УДК 621.039.6

РАЗРАБОТКА И АНАЛИЗ ПРОГРАММНЫХ СЦЕНАРИЕВ РАЗРЯДОВ В ПЛАЗМЕ КАЗАХСТАНСКОГО МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКОГО ТОКАМАКА (КТМ)

Э.А. Азизов, В.Н. Докука, Р.Р. Хайрутдинов (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Московская обл., Россия),
А.Б. Минеев (НИИЭФА им. В.Д. Ефремова, С.-Петербург, Россия)

Работа посвящена разработке базовых сценариев разряда в токамаке КТМ. Излагается методика подготовки таких сценариев на основе предварительно выполненных статических расчётов плазменных конфигураций в соответствующие моменты развития разряда. Для моделирования сценариев используется плазмофизический код ДИНА. Проводится анализ влияния транспортных моделей на параметры разряда в сценариях с индуктивным поддержанием тока как с омическим, так и ВЧ-нагревом плазмы.

Ключевые слова: токамак, плазма, равновесная конфигурация, ток плазмы, токи в полоидальных обмотках, программный сценарий, модель переноса, длительность разряда.

DEVELOPING AND ANALYSIS OF PROGRAMMED SCENARIO OPERATION IN PLASMAS OF KASAKHSTAN TOKAMAK FOR MATERIAL TESTING (КТМ). E.A. AZIZOV, V.N. DOKUKA, R.R. KHAYRUTDINOV, A.B. MINEEV. The paper is devoted to developing of the basic scenarios of discharge in tokamak КТМ. The technique of preparation of programmed scenarios is stated. It is based on using of the preliminary calculated plasma equilibriums (snapshots) corresponding to some moments of scenario operation. Plasma evolution is simulated by using plasma physical code DINA. The influence of transport models on the discharge parameters is studied in inductive scenarios as for Ohmic and RF-heating of the plasma.

Key words: tokamak, plasma, equilibrium configuration, plasma current, poloidal coil currents, programmed scenario, transport model, duration of discharge.

ВВЕДЕНИЕ

Токамак КТМ [1] создаётся с целью проведения исследований материалов первой стенки и диверторных пластин. В процессе разряда необходимо обеспечить заданную плотность теплового потока на рабочей поверхности диверторного стола и длительность разряда 4—5 с в условиях дополнительного нагрева плазмы и ограниченного запаса полоидального потока в обмотке индуктора. Основные параметры токамака КТМ [2, 3]:

Геометрический центр вакуумной камеры R_0 , м ...	0,90
Малый радиус плазмы a , м ...	0,45
Вытянутость сечения плазмы по уровню 95% κ_{95} ...	1,7
Вытянутость сечения плазмы по сепаратрисе κ_x ...	1,85
Запас устойчивости по краю плазмы q_{95} ...	≥ 4
Тороидальное поле B_{t0} на радиусе R_0 , Тл ...	1,0
Ток плазмы I_p , МА ...	$\leq 0,75$
Концентрация плазмы на плато разряда n_e , 10^{20} м $^{-3}$...	0,5
Длительность импульса в омическом режиме Δt , с ...	$\geq 0,5$
Изменение потока в центральном соленоиде $\Delta \Psi_{CS}$, Вб ...	1,8

Компактность токамака КТМ накладывает жесткие ограничения на запас полоидального потока в индукторе. Существуют ограничения на величины токов в полоидальных катушках и напряжений в их источниках питания. При создании базового сценария разряда поставлена задача учесть полученные на момент окончания стадии пробоя и формирования замкнутой магнитной конфигурации данные в качестве начальных условий [1]. Такая постановка позволяет объединить в единое целое весь сценарий разряда, включая организацию пробоя и формирование плазменного шнура с током плазмы $I_p \sim 50$ кА, стадию подъёма плазменного тока до величины $I_p \sim 750$ кА с образованием диверторной конфигурации к окончанию этой фазы и стационарную стадию разряда.

На начальном этапе эксплуатации токамака КТМ предполагается работа в режиме чисто омического нагрева, который определяет максимальные требования к центральному соленоиду, а также служит для поиска рабочих конфигураций плазмы и отработки систем управления установкой, включая систему магнитного управления.

Для решения поставленных при создании токамака КТМ задач необходимо обеспечить поддержание режима работы с предельными для данной установки физическими параметрами плазмы (мощность до-

полнительного нагрева плазмы $P_{\text{aux}} = 5$ МВт, нормализованная $\beta_N < 3$ плазмы, доля бутстреп-тока $f_{BS} \approx 30\%$), что определяет максимальные токи в обмотках электромагнитной системы, а также температурный режим работы установки при длинном импульсе разряда.

Целью разработки сценария разряда должно быть получение данных, которые станут основой при определении технических требований к электромагнитным подсистемам токамака, а также прогнозирования и интерпретации результатов, ожидаемых в предстоящих экспериментах. Базовый сценарий, направленный на отработку системы управления положением, током и формой плазмы, должен быть тщательно промоделирован на численном коде, что сведёт к минимуму число разрядов, необходимых для получения запланированных режимов, снизив тем самым стоимость экспериментальной кампании. Разработка сценария ведётся с применением плазмфизического кода ДИНА [4].

ПОЛОИДАЛЬНАЯ СИСТЕМА ТОКАМАКА КТМ

Рис. 1. Общий вид токамака КТМ

Общий вид токамака КТМ представлен на рис. 1. Система магнитного управления включает в себя односекционный центральный соленид (ЦС) для управления током плазмы, шесть полоидальных магнитных катушек (ОПП1—ОПП6) для управления формой и положением плазмы и пару «быстрых» обмоток (БО) для управления по вертикали.

Все обмотки имеют независимые источники питания. Динамика шнура определяется токами в активных и пассивных обмотках и напряжениями, индуцируемыми движением плазмы. Проводящие структуры представляются системой индуктивно связанных короткозамкнутых тороидальных витков. В конструкции диверторного стола используются вставки из электроизолирующих материалов, разрывающих цепь протекания тороидального тока.

МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ СЦЕНАРИЕВ РАЗРЯДА В КТМ

Начальная конфигурация плазмы определяется током плазмы, токами в полоидальных обмотках, включая центральный соленид, обмотки управления формой и положением, и токами в пассивных структурах наряду с профилями давления и полоидального тока (I_p , I_{CS} , I_{PF} , I_{HFC} , I_{VV} , p' , ff'), достигнутых к окончанию стадии формирования плазменного шнура. Разработка сценария включает три этапа [5]. На первом этапе определяется вектор контролируемых с обратной связью параметров, включающих величину тока плазмы и положение магнитной оси. Программные значения тока плазмы $I_p(t_k)$ задаются в некоторые моменты времени развития разряда $t_k = (t_0, t_1, t_2, \dots, t_n)$. Момент t_0 соответствует окончанию фазы пробоя и образованию замкнутой магнитной конфигурации, t_1 — момент окончания ввода тока плазмы и формирования диверторной конфигурации. Остальные моменты t_k выбираются таким образом, чтобы обеспечить поддержание заданной диверторной конфигурации плазменного шнура на стационарной стадии развития разряда. Программные значения координат магнитной оси $R_{\text{mag}}(t_k)$, $Z_{\text{mag}}(t_k)$ находятся вместе с токами полоидальных обмоток $I_{PF}(t_k)$ из расчётов статических равновесий. Сами же равновесия определяются минимизацией среднеквадратичного отклонения сепаратрисы от десяти опорных точек (R_s , Z_s), расположенных вблизи сепаратрисы. На втором этапе проводится коррекция программных значений $R_{\text{mag}}(t_k)$, $Z_{\text{mag}}(t_k)$ и токов в обмотках путём моделирования разряда в моде с заданными токами в полоидальных обмотках. Контролируемыми параметрами являются ток плазмы I_p и величины $R_{\text{mag}}(t_k)$ и

$Z_{\text{mag}}(t_k)$. Поддержание программных значений тока плазмы и положения магнитной оси обеспечивается токами в обмотках ЦС, PF3 и HFC. Программные значения контролируемых параметров и токов в обмотках задаются кусочно-линейной интерполяцией данных расчётов равновесий.

На первом шаге моделируется сценарий разряда на интервале $t_0, t_{k=1}$, что соответствует стадии подъёма тока. Параметры плазмы и значения токов в центральном соленоиде и обмотках управления формой и положения плазмы определяются данными, полученными в момент окончания стадии пробоя t_0 и формирования круглого плазменного шнура на внешнем обводе вакуумной камеры с величиной тока плазмы ~ 48 кА. Полученные на момент окончания моделирования $t = t_1$ профили p', ff' вместе с значениями токов в пассивных контурах I_{VV} и током ЦС I_{CS} используются при расчёте «новой» статической конфигурации для получения «новых» значений программных токов $I_{PF1}—I_{PF6}$ и контролируемых параметров в точке сценария t_1 . Моделирование на данном интервале времени повторяется, после чего значения программных параметров корректируются снова. Обычно достаточно трёх—четырёх моделирований и коррекций для выхода на установившиеся профили p', ff' и значения контролируемых параметров, при этом обеспечивается достижение статической конфигурации плазмы, определяемой опорными точками (R_s, Z_s) . Показателем сходимости итерационного процесса служит разумная близость значений токов в управляющих обмотках ЦС, PF3 и HFC с их программными значениями на момент t_1 . Далее процедура повторяется на интервалах t_0, t_k с коррекцией соответствующих параметров в момент t_k , где $k = 2:n$. После окончания процедуры для $k = n$ разработка сценария завершена. На третьем этапе проводится окончательное моделирование разработанного таким образом сценария на интервале t_0, t_n .

ОЦЕНКА РАСХОДА ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОТОКА В ТОКАМАКЕ

Оценка расхода полоидального потока ведётся согласно работе [6], используя теорему Пойнтинга (Poynting). Используется система координат ρ, θ, ϕ , где ρ — метка магнитной поверхности; θ, ϕ — полоидальный и тороидальный углы соответственно. Пусть $\mathbf{B}_\theta$ — вектор полоидального магнитного поля, $\mathbf{E}_\phi$ — вектор напряжённости тороидального электрического поля. Баланс магнитной энергии в объёме плазмы V с границей a представляется уравнением

$$-\int_V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) dV - \int_V E_\phi j_\phi dV = -V_\phi(a, t) I_\phi(t), \quad (1)$$

где $V_\phi(a, t)$ — напряжение на границе плазмы по тороидальному обходу; $I_\phi(t)$ — ток плазмы. Правая часть формулы (1) представляет собой скорость поступления магнитной энергии через внешнюю границу плазмы. Второй член в левой части формулы (1) является мощностью резистивной диссипации энергии. Первое слагаемое представляется суммой скорости изменения полной магнитной энергии, содержащейся в плазме, и вклада, соответствующего изменению геометрии плазменного шнура:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) dV = \frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) dV - \int_V \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) d\dot{V} = \dot{W}_{B_\theta}(t) - \int_V \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) d\dot{V}. \quad (2)$$

Из уравнения (2) получаем баланс расхода полоидального потока в виде

$$\int V_\phi(a, t) dt = \int \frac{dt}{I_p(t)} \left[\dot{W}_{B_\theta}(t) + \int_V E_\phi j_\phi dV - \int_V \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu_0} \right) d\dot{V} \right]. \quad (3)$$

Полагая форму шнура неизменной (на стационарной стадии развития разряда) и опуская в формуле (3) последнее слагаемое, приходим к определению баланса полоидального потока в виде

$$\Psi_a^P(t) \equiv \int \frac{dt}{I_p(t)} \left[\dot{W}_{B_\theta}(t) + \int_V E_\phi j_\phi dV \right], \quad (4)$$

где индекс P подчеркивает, что определение сделано на основе теоремы Пойнтинга.

Вводя определение внутренней индуктивности $l_i(3)$ согласно формуле $3 L_{\text{int}}^P \equiv \frac{\mu_0 R_0 l_i(3)}{2} = \frac{2 W_{B_\theta}(t)}{I_\phi^2(t)}$ и

эффективной резистивности $\Re_{\phi}(t) \equiv \frac{1}{I_{\phi}^2(t)} \int E_{\phi} j_{\phi} dV$, получаем формулу изменения полоидального потока на границе шнура

$$\Psi_a^P(t) = \int dt \left[L_{\text{int}}^P(t) \dot{I}_{\phi}(t) + \frac{1}{2} \dot{L}_{\text{int}}^P(t) I_{\phi}(t) + I_{\phi}(t) \Re_{\phi}(t) \right]. \quad (5)$$

Первые два слагаемые Эжима [7] называют индуктивными компонентами потока:

$$\Psi_{\text{ind}}^P(t) = \int dt \left[L_{\text{int}}^P(t) \dot{I}_{\phi}(t) + \frac{1}{2} \dot{L}_{\text{int}}^P(t) I_{\phi}(t) \right]. \quad (6)$$

Этот индуктивный поток обычно не исчезает при интегрировании по полному импульсу, поскольку он зависит от временной истории тока и распределения плотности тока. Расход полоидального потока на резистивные потери в процессе подъёма тока $\Delta\Psi_{\text{res}} = \int_{t_0}^t \frac{1}{I_p(t)} \left(\int_V E_{\phi} j_p dV \right) dt$ является важной характеристикой сценария разряда. Его минимальная величина оценивается с помощью коэффициента Эжима $C_{\text{Ejima}}(t) = \frac{\Delta\Psi_{\text{res}}(t)}{\mu_0 R(t) I_p(t)}$ (здесь R — большой радиус плазмы). Величина $C_{\text{Ejima}} = 0,45$ представляет собой практическую оценку минимального расхода полоидального магнитного потока при вводе тока в плазму токамака [7].

Значительный вклад в расход полоидального потока вносят резистивные потери, в связи с чем требуется точный учёт проводимости плазмы. В работе [8] были получены формулы для расчёта неоклассической проводимости σ_{neo} при произвольных значениях эффективной частоты столкновений и аспектного отношения. Неоклассическая проводимость плазмы определяется согласно

$$\frac{\sigma_{\text{neo}}(f_{\text{teef}}^{33})}{\sigma_{\text{Sptz}}} = F_{33}(X = f_{\text{teef}}^{33}) \equiv 1 - \left(1 + \frac{0,36}{Z} \right) X + \frac{0,59}{Z} X^2 - \frac{0,23}{Z} X^3, \quad (7)$$

где σ_{Sptz} — спитцеровская проводимость плазмы. Определение параметров X , f_{teef}^{33} и т.д. можно найти в работе [8]. Наряду с проводимостью плазмы важную роль при вычислении расхода полоидального потока играет бутстреп-ток. Формула для расчёта $\langle \mathbf{j}_{\parallel} \mathbf{B} \rangle$ получена в этой же работе:

$$\langle \mathbf{j}_{\parallel} \mathbf{B} \rangle = \sigma_{\text{neo}} \langle \mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{B} \rangle - I(\psi) p_e \left[L_{31} \frac{p}{p_e} \frac{\partial \ln p}{\partial \psi} + L_{32} \frac{\partial \ln T_e}{\partial \psi} + L_{34} \alpha \left(\frac{1 - R_{p_e}}{R_{p_e}} \right) \frac{\partial \ln T_i}{\partial \psi} \right], \quad (8)$$

где $I(\psi) = RB_t$ — полоидальный ток, протекающий между осью симметрии и рассматриваемой магнитной поверхностью ψ , $R_{p_e} = p_e/p$, где p_e и p — электронное и полное давление плазмы на магнитной поверхности ψ . Формулы для вычисления коэффициентов L_{31} , L_{32} и L_{34} и т.д. даются в работе [8].

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ

В качестве входных параметров задаются средняя по объёму плотность плазмы $\langle n_e(t) \rangle$, эффективный заряд ионов $Z_{\text{eff}}(t)$ и мощность дополнительного нагрева $P_{\text{aux}}(t)$. Профиль плотности плазмы либо задаётся, либо рассчитывается с учётом диффузии и пинчевания плазмы. В моде с заданным профилем плотность имеет параболическую форму с пьедесталом $n_{\text{bound}}/n_{\text{axis}}$. В данных расчетах профиль Z_{eff} полагается плоским с величиной $Z_{\text{eff}} \approx 1,5$.

При расчётах переноса тепла на омической стадии разряда используется модель со скейлингом T-11 [9] для электронов и неоклассикой [10] для ионов (T-11&nc). На стадии разряда с дополнительным нагревом, поскольку уровень мощности ВЧ-нагрева превышает пороговое значение r_{LN} для L—H-перехода, применяется скейлинг IPB98(y, 2) с учётом фактора улучшения удержания [11]. При использовании инженерных скейлингов радиальная зависимость коэффициентов теплопроводности задаётся в виде $f(r) = 0,3 + \bar{r}^2$. В сценариях с омическим нагревом плазмы приняты граничные условия для температур $T_{e,i}(a) = 10$ эВ, в сценариях с дополнительным нагревом в режиме H-моды — $T_{e,i}(a) = 50$ эВ.

БАЗОВЫЙ СЦЕНАРИЙ РАЗРЯДА С ИНДУКТИВНЫМ ПОДДЕРЖАНИЕМ ТОКА ПЛАЗМЫ

В сценарии с чисто индукционным поддержанием тока предполагается достичь тока плазмы $I_p = 0,75$ МА и продолжительности стадии плато тока не менее 0,6 с. Сценарий разряда разрабатывается для транспортной модели со скейлингом Т-11 для электронов и неоклассики для ионов Т-11&пс. На момент окончания стадии пробоя $t = t_0$ и формирования замкнутой магнитной конфигурации плазменный шнур круглого сечения с малым радиусом $a \sim 20$ см и током плазмы $I_p = 48$ кА касается защитного покрытия антенны ВЧ-нагрева. Конфигурация плазмы в этот момент представлена на рис. 2. На левом верхнем графике приводится профиль плотности плазменного тока j_p .

Согласно сценарию скорость подъёма тока dI_p/dt равняется $\sim 2,5$ МА/с. Расчёты показывают, что при такой скорости роста тока плазмы отсутствуют убегающие электроны. Стадия подъёма тока плазмы занимает 280 мс, и формирование диверторной конфигурации должно произойти не позднее этого момента. Для создания программного сценария выбраны семь моментов времени ($t_1 = 280$, $t_2 = 290$, $t_3 = 300$, $t_4 = 350$, $t_5 = 450$, $t_6 = 600$, $t_7 = 1000$ мс). Согласно сценарию разряда средняя плотность плазмы линейно растёт при подъёме плазменного тока от величины $\langle n_{e20} \rangle = 0,2$ до $\langle n_{e20} \rangle = 0,5$ и поддерживается на данном уровне в стационарной стадии развития разряда.

Программные токи $I_{ff} = [I_{CS,ff}, I_{PF,ff}, I_{HFC,ff}]$ сценария разряда вместе с токами $I = I_{ff} + \delta I_{ff}$, рассчитанными в процессе моделирования разряда, представлены на рис. 3—6.

Токи в управляющих обмотках являются суммой значений программного тока I_{ff} и поправки δI_{ff} , определяемой управлением. Ток плазмы регулируется током I_{CS} по отклонению тока плазмы от

Рис. 2. Конфигурация плазмы по окончании стадии пробоя и формирования замкнутой магнитной конфигурации. Слева представлен профиль плотности плазменного тока j_p . Положение опорных точек для диверторной конфигурации обозначено звёздочками

Рис. 3. Эволюция тока плазмы I_p и тока в индукторе I_{CS} в процессе разряда (—), их программные значения $I_{p,ff}$ и $I_{CS,ff}$ (*)

Рис. 5. Динамика токов I_{PF1} и I_{PF2} в обмотках PF1 и PF2 в процессе разряда (—), развивающихся в соответствии с их программными значениями $I_{PF1,ff}$ и $I_{PF2,ff}$ (*)

Рис. 4. Эволюция положения магнитной оси (R_{mag} , Z_{mag}) и токов I_{PF3} и I_{HFC} в обмотках PF3 и HFC в процессе разряда (—), программные значения $R_{mag,ff}$, $Z_{mag,ff}$ и токов $I_{PF3,ff}$, $I_{HFC,ff}$ (*)

Рис. 6. Динамика токов I_{PF4} , I_{PF5} и I_{PF6} в обмотках PF4, PF5 и PF6 в процессе разряда (—), развивающихся в соответствии с их программными значениями $I_{PF4, ff}$, $I_{PF5, ff}$ и $I_{PF6, ff}$ (*). Эволюция тока в пассивных структурах I_{VV} в процессе разряда

Рис. 7. Малые радиусы a и a_{95} (а), вытянутости шнура k , K_{95} , K_{95up} , K_{95dw} (б), треугольности шнура δ_{95} , δ_{95up} , δ_{95dw} (в), положение X-точки (R_x , Z_x) (г)

Рис. 8. Конфигурация плазменного шнура в момент $t = 261$ мс. На левом верхнем графике представлен профиль плотности плазменного тока j_p по малому радиусу шнура

своего текущего программного значения. Управление по большому радиусу ведётся током I_{PF} по отклонению R_{mag} от его текущего программного значения.

Вертикальное положение магнитной оси контролируется пропорциональным регулятором напряжения U_{HFC} по отклонению вертикального положения магнитной оси относительно текущего программного значения.

Управление тремя контролируемыми параметрами плазмы I_p , R_{mag} и Z_{mag} обеспечивается токами I_{CS} , I_{PF3} и напряжением U_{HFC} . Видно, что программные токи статического сценария близки токам, отрабатываемым системой управления с обратной связью.

Переход плазмы из лимитерной конфигурации в диверторную происходит в момент $t = 261$ мс при $\sim 92\%$ номинального значения тока плазмы в стационарной стадии разряда. Образование диверторной конфигурации видно по динамике геометрических параметров шнура в процессе разряда, представленных на рис. 7. На стационарной стадии развития разряда вытянутость плазменного шнура по сепаратрисе $k_s \approx 1,76$ и находится вблизи проектной величины.

Сформированная после $t = 261$ мс одноструевая диверторная конфигурация плазмы представлена на рис. 8. Приведённый здесь же профиль плазменного тока свидетельствует об отсутствии скинирования на стадии подъёма тока. На рис. 9 представлена эволюция тока плазмы I_p и бутстреп-тока I_{BS} вместе с динамикой тока индуктора I_{CS} , управляющего током плазмы. На стадии стационарного развития разряда доля бутстреп-тока f_{BS} составляет $\sim 10\%$ величины тока плазмы. Ток в ЦС на момент окончания стационарной фазы разряда $\sim 24,6$ кА.

Запаса полоидального потока индуктора достаточно для поддержания односекундного индуктивного разряда при использовании транспортной модели T-11&nc. На стадии плато тока мощность омического нагрева P_{Ohm} составляет $0,80$ МВт. На рис. 10 представлены положение магнитной оси плазмы R_{mag} , Z_{mag} и токи в обмотках управления по радиусу I_{PF3} и вертикали I_{HFC} , поддерживающие положение магнитной оси в процессе разряда.

Рис. 9. Ток плазмы I_p , бутстреп-ток I_{BS} и ток индуктора I_{CS} в процессе омического разряда, средняя плотность $\langle n_e \rangle$ и плотность $n_e(0)$ в центре шнура, мощность омического нагрева P_{Ohm} , мощность дополнительного нагрева P_{aux} равна нулю

Рис. 10. Положение магнитной оси плазменного шнура: R_{mag} , $\langle R \rangle$, Z_{mag} , Z_{95} и токи в обмотках управления по радиусу I_{PF3} и вертикали I_{HFC} в омическом разряде

Положение магнитной оси шнура контролируется с достаточно хорошей точностью. Динамика электронной и ионной температур в центре плазмы $T_{e,i}$, а также их усреднённых по объёму температур $\langle T_{e,i} \rangle$ в процессе омического разряда представлена на рис. 11. Значения электронных и ионных температур оказываются достаточно близкими. При подъёме тока плазмы монотонно снижается полоидальная β_p и растёт нормализованная β_N , величина которой на стадии плато тока не превышает значения $\sim 0,82$. Немонотонная динамика наблюдается для внутренней индуктивности $l_i(3)$ на начальной стадии разряда. Максимальное значение $l_i(3)$ отмечается в момент перехода от лимитерной к диверторной конфигурации. Эволюция глобального τ_E , ионного τ_i и электронного τ_e времени жизни в процессе омического разряда приведена на рис. 12. В процессе подъёма тока плазмы наблюдается увеличение энергетического времени. На стационарной стадии развития разряда электронная теплопроводность является определяющей в удержании энергии плазмы. Немонотонное поведение q_{95} при подъёме тока, по-видимому, связано с отсутствием управления формой шнура на этой стадии.

Рис. 11. Средние значения электронной и ионной температур $\langle T_{e,i} \rangle$ (а) и температур в центре плазмы $T_{e,i}$ (б) в омическом разряде; полоидальная β_p , нормализованная β_N (в) и внутренняя индуктивность $l_i(3)$ в омическом разряде (г)

Рис. 12. Глобальное время жизни τ_E , ионное τ_i и электронное τ_e , время жизни в омическом разряде (а); запас устойчивости в центре q_{axis} и на границе плазмы q_{95} (б); резистивное напряжение плазмы U_{res} (в); токи в вакуумной камере I_{vv} (г)

Изменением методики подготовки сценария на стадии подъёма тока можно добиться монотонной динамики запаса устойчивости на границе шнура. Резистивное напряжение по тороидальному обходу плазмы U_{res} составляет $\sim 1,06$ В на стационарной стадии разряда. Токи в вакуумной камере I_{VV} затухают в процессе подъёма тока, выходя на некоторый уровень, связанный с процессами внутренних срывов. На рис. 13 показывается расход полоидального потока на стадии подъёма тока плазмы.

Значение коэффициента Эжима укладывается в диапазон $0,40 \leq C_{\text{Ejima}} \leq 0,45$. Снижения величины C_{Ejima} можно добиться либо использованием дополнительного нагрева плазмы при подъёме тока, либо сокращением времени подъёма тока. В последнем случае возможны снижение величины I_i и рост активной мощности питания полоидальных катушек. На рис. 14 представлена плазменная конфигурация на момент окончания стадии плато тока $t = 1$ с.

Используемая методика подготовки сценария разряда доказала свою эффективность. Диверторная конфигурация плазмы уверенно поддерживается на протяжении разряда путём управления тремя контролируемыми параметрами. Основные параметры плазмы на стационарной стадии развития разряда для базового сценария представлены далее.

Рис. 13. Резистивные потери полоидального потока $\Delta\Psi_{\text{res}}$ (—) и ток плазмы I_p (-----)

Рис. 14. Конфигурация плазменного шнура в момент окончания омического разряда $t = 1000$ мс. На левом верхнем графике представлен профиль плотности плазменного тока j_p

ВЛИЯНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ МОДЕЛЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ РАЗРЯДА ИНДУКТИВНОГО СЦЕНАРИЯ

Процессы переноса оказывают значительное влияние на параметры плазмы и сценарий разряда в целом, что обусловлено резистивными потерями полоидального потока, связанными с электронной температурой плазмы. Для каждой транспортной модели разработаны самосогласованные сценарии разряда с поддержанием сценария тока и конфигурации плазмы.

Расчёты проводятся для моделей переноса, использующих:

- NA-скейлинг [12] по электронам и неоклассику для ионов NA&nc;
- NA-скейлинг по электронам и ионам NA&NA;
- боровский/гироборовский перенос Bohm-гироBohm;
- транспортную модель MMM версии 5.10;
- модель MMM95.

Профили коэффициентов теплопроводностей на стадии стационарного развития разряда для рассматриваемых моделей переноса даны на рис. 15.

Рис. 15. Радиальные профили коэффициентов теплопроводностей моделей переноса: T-11&nc (1); MMM95 (2); Bohm-гироBohm (3); MMM 5.10 (4); NA&NA (5); NA&nc (6)

Для модели NA&nc расчёты проводятся с заданным параболическим профилем плотности и пьедесталом $n_{\text{bound}}/n_{\text{axis}} = 0,1$. Результаты моделирования с транспортной моделью NA&nc дают наиболее оптимистичные результаты по резистивным потерям полоидального потока и, следовательно, по длительности разряда. Глобальное энергетическое время $\tau_E \sim 87,2$ мс, удержание по ионам вдвое превышает удержание по электронам. Величина резистивного напряжения U_{res} составляет примерно 0,92 В. Пикированность температур $T_{e,i}(0)/\langle T_{e,i} \rangle \sim 1,69$ при относительно низком значении внутренней индуктивности $l_i(3) = 0,76$. Доля бутстреп-тока f_{BS} составляет $\sim 0,10$.

Расчёты с моделью переноса NA&NA проводятся также в моде с заданным параболическим профилем плотности плазмы при $n_{\text{bound}}/n_{\text{axis}} = 0,1$. В этой модели ионная теплопроводность на краю плазмы выше, чем у модели NA&nc, что и обусловило двукратное снижение времени удержания для ионов. Глобальное время удержания τ_E снижается до $\sim 64,1$ мс. Резистивное напряжение U_{res} составляет $\sim 1,1$ В, и модель NA&NA характеризуется повышенным в сравнении с моделью NA&nc расходом полоидального потока. Высокая пикированность профиля электронной температуры $T_e(0)/\langle T_e \rangle \sim 2$ ведёт к относительно высокому значению внутренней индуктивности $l_i(3) = 0,84$.

Для модели Bohm-gyroBohm [13] используется мода с расчётом профиля плотности плазмы в соответствии с аномальной диффузией D_n и пинчеванием плазмы. Предполагается, что скорость пинчевания пропорциональна коэффициенту диффузии D_n с коэффициентом пропорциональности k_p , подобранным таким образом, чтобы выполнялось характерное соотношение $n_{\text{bound}}/n_{\text{axis}} \sim 0,2$ для омических сценариев разряда. В омическом разряде с моделью Bohm-gyroBohm характерна низкая теплопроводность ионов и электронов в центре плазмы, что приводит к плоским профилям температур при $\rho/a \leq 0,2$. С ростом радиуса ионная теплопроводность превышает электронную, что приводит к почти двукратному снижению времени удержания ионов относительно электронов, что, однако, не приводит к значительной разнице ионной и электронной температур. Пикированность профиля электронной температуры $T_e(0)/\langle T_e \rangle$ составляет $\sim 2,47$. Средние температуры оказываются минимальными относительно всех рассматриваемых моделей переноса, тогда как температуры в центре близки к максимальным значениям. Такие профили T_e ведут к высоким значениям внутренней индуктивности $l_i(3) = 0,94$. Наименьшими относительно других моделей оказываются значения полоидальной $\beta_p \sim 0,19$ и доли бутстреп-тока $f_{\text{BS}} \sim 0,08$, тогда как величина резистивного напряжения U_{res} оказывается весьма высокой $\sim 1,32$ В. Для модели Bohm-gyroBohm характерны наиболее высокие резистивные потери полоидального потока $\Delta\Psi_{\text{res}}$.

В расчётах по модели MMM 5.10 [14] профиль плотности плазмы определяется с учётом диффузии и пинчевания плазмы. Ионная и электронная теплопроводность почти монотонно растёт с увеличением радиуса и достигает максимальных значений вблизи края плазмы, где их теплопроводность определяется, главным образом, резистивной баллонной модой (RB). Пикированность электронной температуры $T_e(0)/\langle T_e \rangle$ составляет $\sim 2,48$, что приводит к высоким значениям внутренней индуктивности $l_i(3) \approx 0,96$. Параметры плазмы в омическом разряде для модели MMM 5.10 близки к данным модели Bohm-gyroBohm. Прогнозируются одни из наиболее высоких потерь энергии за счёт теплопроводности. Время удержания энергии по ионному каналу на 30% превышает соответствующее время для электронов, которое оказывается близким к данным по скейлингу T-11. Резистивное напряжение U_{res} составляет $\sim 1,38$ В при доле бутстреп-тока $I_{\text{BS}} \sim 0,08$.

При использовании транспортного кода MMM95 [15], учитывающего ионную температурно-градиентную неустойчивость (ITG), а также неустойчивость на запертых электронах (ТЕМ) согласно модели Weiland'a, и вклад в перенос дрейфово-резистивных (RB) и кинетической баллонных (KB) мод в соответствии с моделью Gusdar—Drake, предполагается проведение расчёта профиля плотности плазмы. Максимальные значения теплопроводности в модели Weiland достигаются при значении $\rho \approx 2/3a$ и стремятся к нулю на границе плазмы. Максимальные значения теплопроводности от кинетических баллонных (KB) мод наблюдаются вблизи $\rho/a \approx 0,5$. Теплопроводность на краю плазмы определяется дрейфово-резистивными баллонными (RB) модами, превышая теплопроводность по модели Weiland уже при $\rho \geq 2/3a$. Глобальное время удержания составляет $\tau_E \sim 57,9$ мс и практически не отличается от времени удержания для ионов и электронов. Пикированность профиля электронной температуры $T_e(0)/\langle T_e \rangle$ составляет $\sim 2,29$, что обуславливает высокое значение внутренней индуктивности $l_i(3) \sim 0,91$. Величина резистивного напряжения U_{res} составляет $\sim 1,17$ В, а доля

бутстреп-тока f_{BS} не превышает 9%. На стадии стационарного развития разряда значения основных параметров плазмы для моделей Bohm-gyroBohm, MMM 5.10 и MMM95 близки, поскольку их коэффициенты теплопроводностей $\chi_{i,e}$, как видно на рис. 15, отличаются незначительно.

На периферии плазмы значения теплопроводности $\chi_{i,e}$ этих моделей равны $\sim 5 \text{ м}^2/\text{с}$, а для моделей T-11&nc, NA&nc и NA&NA теплопроводность $\chi_{i,e} \sim 2\text{—}3 \text{ м}^2/\text{с}$.

Оценка расхода полоидального потока $\Delta\psi = (\Delta\psi)_{\text{ind}} + (\Delta\psi)_{\text{res}}$ на стадии подъёма тока определяется индуктивными $(\Delta\psi)_{\text{ind}} = L_p I_p$ и резистивными потерями $(\Delta\psi)_{\text{res}} = C_{\text{Ejima}} \mu_0 R_0 I_p$. Внешняя и внутренняя индуктивность шнура определяется по формулам $L_p = \mu_0 R_0 \left[\ln \left(\frac{8R_0}{a\sqrt{k}} \right) + \frac{l_i}{2} - 2 \right]$ и $l_i = \ln(1,65 + 0,89(q_{95} - 1))$, где

$$q_{95} = \frac{5a^2 B_t}{R_0 I_p} \frac{1 + k^2 (1 - 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2} \frac{(1,17 - 0,65/A)}{(1 - 1/A^2)^2}. \text{ При значении коэффициента } C_{\text{Ejima}} = 0,4 \text{ индуктивные и}$$

резистивные потери составляют $\sim 0,83$ и $\sim 0,34$ Вб соответственно. Результаты моделирования дают $\Delta\psi_{\text{ind}} = 0,74$ и $\Delta\psi_{\text{res}} = 0,39$ Вб, при этом обмотки управления формой обеспечивают расход 0,28 Вб. На стационарную стадию остаётся не более 0,58 Вб запаса полоидального потока ЦС, и её длительность $\sim 0,6$ с. Расход полоидального потока определяется как резистивными потерями, так и долей бутстреп-

тока $f_{BS} = C_{BS} (\sqrt{\epsilon} \beta_p)^{1,3}$. Значения входящих в формулу величин C_{BS} и β_p определяются согласно формулам $C_{BS} = 1,32 - 0,235q_{95} + 0,0185q_{95}^2$ и $\beta_p = \beta_t (B_0/B_p)^2$, где

$$B_p = \frac{I_p (\text{МА})}{5a\sqrt{\frac{1+k^2}{2}}}; \quad \beta_t = \frac{\langle n_e T_e + n_i T_i \rangle}{B_0^2 / 2\mu_0}. \quad (9)$$

В омическом разряде числитель в формуле (9) можно заменить выражением $\frac{2}{3} P_{\text{Om}} \tau_E / V_p$, где $V_p = 2\pi^2 k a^2 R_0$. Для сценария с моделью переноса T-11&nc доля бутстреп-тока составляет $\sim 0,09$.

Основные параметры плазмы для омического сценария разряда при использовании разных транспортных моделей представлены в табл. 1. Длительность омического разряда для транспортных моделей T-11&nc, NA&nc и NA&NA приближается к одной секунде, тогда как для моделей Bohm-gyroBohm и MMM 5.10 оказывается менее $\sim 0,8$ с.

Т а б л и ц а 1. Основные параметры плазмы в разных транспортных моделях

Параметр	T-11&nc	NA&nc	NA&NA	Bohm-gyroBohm	MMM 5.10	MMM95
$l_i(3)$	0,79	0,76	0,84	0,94	0,96	0,91
τ_E , мс	67,2	87,2	64,1	46,4	47,5	57,9
U_{res} , В	1,06	0,92	1,09	1,32	1,32	1,17
f_{BS}	74,6	88,3	71,4	60,3	61,3	68,3
β_N	0,82	0,91	0,81	0,71	0,74	0,78
τ_i , мс	144,0	136,0	64,1	34,5	55,4	58,8
τ_e , мс	44,2	64,6	64,0	68,4	41,8	57,0
Z_X , см	-59,5	-60,1	-58,6	-57,9	-56,5	-57,6
t_{SC} , с	1,02	1,15	0,93	0,77	0,76	0,83

На рис. 16 представлено сравнение основных параметров плазмы омического разряда для различных моделей переноса.

Рис. 16. Глобальное время удержания, доля бутстреп-тока, резистивное напряжение и длительность разряда для моделей переноса № 1 — T-11&nc, № 2 — NA&nc, № 3 — NA&NA, № 4 — Bohm-gyroBohm, № 5 — MMM 5.10 и № 6 — MMM95

Отметим ещё раз, что для транспортных моделей T-11&nc, NA&nc и NA&NA длительность разряда приближается к одной секунде, тогда как модели Bohm-gyroBohm, MMM 5.10 дают самое низкое время удержания, наиболее высокие значения резистивного напряжения и самую короткую длительность разряда t_{SC} . Модель MMM95 в этом смысле занимает некоторое промежуточное состояние.

СЦЕНАРИИ РАЗРЯДА С ВЧ-НАГРЕВОМ ПЛАЗМЫ

С целью удлинения разряда одновременно с выходом на плато тока предлагается использование нагрева плазмы ВЧ-излучением на частоте ионно-циклотронного резонанса (ИЦР). При достаточном уровне ВЧ-мощности и низком содержании примесей происходит L—H-переход в моду с улучшенным удержанием (H-мода). Достигаются максимальные параметры плазмы n , T , τ_E , I_{BS} , растёт её проводимость и снижается расход полоидального потока на поддержание тока, что ведёт к увеличению длительности разряда. В этих режимах обеспечиваются требуемые мощности тепловых потоков на диверторные пластины. Метод ИЦР-нагрева плазмы прошёл успешную экспериментальную проверку на современных крупных токамаках [16—21]. Основные характеристики системы ВЧ-нагрева токамака КТМ:

— состав плазмы — водородно-дейтериевая смесь с концентрацией, управляемой в диапазоне $n_H/n_D = 20—40\%$, желательное присутствие $< 1—2\%$ добавки ионов с $Z/A < 1/2$ (бора) [3];

— частота генератора $f \sim 13$ МГц соответствует размещению циклотронного слоя водорода на радиусе $R \cong 1$ м;

— полная ВЧ-мощность $P_{ICR} \cong 7$ МВт, введённая в плазму, соответствует $P_{ICRH} = 5$ МВт мощности, поглощённой в центральных областях плазмы при учёте $\sim 30\%$ возможных непроизводительных потерь ВЧ-мощности на периферии шнура [3].

При моделировании используется параметрическое задание профиля поглощения ВЧ-мощности в плазме. Центр поглощения мощности для ионов и электронов определяется нормированным радиусом ρ_j магнитной поверхности, ширина зоны поглощения — величиной Δ_j , профиль поглощения имеет параболическую форму, j принимает значение i или e .

В концепции токамака КТМ [1] предполагается использование физической базы данных ИТЭР, при расчете базового сценария разряда с ИЦР-нагревом плазмы используется скейлинг IPB98(y, 2) для энергетического времени жизни:

$$\tau_E = 0,0562 I_p^{0,93} R^{1,97} \varepsilon^{0,58} \kappa^{0,78} n_e^{0,41} B_t^{0,15} A_i^{0,19} P_{aux}^{-0,69} [\text{с, МА, м, } 10^{19} \text{ м}^{-3}, \text{ Тл, МВт}].$$

Предполагается равенство коэффициентов теплопроводности ионов и электронов. На стационарной стадии развития разряда с ИЦР-нагревом плазмы ток плазмы составляет $I_p = 0,75$ МА, поглощённая мощность $P_{ICRH} = 5$ МВт. Средняя плотность плазмы линейно растёт на стадии подъёма тока плазмы и выходит на значение $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на стационарной стадии развития разряда. Стадия подъёма тока плазмы подобна аналогичной стадии омического разряда. Моделирование разряда со скейлингом IPB98(y, 2) выполняется для трёх значений фактора улучшения удержания $H_{98(y, 2)} = 1, 1,2$ и $1,3$. Профиль плотности плазмы — параболический с показателем $\alpha_n = 2$ и пьедесталом $n_{bound}/n_{axis} = 0,9$. ВЧ-мощность поглощается в центре плазмы ($\rho_{i,e} = 0$) на ширине $\Delta_{i,e} = 0,5a$. В уравнениях переноса тепла используется граничное условие $T_{e,i}(a) = 50$ эВ.

При подготовке программного сценария выбраны четырнадцать моментов времени ($t_1 = 0,28$, $t_2 = 0,29$, $t_3 = 0,30$, $t_4 = 0,35$, $t_5 = 0,45$, $t_6 = 0,60$, $t_7 = 1,0$, $t_8 = 1,5$, $t_9 = 2,0$, $t_{10} = 2,5$, $t_{11} = 3,0$, $t_{12} = 3,5$, $t_{13} = 4,0$, $t_{14} = 4,5$ с), при которых рассчитывались мгновенные равновесия плазменного шнура, так называемые snapshots.

Обратимся к результатам моделирования сценария с фактором улучшения удержания $H_{98(y, 2)} = 1,3$. На рис. 17—20 представлены программные токи $\mathbf{I}_{ff} = [I_{CS,ff}, I_{PF,ff}, I_{HFC,ff}]$ сценария разряда вместе с токами $\mathbf{I} = \mathbf{I}_{ff} + \delta \mathbf{I}_{FB}$, рассчитанные в процессе моделирования.

Токи в управляющих обмотках являются суммой значений программного тока $\mathbf{I}_{ff}$ и поправки $\delta \mathbf{I}_{FB}$, определяемой управлением.

На рисунках видно, что статический сценарий хорошо задаёт программу развития токов в полоидальных обмотках и положение магнитной оси плазмы, которая отрабатывается системой управления. В

Рис. 17. Эволюция тока плазмы I_p и тока в индукторе I_{CS} в процессе разряда (—), их программные значения $I_{p,ff}$ и $I_{CS,ff}$ (★)

Рис. 18. Эволюция тока плазмы I_p и тока в индукторе I_{CS} в процессе разряда (—), их программные значения $I_{p,ff}$ и $I_{CS,ff}$ (★)

Рис. 19. Эволюция положения магнитной оси (R_{mag} , Z_{mag}) и токов I_{PF3} и I_{HFC} в обмотках PF3 и HFC в процессе разряда (—), программные значения $R_{mag,ff}$, $Z_{mag,ff}$ и токов $I_{PF3,ff}$, $I_{HFC,ff}$ (★)

Рис. 20. Динамика токов I_{PF4} , I_{PF5} и I_{PF6} в обмотках PF4, PF5 и PF6 в процессе разряда (—), развивающихся в соответствии с их программными значениями $I_{PF4,ff}$, $I_{PF5,ff}$ и $I_{PF6,ff}$ (★). Эволюция тока в пассивных структурах I_{VV} в процессе разряда

ходе подъёма плазменного тока большой и малый радиус меняются монотонно, большой радиус уменьшается, а малый радиус возрастает.

На рис. 21 приводится динамика параметров формы шнура в процессе разряда: малого радиуса шнура a , рассчитанного по значению полоидального потока на сепаратрисе Ψ_{sep} , и a_{95} , соответствующего уровню $0,95\Psi_{sep}$. На стационарной стадии разряда величина малого радиуса a составляет $\sim 44,45$ см.

Рис. 21. Малые радиусы a и a_{95} (а), вытянутости шнура k и k_{95} , k_{95up} , k_{95dw} (б), треугольности шнура δ_{95} , δ_{95up} , δ_{95dw} (в) и положение X-точки (R_x , Z_x) в сценарии с ВЧ-нагревом (г)

Здесь же показана эволюция вытянутости плазменного шнура: k_{95} , k_{95up} , k_{95dw} — вытянутости верхней и нижней частей шнура по уровню 95% и k — вытянутости по сепаратрисе и координат положения X-точки (R_x , Z_x) в процессе разряда. Вытянутость плазмы по сепаратрисе k_{sep} составляет $\sim 1,73$, что соответствует проектным параметрам КТМ. Треугольность δ_{95} на стадии плато тока равна $\sim 0,14$. После образования диверторной конфигурации положение X-точки стабилизируется вблизи точки ($R = 78$ см, $Z = -58$ см), однако при внутренних срывах происходят неконтролируемые срывы по вертикали, и положение X-точки отклоняется от базовых значений, поскольку управление плазмой в процессе развития разряда не предполагает оперативного управления формы шнура при срывах. Динамика параметров плазмы в процессе сценария разряда с ИЦР-нагревом плазмы пред-

ставлена на рис. 22—25. Эволюция тока плазмы I_p и бутстреп-тока I_{BS} в процессе разряда дается на рис. 22. Показано изменение тока индуктора I_{CS} в центральном соленоиде, отвечающем за управление током плазмы, в процессе развития разряда.

Рис. 22. Ток плазмы I_p , бутстреп-ток I_{BS} (а) и ток индуктора I_{CS} (б) в сценарии с ВЧ-нагревом, средняя плотность плазмы $\langle n_e \rangle$ и плотности $n_e(0)$ в центре шнура (в), мощность ИЦР P_{aux} и омического нагрева P_{ohm} (г)

Рис. 23. Положение магнитной оси плазмы R_{mag} (а), Z_{mag} (б) и токов в обмотках управления по радиусу I_{PFC} (в) и вертикали I_{HFC} (г) в разряде с ВЧ-нагревом

Рис. 24. Средняя электронная и ионная температура $\langle T_{e,i} \rangle$ (а) и температура в центре плазмы $T_{e,i}$ (б) в сценарии с ВЧ-нагревом, полоидальная β_p , нормализованная β_N (в) и внутренней индуктивности $I_l(3)$ (г)

Рис. 25. Энергетическое время τ_E , τ_i и τ_e в сценарии с ВЧ-нагревом (а), запас устойчивости в центре q_{axis} и на границе q_{95} (б), резистивное напряжение U_{res} (в), I_{vv} — токи в вакуумной камере (г)

Ток в ЦС на момент окончания моделирования составляет 25,014 кА, т.е. запаса полоидального потока в индукторе достаточно для поддержания разряда с ИЦР-нагревом в течение более чем 4,6 с для данной транспортной модели. Приводится эволюция программно задаваемой средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$. На рис. 23 представлена эволюция положения магнитной оси плазмы (R_{mag} , Z_{mag}) вместе с динамикой токов в обмотках управления по радиусу I_{PFC} и вертикали I_{HFC} , управляющих положением магнитной оси в процессе развития разряда.

Динамика электронной и ионной температур в центре плазмы $\langle T_{e,i} \rangle$, а также их усреднённых по объёму значений $\langle T_{e,i} \rangle$ в процессе разряда с ИЦР-нагревом приведена на рис. 24. В центре плазмы температура электронов T_e и ионов T_i достигает ~4,4 и ~4,3 кэВ соответственно. Усреднённые по объёму температуры $\langle T_{e,i} \rangle \sim 1,32\text{—}1,31$ кэВ практически не отличаются. Пикированность температуры $T_{e,i}/\langle T_{e,i} \rangle$ равняется 3,31 для электронов и ионов. На стадии плато тока достигается значение полоидальной $\beta_p \sim 0,7$, а доля бутстреп-тока f_{BS} составляет ~33% величины тока плазмы.

Отметим, что нормализованная β_N составляет ~2,79, что требует проведения дополнительных исследований МГД-устойчивости плазменного шнура по отношению к возбуждению колебаний, связанных с конеч-

ным сопротивлением вакуумной стенки (Resistive Wall Mode — RWM). Значение внутренней индуктивности $I_i(3)$ оказывается достаточно высоким ввиду центрального нагрева плазмы. При этом наблюдается значительная дисперсия значений $I_i(3)$, что связано с пилообразными колебаниями. Механизм процесса перезамыкания магнитных поверхностей включается при снижении значения q_{axis} ниже величины 0,92.

На рис. 25 показано изменение глобального энергетического времени τ_E , ионного τ_i и электронного τ_e энергетического времени в процессе развития разряда. В используемой модели переноса время удержания для ионов и электронов не отличается. Здесь же представлена эволюция запаса устойчивости плазменного шнура в центре q_{axis} и на границе плазмы q_{95} . При подъёме тока плазмы наблюдается немонотонное поведение q_{95} , что, вообще говоря, нежелательно. Немонотонное поведение запаса устойчивости на границе является следствием отсутствия управления формой шнура на этой стадии развития разряда. Требуется изменение методики разработки сценария таким образом, чтобы добиться монотонной эволюции запаса устойчивости на границе шнура. Резистивное напряжение по тороидальному обходу плазмы U_{res} снижается на протяжении стадии подъёма тока плазмы, и на стадии плато тока величина резистивного напряжения по тороидальному обходу плазмы U_{res} составляет $\sim 0,15$ В, что позволяет увеличить длительность импульса в сравнении с индукционным сценарием разряда. Поведение токов в вакуумной камере I_{VV} отражает динамику срывов плазменного шнура по горизонтали и вертикали, сопровождающих внутренние срывы. Максимальные «выбросы» токов на камере I_{VV} достигают десятков кА.

Основные параметры плазмы на стадии стационарного развития разряда, полученные при различных факторах $H_{98(y, 2)}$, представлены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Параметры плазмы при различных значениях $H_{98(y, 2)}$

Параметр	Фактор $H_{98(y, 2)}$		
	1,0	1,2	1,3
t_{SC} , с	2,55	3,83	4,63
U_{res} , В	0,25	0,17	0,15
τ_E , мс	25,7	31,4	34,4
F_{BS}	0,24	0,30	0,33
β_P	0,53	0,64	0,70
β_N	2,10	2,55	2,79

Длительность разряда t_{SC} определяется по моменту достижения током в индукторе $I_{CS}(t_{SC})$ величины, равной 25 кА. При значении фактора $H_{98(y, 2)} = 1,3$ длительность превышает 4 с. Для разряда с ИЦР-нагревом плазмы выражение в числителе формулы (9) можно заменить выражением $\frac{2}{3} P_{ICRH} \tau_E / V_P$. Оценка доли бутстреп-тока f_{BS} для модели переноса IPB(98, y) с $H_{98(y, 2)} = 1,3$ составляет $\sim 0,33$.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРАНСПОРТНЫХ МОДЕЛЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ РАЗРЯДА С ВЧ-НАГРЕВОМ ПЛАЗМЫ

Параметры плазмы и длительность разряда с ВЧ-нагревом плазмы в значительной мере связаны с процессами переноса, что стимулировало проведение моделирования разрядов с разными транспортными моделями. Для каждой такой модели разработаны самосогласованные сценарии разряда — поддерживаются программный сценарий для тока плазмы и конфигурации плазменного шнура. Расчёты проводятся для моделей:

— со скейлингом T-11 для электронов и неоклассики для ионов T-11&nc;

— боровского/гироборовского переноса Bohm-gyroBohm;

— переноса по МММ версии 5.10;

— переноса МММ95.

Радиальные профили коэффициентов теплопроводности на стадии стационарного развития разряда с ИЦР-нагревом плазмы для используемых моделей переноса представлены на рис. 26.

Расчёты по модели T-11&nc проводятся с заданным параболическим профилем плотности

Рис. 26. Радиальные профили коэффициентов теплопроводности в разряде с ИЦР-нагревом плазмы: 1 — ИТЭР; 2 — Т-11&nc; 3 — Bohm-gyroBohm; 4 — МММ 5.10; 5 — МММ95

плазмы с показателем $\alpha_n = 2$ и отношением $n_{e, \text{bound}}/n_{\text{axis}} = 0,9$. Такой профиль можно назвать плоским. Центр профиля поглощения ИЦР-излучения сдвинут на четверть величины малого радиуса плазмы. Полученные средние значения электронных и ионных температур составляют 1,17 и 1,36 кэВ соответственно. Фактор $T_{e,i}/\langle T_{e,i} \rangle \sim 2,33$ свидетельствует о пикированности профилей температур. Поскольку величина внутренней индуктивности $I_i(3) \sim 0,74$, значение нормализованной $\beta_N \sim 2,63$ не превышает порога возбуждения RWM $\beta_N \leq 4I_i$. Энергетические времена по ионному и электронному каналам приблизительно равны. Доля бутстреп-тока f_{BS} составляет $\sim 0,32$. В сравнении с омическим сценарием разряда для этой модели переноса на стационарной стадии развития разряда уменьшается мощность омического нагрева P_{Ohm} и почти в шесть раз снижается величина резистивного напряжения U_{res} . Более медленное расходование полоидального потока на резистивные потери ведёт к увеличению длительности разряда до $t_{SC} = 4,5$ с, что почти совпадает с длительностью разряда для модели со скейлингом IPB98(y, 2) и фактором улучшения $H_{98(y, 2)} = 1,3$. Большие значения вытянутости $k \sim 1,80$ и треугольности δ шнура наряду с меньшей внутренней индуктивностью $I_i(3)$ при более низком расположении X-точки является следствием вне осевого нагрева плазмы.

В сценарии разряда с моделью переноса Bohm-gyroBohm профиль плотности плазмы рассчитывается с учётом диффузии плазмы и скорости пинчевания плазмы при величине пьедестала плотности $n_{\text{bound}}/n_{\text{axis}} \sim 0,2$. Центр поглощения ИЦР-мощности располагается в центре плазмы. Центральное ИЦР-нагревание плазмы приводит к концентрации плазменного тока вблизи магнитной оси, увеличению внутренней индуктивности $I_i(3)$ свыше 0,9 и снижению запаса устойчивости на оси шнура. При перемешивании образуются плоские профили температур внутри магнитных поверхностей с $q < 1$ и пространственным масштабом $\rho/a \leq 0,3$. Наблюдается монотонный рост электронной и ионной теплопроводности по радиусу плазмы. Отмечаются значительное превышение ионной теплопроводности над электронной и существенное различие времени удержания для ионов и электронов. На стационарной стадии пикированность температуры составляет $T_{e,i}(0)/\langle T_{e,i} \rangle \sim 2,7—2,9$. Величина нормализованной β_N составляет $\sim 2,41$. Доля бутстреп-тока f_{BS} достаточно высокая и достигает $\sim 0,38$, что связано с большим градиентом плотности плазмы. Резистивное напряжение $U_{\text{res}} \sim 0,26$ В оказывается самым высоким среди используемых моделей переноса. Длительность t_{SC} разряда для модели Bohm-gyroBohm достигает $\sim 3,3$ с.

При моделировании сценария разряда с моделью MMM 5.10 предполагается, что используется центральное ИЦР-нагревание плазмы. Профиль плотности плазмы рассчитывается. На стационарной стадии величина пикированности плотности плазмы $n_{e, \text{axis}}/\langle n_e \rangle$ равняется $\sim 1,54$. Граничное условие для температуры плазмы определяется по усреднённой по объёму температуре плазмы согласно формуле $T_{e,i}(a) = 0,2\langle T_{e,i} \rangle$. Из-за более высокой теплопроводности электронов их температура T_e в центре плазмы на 0,5 кэВ ниже температуры ионов. Ионная температура $T_i(0)/\langle T_i \rangle$ сильно пикирована — $\sim 3,1$. Время удержания по ионам $\tau_i \sim 34,7$ мс в полтора раза превышает время удержания для электронов. Грубые оценки показывают, что электронная теплопроводность χ_e почти в 1,5 раза превосходит ионную теплопроводность χ_i по всему радиусу плазмы, из чего и следует соотношение для времени удержания $\tau_i/\tau_e \sim 1,5$. Резистивное напряжение U_{res} оказывается достаточно высоким $\sim 0,29$ В. Длительность разряда при использовании модели MMM 5.10 достигает $\sim 2,90$ с и оказывается рекордно низкой относительно применяемых транспортных моделей.

В расчётах с использованием модели MMM95 предполагается использование центрального ИЦР-нагрева плазмы. Граничная температура плазмы определяется в соответствии с усреднённой по объёму температурой согласно формуле $T_{e,i}(a) = 0,1\langle T_{e,i} \rangle$. Профиль плотности плазмы формируется с учетом диффузии и пинчевания плазмы, и на стационарной стадии развития разряда величина пьедестала $n_{e, \text{bound}}/n_{e, \text{axis}}$ оказывается $\sim 0,5$ при пикированности плотности плазмы $n_{e, \text{axis}}/\langle n_e \rangle \sim 1,43$. На радиусе $\rho \approx 2/3 a$ вклад от ITG-моды в ионную теплопроводность превышает соответствующий вклад в электронную теплопроводность, но в целом время удержания по электронному и ионному каналам практически не отличается. Пикированность профиля электронной температуры $T_e(0)/\langle T_e \rangle$ оказывается $\sim 2,24$. Значение внутренней индуктивности $I_i(3)$ составляет $\sim 0,79$. Доля бутстреп-тока f_{BS} достигает $\sim 0,32$. Резистивное напряжение $U_{\text{res}} \sim 0,20$ В. Длительность разряда t_{SC} при использовании модели MMM95 $\sim 3,10$ с.

Основные параметры плазмы, полученные при моделировании сценариев разряда с ВЧ-нагревом плазмы, для различных транспортных моделей представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Параметры плазмы на стационарной стадии с ВЧ-разрядом

Параметр	IPB(98, y) с $H_{98(y, 2)} = 1,3$	T-11&nc	Bohm-gyroBohm	MMM 5.10	MMM95
$I_A(3)$	0,93	0,74	0,93	0,83	0,79
τ_E , мс	34,4	33,1	30,5	26,9	31,2
U_{res} , В	0,15	0,18	0,26	0,29	0,20
f_{BS}	0,32	0,32	0,38	0,31	0,32
β_N	2,79	2,63	2,41	2,18	2,51
τ_i , мс	34,3	32,3	23,5	34,7	31,7
τ_e , мс	34,6	34,1	41,7	21,5	30,8
Z_X , см	-58,5	-63,2	-58,6	-60,3	-61,2
t_{SC} , с	4,6	4,5	3,31	2,90	3,10

Параметры плазмы разряда с ИЦР-нагревом плазмы для различных моделей переноса представлены на рис. 27.

Рис. 27. Глобальное время удержания (а), доля бутстреп-тока (б), резистивное напряжение (в) и длительность разряда (г) для моделей переноса № 1 — T-11&nc, № 2 — IPB98(y, 2) с $H_{98(y, 2)} = 1,3$, № 3 — Bohm-gyroBohm, № 4 — MMM 5.10 и № 5 — MMM95

Для транспортных моделей T-11&nc и IPB98(y, 2) с $H_{98(y, 2)} = 1,3$ длительность разряда t_{SC} составляет более 4,5 с. Однако для транспортных моделей Bohm-gyroBohm, MMM 5.10 и MMM95 длительность разряда составляет ~3 с из-за более высоких потерь полоидального потока. При этом доля бутстреп-тока во всех транспортных моделях превышает 30%. Однако для модели MMM95 величина резистивного напряжения лишь на 10—15% превышает соответствующие значения моделей T-11&nc и IPB98(y, 2). Возможно, что малая продолжительность разрядов с этой моделью переноса связана с более частыми внутренними срывами, во время которых наводятся значительные по величине токи в вакуумной камере. Энергия полоидального потока индуктора расходуется фактически на нагрев вакуумной камеры, что сокращает длительность разряда.

В табл. 4 приводится сравнение энергетического времени, полученного для используемых транспортных моделей, со скейлингом IPB98(y, 2). Видно, что энергетическое время для всех моделей превышает время удержания по скейлингу ИТЭР.

Т а б л и ц а 4. Сравнение энергетического времени со скейлингом IPB98(y, 2)

Модель	IPB(98, y) с $H_{98(y, 2)} = 1,3$	T-11&nc	Bohm-gyroBohm	MMM 5.10	MMM95
$\tau_E/\tau_{E, IPB98(y, 2)}$	1,34	1,29	1,19	1,05	1,21

В транспортных моделях MMM 5.10 и MMM95 используются коэффициенты, численные значения которых подобраны для других установок, и будущие эксперименты на установке КТМ позволят калибровать значения этих коэффициентов применительно к экспериментальным данным разрядов с дополнительным нагревом плазмы. Отметим, что указанные модели использовались только в полуторамерных кодах BALDUR [23], JETTO [24] и ASTRA [25], рассчитывающих разряды с заданной границей плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана методика подготовки сценариев разрядов в токамаке, разработаны «базовые» сценарии разрядов с омическим и ВЧ-нагревом плазмы в токамаке КТМ, и на их основе проведено моделирование разрядов. Проведено моделирование сценариев разряда при использовании различных моделей переноса с целью изучения их влияния на параметры плазмы и длительность разряда. Показано, что полоидальная система токамака КТМ обеспечивает длительность омического сценария разряда $t \sim 0,9$ с и длительность разряда сценария с дополнительным нагревом плазмы $t \sim 4,5$ с.

Подготовленные сценарии разрядов в токамаке КТМ использованы для задания программных значений (установок), контролируемых с обратной связью параметров, и программных значений токов и напряжений в обмотках управления при проведении тестирования системы магнитного управления плазмой токамака КТМ путём нелинейного моделирования сценариев разряда [22].

REFERENCES

1. **Azizov E.A., Velikhov E.P., Tazhibaeva I.L. et al.** Kazakhstan material authority tokamak KTM and problems of controlled thermonuclear fusion. — Almaty, 2006 (in Russian).
2. **Azizov E.A., Buzhinskij O.I., Gladush G.G., Dokuka V.N. et al.** The KTM Tokamak and Studies of Construction Materials for Thermonuclear Reactors. SOFT 18th, 4—10 October, 2000.
3. **Azizov E.A., Dokuka V.N., Shestakov V., Shkolnik V. et al.** The Kazakhstan tokamak for material testing. — Plasma Device and Operations, 2003, vol. 11, № 3, pp. 39—55.
4. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, pp. 193—201.
5. **Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R.** Development and simulation of KTM tokamak discharge. — In coll.: Theoretical and experimental researches, done in 2006. Proceedings of the division of tokamak-reactors physics. Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, 2006, pp. 135—143 (in Russian).
6. **Houlberg W.A.** Volt-second consumption intokamaks with sawtooth activity. — Nuclear Fusion, 1987, vol. 27(6), pp. 1009—1030.
7. **Ejima S., Callis R.W., Luxon J.L. et al.** Volt-second analysis and consumption in doublet III plasmas. — Nucl. Fusion, 1982, vol. 22, pp. 1313—1319.
8. **Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R.** Neoclassical conductivity and bootstrap current formulas for general axisymmetric equilibria and arbitrary collisionality regime. — Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, № 7, pp. 2834—2839.
9. **Merezhkin V.G., Mukhovatov V.S.** The electronic thermal conductivity and diffusion in tokamak. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1981, vol. 33, pp. 463—466 (in Russian).
10. **Galeev A.A., Sagdeev R.Z.** — In book.: Voprosy teorii plazmy (Problems of the plasma theory). — M.: Atomizdat, 1973, issue 7, pp. 205—273 (in Russian).
11. **ITPA Confinement and H-mode Threshold Database Working Group.** — In: 19th IAEA Fusion Energy Conf. Lyon, France, 14—19 October 2002, CT/P-04.
12. **Goldston R.J.** — Plasma Phys. Controlled Fusion, 1984, vol. 26, p. 87.
13. **Tala T.J., Parail V.V., Becoulet A., Corrigan G., Heading D.J., Mantsinen M.J., Strand P.I. et al.** Comparison of theory-based and semi-empirical transport modelling in JET plasmas with ITBs. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, A495—A500.
14. **Goldston R.J., Waltz R.E., Bateman G., Stotler D.P., Singer C.E., Kinsey J.** Burning plasma experiment physics design description. Chapter III. Confinement. — Fusion Technology, 1992, vol. 21, pp. 1076—1112.
15. **Bateman G., Kritz A.H., Kinsey J.E., Aaron R.J., Weiland J.** Predicting temperature and density profiles in tokamaks. — Physics of Plasmas, 1998, vol. 5, pp. 1793—1799.
16. **Porkolab M., Bécoulet A., Bonoli P.T., Gormezano C. et al.** Recent progress in ICRF physics. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1998, vol. 40, pp. A35—A52.
17. **ITER Physics expert group on energetic particles, heating and current drive and ITER physics basis editors.** Chapter 6. Plasma auxiliary heating and current drive. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, pp. 2495—2539.
18. **Kovan I.A., Kovrov P.E., Monakhov I.A.** — In: Proc. 17d EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, 25—29 June 1990, vol. 14B, Pt. III, pp. 991—994.
19. **Kovan I.A., Monakhov I.A., Naumshin Yu.E., Pisklov A.E., Roife I.M., Seredenko E.V.** System for ion-cyclotron heating of plasma on TSP tokamak. — Plasma Devices and Operations, 1998, vol. 6, pp. 95—101.
20. **Kovan I.A., Monakhov I.A., Petrov Yu.V.** Concept of RF current drive system for volumetric neutron source on the tokamak basis. — Plasma Devices and Operations, 1998, vol. 6, pp. 103—110.
21. **Kovan I.A., Monakhov I.A.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 1997, issue 1—2, p. 101 (in Russian).
22. **Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R., Kavin A.A.** Synthesis and modeling of plasma magnetic control system in KTM tokamak. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2008, issue 1, pp. 12—25 (in Russian).
23. **Singer C.E., Post D.E., Mikkelsen D.R., Redi M.H., McKenny A., Silverman A., Seidl F.G.P., Rutherford P.H., Hawryluk R.J., Langer W.D., Foote L., Heifetz D.B., Houlberg W.A., Hughes M.H., Jensen R.V., Lister G., Ogden J.** BALDUR: a one-dimensional plasma transport code. — Computer Physics Communications, 1988, vol. 49, pp. 275—398.
24. **Cenacchi G., Taroni A.** JETTO: a Free-Boundary Plasma Boundary Transport Code (Basic Version). JET-IR(88)03.
25. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA: Automated System for TRansport Analysis in a Tokamak. Max-Planck-IPP Report, 2001, IPP 5/98, Garching, Germany.

AUTHORS

Azizov E.A. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; azizov@nfi.kiae.ru

Dokuka V.N. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; v.dokuka@mail.ru

Khayrutdinov R.R. State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; khayrutd@mail.ru

Mineev A.B. D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, pos. Metallostroy, Doroga na Metallostroy 3, 196641 St. Petersburg, Russia; mineevab@sintez.niiefa.spb.su

Received 29 September 2009
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2009, issue 4, pp. 37—53.