков  $\Delta\bar{\psi}^{\text{Bv}}$  начинает расти быстрее, чем вклад от соленоида  $\Delta\bar{\psi}^{\text{CS}}$ , как видно на рис. 5. К концу подъёма тока эти вклады достигают примерно одинаковой величины.

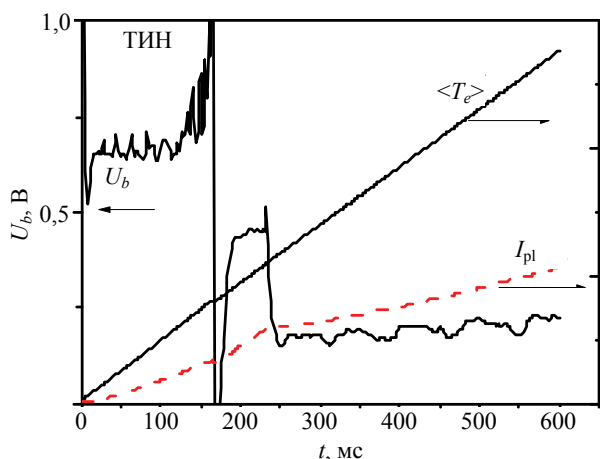


Рис. 4. Временная эволюция параметров. Расчёт для ТИН-СТ. То же, что на рис. 2

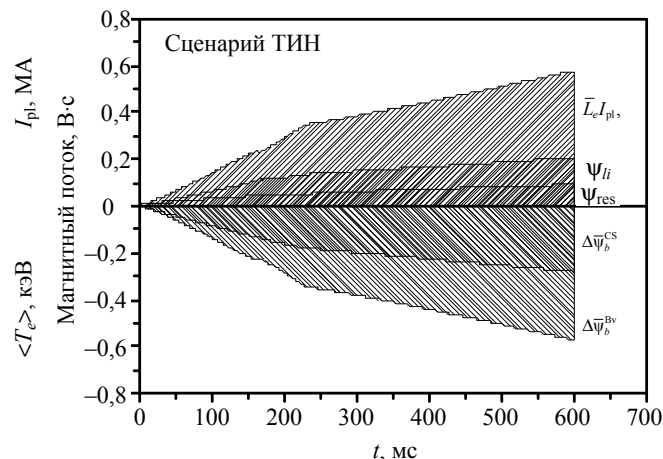


Рис. 5. То же, что на рис. 3. Расчёт сценария для ТИН-СТ

В табл. 2 приведено сравнение рассчитанных сценариев для NSTX и ТИН-СТ. Хотя в NSTX запас потока в центральном соленоиде  $\Delta\bar{\psi}^{\text{CS}}$  заметно выше, ток в плазме достигает значений в 2 раза меньше,

Т а б л и ц а 2. Расход вольт-секунд в сценарии подъёма тока в NSTX и ТИН в расчётах по коду ДИНА со свободной границей во внешних витках

Параметр	NSTX	ТИН-СТ
$I_{\text{pl}}$ , МА	0,6	1
$\Psi_{\text{res}}$ , В·с	0,28	0,09
$\Psi_b$ , В·с	0,47	0,2
$L_e I_{\text{pl}}$ , В·с	0,24	0,37
$\Delta\bar{\psi}^{\text{CS}}$ , В·с	-0,51	-0,28
$\Delta\bar{\psi}^{\text{Bv}}$ , В·с	-0,2	-0,29
$C_E = \frac{\Psi_{\text{res}}}{\mu_0 R I_{\text{pl}}}$	0,44	0,14
$C_{\text{Bv}} = \frac{\Delta\bar{\psi}^{\text{Bv}}}{\Delta\bar{\psi}^{\text{CS}} + \Delta\bar{\psi}^{\text{Bv}}}$	0,28	0,51

чем в ТИН-СТ. Это объясняется низкими резистивными потерями и большей долей добавленных вольт-секунд от управляющих витков в ТИН-СТ, что отражается в значениях коэффициентов  $C_E$  и  $C_{Bv}$ . Низкие резистивные потери и низкое значение  $C_E$  достигаются за счёт высокой температуры электронов в ТИН-СТ, которая определяется скейлингом удержания энергии плазмы, высокое значение  $C_{Bv}$ , по-видимому, объясняется высоким значением давления плазмы. Кроме того, можно заметить, что ~65% от полного потока  $\Delta\bar{\Psi}^{ext}$  расходуется на внешний индуктивный плазменный поток  $\bar{L}_e I_p$ .

### СРАВНИТЕЛЬНЫЙ РАСЧЁТ ДЛЯ NSTX И ТИН-СТ

Анализ выполнен с использованием модели с фиксированной границей плазмы, которая для решения данной задачи предполагает задание эволюции следующих параметров плазмы на стадии ввода тока для каждого из двух токамаков:  $k(t)$ ,  $a(t)$ ,  $R(t)$ ,  $\langle T_e \rangle(t)$ ,  $U_{ext}(t)$ . Эволюция параметров показана на рис. 6. При этом средняя по объёму температура электронов  $\langle T_e \rangle(t)$  задаётся таким образом, чтобы для обоих токамаков получить одинаковое значение резистивных потерь полоидального магнитного потока  $\Psi_{res}$  на стадии ввода тока (см. рис. 6, б). Эволюция величины внешнего напряжения на границе плазмы  $U_{ext}(t)$  задаётся одинаковой для плазмы NSTX и ТИН-СТ и выбирается из условия, что полный источник потока составляет  $\Delta\bar{\Psi}^{ext} \sim 0,7$  В·с. Для ТИН-СТ это соответствует  $\Delta\bar{\Psi}^{CS} \sim 0,3$  В·с от центрального соленоида и  $\Delta\bar{\Psi}^{Bv} \sim 0,4$  В·с от управляющих катушек.

На рис. 6 видно, что для одинаковых условий ввода тока в плазму NSTX и ТИН-СТ ( $\Delta\bar{\Psi}_{NSTX}^{ext} = \Delta\bar{\Psi}_{ТИН-СТ}^{ext}$  и  $\Psi_{ext}^{NSTX} = \Psi_{res}^{ТИН-СТ}$ ) величина  $I_p$  в конце стадии

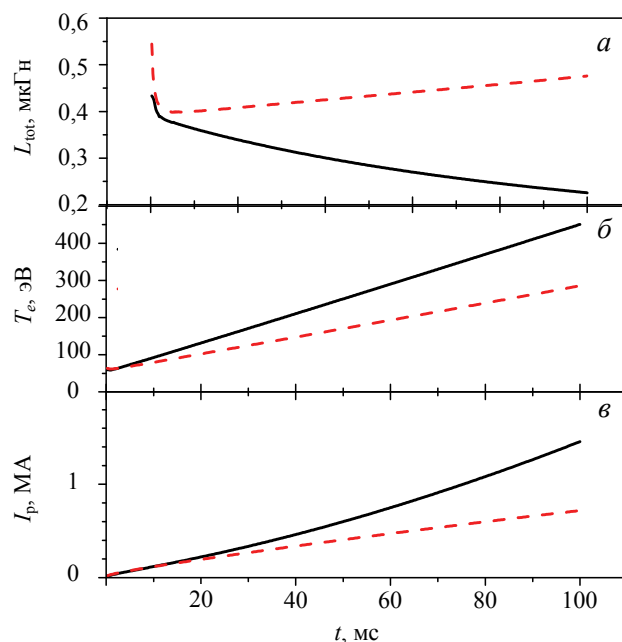


Рис. 6. Сравнительный расчёт для ТИН-СТ (—) и NSTX (---) в задаче с фиксированной границей плазмы: а — полная индуктивность плазмы; б — средняя по объёму температура электронов; в — ток плазмы

ввода тока в плазму ТИН-СТ в ~2 раза превышает его величину для плазменной конфигурации NSTX. Это происходит вследствие более низкой величины индуктивности в ТИН-СТ, эволюция которой показана на рис. 6, а. Индуктивность в ТИН-СТ ниже из-за меньших размеров ( $L_e \sim R$ ) и большей вытянутости (см. формулу для индуктивности (10)). Плазменный ток в нейтронном источнике растёт до 1,2 МА, что при используемых 0,7 В·с от внешних витков примерно соответствует расчётам предыдущего раздела.

### РАСЧЁТ ИНДУКТИВНОСТИ ПЛАЗМЫ

Для уточнения величины внешней индуктивности плазмы  $L_e$ , используемой, в частности, в нульмерном балансе (9), проведены расчёты равновесия плазмы с фиксированной границей с кодом ДИНА для плазмы с аспектным отношением  $A = 1,3$  и  $A = 1,7$ , что соответствует установкам NSTX и ТИН-СТ. На рис. 7 видно, что при высокой вытянутости плазмы рассчитанная по формуле (10) величина внешней индуктивности сильно занижена по сравнению с рассчитанной по коду ДИНА. Причём эта ошибка растёт для более низких значений аспектного отношения. Для токамака ТИН-СТ при вытянутости  $k = 3$  ошибка составляет порядка 25—30%.

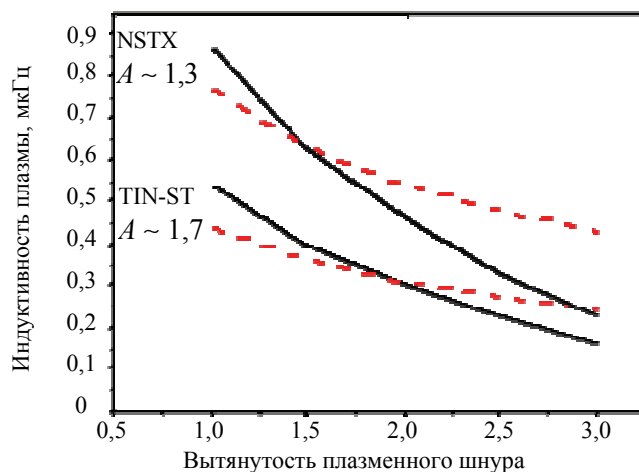


Рис. 7. Зависимость индуктивности плазмы  $\bar{L}_e$  от вытянутости плазменного шнура для конфигураций ТИН-СТ и NSTX, рассчитанная по формуле (10) (—) и по коду ДИНА с фиксированной границей (---)

## ВЫВОДЫ

Проведён расчёт сценария подъёма тока плазмы в задаче со свободной границей с помощью кода ДИНА в нейтронном источнике ТИН-СТ. Особенностью сценария является требование на удержание плазмы согласно скейлингу  $IPB(y, 2)$  с  $H$ -фактором, равным 1,5, и на дополнительный нагрев 3 МВт. В таком сценарии более 50% внешнего полоидального магнитного потока обеспечивается системой управляющих витков, а 65% от полного потока расходуется на внешний индуктивный плазменный поток. Низкая доля резистивных потерь и низкое значение коэффициента  $Ejima$   $C_E = 0,14$  по сравнению с значением в расчётах плазмы NSTX объясняется высокой электронной температурой.

Анализ нульмерных балансов для полоидального магнитного потока позволяет оценить степень достоверности используемых в нульмерных расчётах подъёма тока формул. Индуктивность плазмы, вычисленная по формуле (10), оказывается заниженной для плазменных конфигураций с высокой вытянутостью. Этот эффект сильнее проявляется в токамаках с малым аспектным отношением.

Работа выполнена в рамках госконтрактов Росатома № Н.4х.45.90.12.1025 и Минобрнауки РФ № 14.740.11.0162 по ФЦП «КАДРЫ».

## REFERENCES

1. **Kuteev B.V. et al.** — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
2. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** — J. Comp. Phys., 1993, vol. 109, p. 193.
3. **Mitarai O.** — Plasma Phys., 1999, vol. 41, p. 1469.
4. **Mitarai O., Yoshino R., Ushigusa K.** — Nucl. Fusion, 2002, vol. 10, p. 1257.
5. **Takase Y. et al.** Plasma current start-up, ramp-up, and achievement of advanced 6. Tokamak plasmas without the use of ohmic heating solenoid in JT-60U. — J. of Plasma and Fusion Research, 2002, vol. 78, № 8, pp. 719—721.
6. **Dnestrovskiy A.Yu., Gryaznevich M.** Bv ramp up effect in spherical tokamaks. — In: Proc. of 30th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, V27A, 2003, P3.105.
7. **Ejima S. et al.** Volt second analysis of D-IIID discharges. — Nucl. Fusion, 1982, vol. 22 p. 1313.
8. **Hawryluk R.J., Bol K., Jonson D.** — Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, p. 1519.
9. **Post D.E. et al.** — In: ITER Physics, ITER Documentation Series, № 21. — Vienna: IAEA, 1991.
10. **Raman R. et al.** Solenoid-free plasma startup in NSTX using transient CHI. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 065006.
11. **Post D.E. et al.** ITER physics basis. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, № 12, p. 2137.
12. **Dnestrovskiy A.Yu., Golikov A.A., Kuteev B.V., Khairutdinov R.R., Gryaznevich M.P.** The investigation of the steady state regime for the tokamak neutron source — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2010, issue 4, p. 26 (in Russian).

## AUTHORS

**Dnestrovskiy A.Yu.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Dnestrovskiy\_AY@nrcki.ru.

**Lukash. V.E.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Lukash\_VE@nrcki.ru.

**Khayrutdinov R.R.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Khayrutdinov\_RR@nrcki.ru.

Received 11 May 2012  
 Problems of Atomic Science and Technology  
 Ser. Thermonuclear fusion, 2012, issue 3, pp. 52—58.