

УДК 533.9,621.039.616

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ И СКОРОСТИ ПИНЧЕВАНИЯ ЧАСТИЦ ИЗ АНАЛИЗА ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА ПОСЛЕ ВКЛЮЧЕНИЯ ЭЦР-НАГРЕВА НА ТОКАМАКЕ Т-10

*Н.В. Касьянова, В.Ф. Андреев*

*ИФТ КЦЯТ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Исследование переноса частиц и эволюции профиля плотности при центральном ЭЦР-нагреве имеет важное значение для будущего токамака-реактора ИТЭР, так как основной вклад тепла в реакторе будут давать  $\alpha$ -частицы, при этом тепловыделение будет происходить именно в центре плазмы. Целями работы являются проведение экспериментов и их анализ для определения изменения коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц после включения ЭЦР-нагрева. В работе сформулирована обратная задача восстановления коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц в переходном процессе после включения нагрева. Анализ экспериментальных данных показал, что после включения нагрева происходит изменение коэффициентов переноса за время меньше времени удержания частиц в токамаке Т-10 ( $\tau < 0,1\tau_E$  — время удержания энергии). Величина этого изменения, в основном, определяется мощностью ЭЦР-нагрева и слабо зависит от других параметров плазмы. Для серии импульсов установки Т-10 получена зависимость изменения коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц от мощности нагрева.

**Ключевые слова:** токамак, электронно-циклотронный нагрев плазмы, эффект «density pump-out», коэффициент диффузии, скорость пинчевания частиц, обратная коэффициентная задача.

## RECONSTRUCTION OF THE DIFFUSIVITY COEFFICIENT AND PARTICLE PINCH VELOCITY BY THE ANALYSIS OF THE TRANSIENT PROCESS AFTER ECRH SWITCHING ON IN THE T-10 TOKAMAK

*N.V. Kasyanova, V.F. Andreev*

*TPI KCNT NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The analysis of the particle transport and the density profile evolution with on-axis ECR heating are very important for the future tokamak-reactor ITER, so the addition heating of the alpha particle is deposited in plasma center. The main goal of this paper is the special experiments conduction and its analysis for the investigation of the diffusivity coefficient and particle pinch velocity change after on-axis ECR heating switch on. In this work the inverse problem was formulated for reconstruction of the diffusion coefficient and the particle pinch velocity from the transient process after ECRH switching on. The diffusion coefficient and particle pinch velocity were founded for series short for tokamak T-10. The analysis of the experimental data show that after ECR heating switching on the transport coefficients change at the short time scale ( $\tau < 0.1 \tau_E$ ,  $\tau_E$  — energy confinement time). In this work the dependence of the transport coefficients change from the power of the ECR heating were found.

**Key words:** tokamak, ECR heating, «density pump-out» effect, diffusivity coefficient, particle pinch velocity, inverse problem.

### ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с ЭЦР-нагревом на токамаке Т-10 показали существование аномально быстрого изменения переноса тепла в переходном процессе после включения и отключения нагрева [1]. Из анализа экспериментов следует, что наиболее вероятным объяснением этого эффекта является возникновение дополнительного выноса частиц из зоны нагрева на периферию — так называемый эффект «density pump-out», который наблюдался экспериментально в разных режимах на многих токамаках [2, 3] и стеллараторах [4, 5].

Исследование переноса частиц и эволюции профиля плотности при ЭЦР-нагреве имеет важное значение для будущего токамака-реактора ИТЭР, так как основной вклад тепла в реакторе будут давать  $\alpha$ -частицы, при этом основное тепловыделение будет происходить именно в центре плазменного шнура. Изучение выноса частиц из зоны нагрева даёт возможность определить необходимые требования для создания систем подпитки топливом реактора. Поэтому исследование эволюции плотности при ЭЦР-нагреве, близко к тем процессам, которые будут происходить в ИТЭР, позволит получить важную дополнительную информацию для понимания переноса частиц в плазме токамака-реактора.

Известно, что пикированность профиля плотности в токамаке является результатом внутреннего пинча частиц, однако природа этого пинча до сих пор остаётся неизвестной. Пикированность профиля плотности часто характеризуют параметром  $n_{e0}/\langle n_e \rangle$ , где  $n_{e0}$  — плотность в центре плазмы,  $\langle n_e \rangle$  — усреднение по объёму. Согласно имеющимся теоретическим представлениям за пинч-частиц, в основном, могут отвечать три механизма: турбулентное равномерное распределение по степеням свободы (turbulent equipartition — ТЕР) [6], турбулентная термодиффузия (TTD) [7] и неоклассический Вейеровский пинч

(Ware pinch) [8]. Последние два механизма связаны с развитием или подавлением ионной температурно-градиентной неустойчивости (ITG) и неустойчивости на запертых электронах (TEM).

Общепринято перенос плотности в системе транспортных уравнений описывать следующим уравнением [9]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla(-D\nabla n_e + Vn_e) + S. \quad (1)$$

Здесь  $D$  — коэффициент диффузии;  $V$  — эффективная скорость пинчевания частиц;  $S$  — источник частиц.

Предполагая параметры плазмы постоянными вдоль магнитной поверхности  $\rho$ , в стационарных условиях уравнение (1) можно записать в виде, учитывающем вклад всех трёх описанных механизмов [10]:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \rho} = \frac{1}{\langle |\nabla \rho| \rangle} \frac{V_{\text{WARE}}}{D(\rho)} - \eta \frac{1}{qH} \frac{\partial qH}{\partial \rho} + \alpha \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \rho} - \frac{1}{Dn_e \langle |\nabla \rho| \rangle} \int \frac{S d\rho}{\langle |\nabla \rho| \rangle}, \quad (2)$$

где  $V_{\text{WARE}}$  — скорость неклассического Вейеровского пинча;  $q$  — запас устойчивости;  $H = B_0 d\text{Vol}/2R_0 d\rho$ ;  $B_0$  — тороидальное магнитное поле;  $\text{Vol}$  — объём плазмы;  $R_0$  — большой радиус токамака;  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по магнитной поверхности. Параметры  $\eta$  и  $\alpha$  являются коэффициентами, которые определяют влияние ТЕР и ТТД соответственно. Коэффициент  $\eta$  положительный, а коэффициент термодиффузии  $\alpha$  может менять знак в зависимости от типа доминирующей неустойчивости (TEM или ITG).

Согласно теории ТЕР скорость пинчевания частиц пропорциональна кривизне линий магнитного поля  $\frac{1}{qH} \frac{\partial qH}{\partial \rho}$ , теория турбулентной термодиффузии даёт поток частиц, пропорциональный логарифмическому градиенту электронной температуры  $\frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$ .

Отметим, что эффект термодиффузии, как правило, сложнее обнаружить экспериментально из-за того, что коэффициент  $\alpha$  может менять знак. Поэтому влияние термодиффузии на пикирование профиля плотности до сих пор до конца не выяснено.

Эксперименты, в которых ток полностью генерировался электронно-циклотронными волнами (ECCD), показали, что пикирование профиля плотности наблюдается даже в отсутствие Вейеровского пинча. Кроме того, исследование, проведённое на TCV с использованием обширной экспериментальной базы данных, показало, что уплощение профиля плотности, вызванное включением центрального ЭЦР-нагрева в L-моду при низкой плотности плазмы, не может быть объяснено только за счёт уменьшения неклассического Вейеровского пинча [10]. Необходимо также учитывать изменение аномального потока частиц, который возникает именно при включении ЭЦР-нагрева.

Проявление механизма ТЕР было обнаружено в многочисленных экспериментах, проведённых на токамаке TCV, по корреляции между пикированностью профиля плотности и пикированностью профиля плотности тока [11, 12]. Было также показано, что ТЕР даёт результаты, согласующиеся с экспериментальными профилями плотности. Анализ экспериментов также показал, что имеется зависимость пикированности профиля плотности от мощности ЭЦР-нагрева. При низкой мощности эта зависимость — сильная, а при мощности  $P_{\text{ECR}} > 0,5$  МВт наблюдается насыщение [12].

В экспериментах, проведённых на токамаке ASDEX Upgrade (AUG), было выявлено, что эффект «density pump-out» наблюдается не во всех режимах с центральным ЭЦР-нагревом, а только при низкой плотности. В работе [13] эффект «density pump-out» объясняется изменением термодиффузионного потока в рамках теории неустойчивостей ITG и TEM. Результаты расчётов (по гирокинетическим кодам GLF23 и CS20) показывают, что уплощение профиля плотности при центральном ЭЦР-нагреве наблюдается в режимах с доминирующей неустойчивостью TEM (режимы с низкой плотностью плазмы). И, наоборот, в режимах, где не наблюдается существенного изменения профиля плотности при включении центрального ЭЦР-нагрева (режимы с высокой плотностью плазмы), доминирует неустойчивость ITG.

Согласно теории знак коэффициента термодиффузии зависит от типа доминирующей неустойчивости. Таким образом, при доминировании TEM (низкая плотность плазмы) в плазме будет возникать термодиффузионный поток наружу, а при доминировании ITG (высокая плотность плазмы) термодиффузионный поток будет направлен к центру плазмы. Несмотря на то, что уплощение профиля плотности про-

исходит без существенных изменений профиля температуры, на изменении термодиффузионного потока может сказываться увеличение абсолютной температуры. В области доминирования ТЕМ повышение температуры, вызванное центральным ЭЦР-нагревом, приводит к увеличению частоты моды, в результате чего повышается коэффициент термодиффузии и возрастает поток частиц наружу, приводя к уплощению профиля плотности. Однако следует отметить, что в данном случае соответствие теории и эксперимента носит только качественный, но не количественный характер.

Таким образом, необходимость исследования переноса частиц при ЭЦР-нагреве остаётся до сих пор актуальной. Среди методов исследования переноса частиц можно выделить два основных направления: прямое моделирование [14, 15] и решение обратных задач [16]. Первый подход включает в себя разработку различных моделей для коэффициентов переноса (эмпирических или на основе теории). Затем, решая систему транспортных уравнений с помощью какого-нибудь кода, например, ASTRA [17], и сравнивая полученные численные результаты с экспериментальными данными, в модель вносятся соответствующие изменения.

Второй подход основан на решении обратных задач, исходными данными для которых служат результаты экспериментов [16]. Для восстановления коэффициентов переноса формулируется обратная задача (при определённых ограничениях). Затем информация, полученная в результате решения обратных задач, может использоваться для разработки и построения моделей коэффициентов переноса.

Целями данной работы являются проведение специальных экспериментов, их анализ и нахождение изменения коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц в переходном процессе после включения центрального ЭЦР-нагрева. Для анализа экспериментальных данных использовался подход, основанный на восстановлении транспортных коэффициентов и источников в плазме из решения обратных задач для уравнений транспортной модели [16].

В статье описываются параметры экспериментов, проведённых на токамаке Т-10, формулируется обратная задача, описывается метод её решения, обсуждаются полученные результаты.

## ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на установке Т-10 (малый радиус  $a = 0,3$  м, большой радиус  $R_0 = 1,5$  м) при следующих значениях параметров плазмы: хордовая плотность плазмы  $n_{in} = 1,7 \cdot 10^{19} - 2,9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , полный ток в плазме  $I_p = 185 - 220$  кА, мощность ЭЦР-нагрева  $P_{ECRH} = 500 - 1000$  кВт.

На стационаре омической стадии разряда включались гиротроны 130 ГГц (или 140 ГГц) в зависимости от величины тороидального магнитного поля, при этом мощность вкладывалась в центре плазмы. Для восстановления коэффициентов переноса анализировалась эволюция плотности в переходном процессе после включения ЭЦР-нагрева.

Измерения плотности проводились с помощью микроволнового интерферометра (8 каналов) и лазерного интерферометра (7 каналов). Для восстановления локальных значений плотности из результатов хордовых измерений решалась задача абелизации.

В работе анализировались импульсы при разных значениях плотности  $n_e$ , полного тока  $I_p$ , мощности ЭЦР-нагрева  $P_{ECRH}$  в режимах с центральным вложением мощности, параметры которых представлены в таблице.

Параметры импульсов на установке Т-10

№ импульса	$n_e, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	$I_p, \text{ кА}$	$P_{ECRH}, \text{ кВт}$	$B_z, \text{ кГс}$
33 957	1,7	200	~800	25,0
40 539	1,9	200	~1000	25,1
39 470	2,7	185	~550	23,3
39 471	2,4	185	~550	23,3
39 472	2,4	185	~550	23,3
39 474	3,1	185	~550	23,3
39 475	2,7	185	~550	23,3
39 476	2,7	185	~550	23,3
41 565	2,9	220	~500	23,3
32 913	1,9	185	~600	23,3

## ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Переходный процесс, после включения гиротронов, может быть описан следующим образом. Запишем уравнение для плотности электронов  $n^S(r, t)$  на стационаре до включения ЭЦР-нагрева с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{\partial n^S}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_n^S \frac{\partial n^S}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n^S v_p^S) + P^S = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n^S}{\partial t} (r=0, t) = 0; \quad n^S(r=1, t) = N_0. \quad (4)$$

Далее запишем уравнение для плотности электронов  $n(r, t)$  в переходном процессе после включения гиротронов  $t = t_0$ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_n \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n v_p) + P; \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial r} (r=0, t) = 0; \quad n(r=1, t) = N_0; \quad (6)$$

$$n(r, t=t_0) = N^S(r); \quad 0 < r < 1; \quad t > t_0. \quad (7)$$

Здесь  $r = (R - R_0)/a$  — безразмерный радиус, нормированный на малый радиус плазмы;  $n^S(r, t)$  и  $n(r, t)$  — электронная плотность на стационаре и в переходном процессе соответственно;  $t_0$  — момент включения гиротронов;  $N_0$  — граничная плотность.

Коэффициенты диффузии  $D_n, D_n^S$  и скорости пинчевания частиц  $v_p, v_p^S$ , а также источники частиц  $P, P^S$  неизвестны, и их необходимо определить из экспериментальных данных по измерению электронной плотности плазмы  $n^{\text{exp}}(r, t)$ .

В уравнениях (3), (5) общий поток частиц  $W$  содержит диффузионную и конвективную части:

$$W = -D_n \frac{\partial n}{\partial r} + v_p n. \quad (8)$$

Электронную плотность в переходном процессе представим в виде суммы стационарного значения  $n^S(r, t)$  и её изменения  $\tilde{n}(r, t)$ :

$$n(r, t) = n^S(r) + \tilde{n}(r, t). \quad (9)$$

Также запишем коэффициенты  $D_n$  и  $v_p$  в следующем виде:

$$D_n(r, t) = D_n^S(r) + \tilde{D}_n(r, t); \quad v_p(r, t) = v_p^S(r) + \tilde{v}_p(r, t); \quad (10)$$

$$\tilde{D}_n(r, t) = \begin{cases} 0, & t < t_0 \\ \tilde{D}_n(r), & t \geq t_0 \end{cases}; \quad \tilde{v}_p(r, t) = \begin{cases} 0, & t < t_0 \\ \tilde{v}_p(r), & t \geq t_0 \end{cases}, \quad (11)$$

где  $D_n^S, v_p^S, \tilde{D}_n, \tilde{v}_p$  — стационарные коэффициенты переноса и их изменение в переходном процессе после включения нагрева.

Таким образом, в (10), (11) мы предполагаем, что коэффициенты переноса могут изменяться быстрее, чем характерное время переходного процесса, т.е. считаем, что в численных расчётах они могут изменяться скачком при включении ЭЦР-нагрева.

Вычитая (3), (4) из (5), (6) и учитывая (9)—(11), получаем уравнение относительно изменения плотности  $\tilde{n}(r, t)$ :

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r (D_n^S + \tilde{D}_n) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r (v_p^S + \tilde{v}_p) \tilde{n} \right] + (P - P^S) + \Delta P_D + \Delta P_V. \quad (12)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} (r=0, t) = 0; \quad \tilde{n}(r=1, t) = 0; \quad (13)$$

$$\Delta P_D = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \tilde{D}_n \frac{\partial n^S}{\partial r} \right); \quad \Delta P_V = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_p n^S) \quad (14)$$

— члены в уравнении для изменения плотности, которые появляются из-за возможного скачка коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц соответственно.

**Формулировка обратной задачи.** Пусть известны значения электронной плотности  $n^{\text{exp}}(\rho, t)$  в точках  $N$  по радиусу  $\rho_i, i = \overline{1, N}$ , и точках  $M$  по времени  $t_k, k = \overline{1, M}$ . Введём функционал невязки (нормированную разность между экспериментальной и вычисленной плотностью) следующим образом:

$$J = \frac{1}{2} \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \gamma_i [\tilde{n}(r_i, t_k) - n^{\text{exp}}(r_i, t_k)]^2}{\sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \gamma_i [n^{\text{exp}}(r_i, t_k)]^2}, \quad (15)$$

где  $\gamma_i$  — весовые множители, которые выбираются в соответствии с достоверностью экспериментальных данных по каждому каналу измерения;  $\tilde{n}(r_i, t_k)$  — найденная расчётным образом плотность.

Таким образом, необходимо найти стационарные коэффициенты переноса  $D_n^S, v_p^S$ , а также их изменения  $\tilde{D}_n, \tilde{v}_p$ , при которых решение уравнений (12)—(14)  $\tilde{n}(r, t)$  доставляло бы минимум функционалу невязки (15).

Отметим, что в такой общей постановке обратная задача является достаточно сложной, учитывая зашумлённость экспериментальных данных. Дополнительно она усложняется ещё тем, что в качестве входной информации берутся результаты решения задачи абелизации (восстановление локальной плотности по хордовым экспериментальным измерениям), которая вносит дополнительную погрешность во входные данные. Поэтому рассмотрим следующие упрощения обратной задачи.

Предположим, что источник частиц в плазме не изменяется, т.е. в уравнении (12) положим  $\Delta P = P - P^S = 0$ . Это предположение достаточно хорошо выполняется для центральной области плазмы на небольших отрезках времени после включения нагрева (20—30 мс) и при достаточно высокой средней хордовой плотности ( $\langle n \rangle \geq 1,5$ ). Поэтому в дальнейшем будем анализировать включение центрального ЭЦР-нагрева в омическом режиме именно при таких параметрах плазмы.

Дополнительно будем рассматривать следующие два редуцированных варианта постановки обратной задачи.

**Вариант 1.** Предположим, что в переходном процессе после включения нагрева изменяется только коэффициент диффузии, т.е.  $\Delta P_D \neq 0, \Delta P_V = 0$ . Тогда уравнение (12) переписывается в следующем виде:

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r (D_n^S + \tilde{D}_n) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_p^S \tilde{n}) + \Delta P_D. \quad (16)$$

Таким образом, из решения обратной задачи необходимо найти стационарные коэффициенты переноса  $D_n^S, v_p^S$  и скачок коэффициента диффузии  $\tilde{D}_n$ .

**Вариант 2.** Предположим, что в переходном процессе после включения ЭЦР-нагрева изменяется только скорость пинчевания частиц, т.е.  $\Delta P_D = 0, \Delta P_V \neq 0$ . Тогда уравнение (12) примет вид

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_n^S \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r (v_p^S + \tilde{v}_p) \tilde{n} \right] + \Delta P_V. \quad (17)$$

В этом варианте обратной задачи необходимо найти стационарные коэффициенты переноса  $D_n^S, v_p^S$  и скачок скорости пинчевания частиц  $\tilde{v}_p$ .

**Численный алгоритм решения обратной задачи.** Алгоритм решения обратной задачи состоит в следующем [18]. Разложим искомые функции по некоторому фиксированному базису:

$$D_n^S(r) = \sum_{j=1}^{M_D} D_j \varphi_j^D(r); \quad \tilde{D}_n(r) = \sum_{j=1}^{M_{\tilde{D}}} \tilde{D}_j \tilde{\varphi}_j^{\tilde{D}}(r);$$

$$v_p^S(r) = \sum_{j=1}^{M_V} v_j \varphi_j^V(r); \quad \tilde{v}_p(r) = \sum_{j=1}^{M_{\tilde{V}}} \tilde{v}_j \tilde{\varphi}_j^{\tilde{V}}(r),$$
(18)

где  $\varphi_j^D, \varphi_j^V, \tilde{\varphi}_j^{\tilde{D}}, \tilde{\varphi}_j^{\tilde{V}} = \{1, r, r^2, r^3, \dots\}$  — полиномы;  $D_j, v_j, \tilde{D}_j, \tilde{v}_j$  — неизвестные параметры.

Таким образом, решение обратной задачи сводится к нахождению вектора неизвестных параметров

$$\mathbf{F} = \{D_j, j = \overline{1, M_D}, \tilde{D}_j, j = \overline{1, M_{\tilde{D}}}, v_j, j = \overline{1, M_V}, \tilde{v}_j, j = \overline{1, M_{\tilde{V}}}\}$$
(19)

из условия минимума функционала невязки (15).

Для численного решения обратной задачи будем использовать метод итерационной регуляции, который состоит из следующей последовательности шагов:

- 1) выбираем начальный вектор искомых параметров  $F^S, s = 1$ , и решаем уравнение (16) или (17);
- 2) вычисляем градиент функционала невязки (15)  $\nabla J^S$  и вектор глубины спуска  $h^S$ ;
- 3) находим новое приближение вычисляемых параметров из соотношения  $F^{S+1} = F^S + h^S \nabla J^S$ .

Этот итерационный процесс позволяет найти минимум функционала невязки (15), что даёт решение обратной задачи, т.е. неизвестные величины  $D_n$  и  $v_p$ . Данный алгоритм реализован в численном коде COBRA [19], который использовался для вычислений.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1, 2 представлена временная и радиальная эволюция хордовой плотности плазмы соответственно для импульса № 32 913 (см. таблицу). В этом импульсе на омической стадии разряда в момент времени  $t = 800$  мс включался центральный ЭЦР-нагрев, мощность  $P_{\text{ECRH}} \approx 600$  кВт.

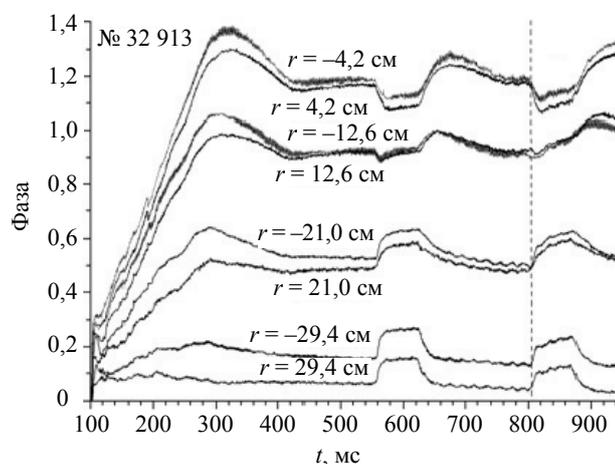


Рис. 1. Временная эволюция хордовой плотности плазмы для различных радиусов (импульс № 32 913): - - - — момент включения центрального ЭЦР-нагрева,  $t_0 = 800$  мс

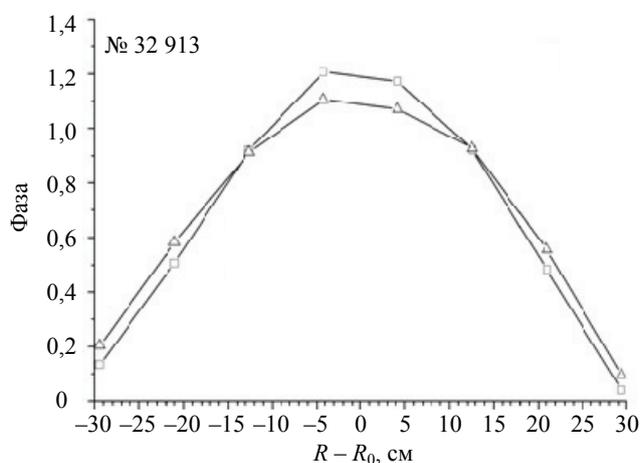


Рис. 2. Профили хордовой плотности плазмы на омической стадии разряда ( $t = 800$  мс) и после включения центрального ЭЦР-нагрева ( $t = 820$  мс) для импульса № 32 913:  $R$  — большой радиус токамака;  $R_0$  — центр камеры;  $\square$  — ОН (800 мс);  $\Delta$  — ОН + ЕС (820 мс)

По результатам хордовых измерений восстанавливались локальные значения плотности плазмы с помощью решения задачи абелизации. Временная и радиальная эволюция локальной плотности плазмы после включения ЭЦР-нагрева представлена на рис. 3, 4 соответственно. Видно, что после включения центрального нагрева наблюдаются уменьшение плотности в центральной области плазмы ( $r < 0,5$ ) и рост плотности на периферии ( $r > 0,5$ ), что связано с возникновением дополнительного выноса частиц из зоны нагрева на периферию (эффект «density pump-out»). В дальнейшем эти вычисленные локальные значения будем называть экспериментальными значениями плотности.

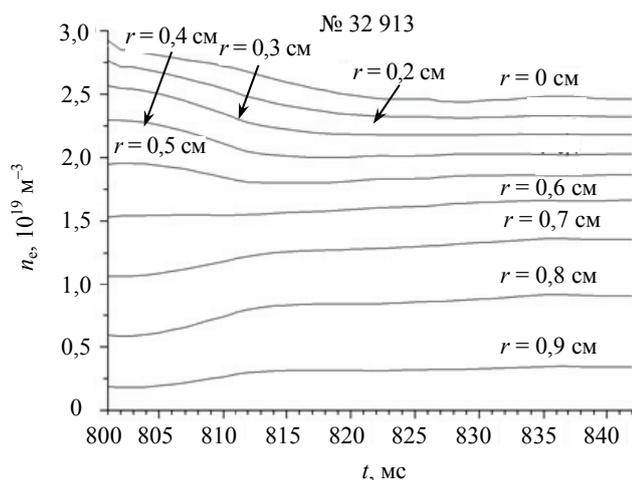


Рис. 3. Временная эволюция локальной плотности плазмы для нескольких радиусов после включения центрального ЭЦР-нагрева ( $t_0 = 800$  мс), найденных из решения задачи абелизации по хордовым измерениям плотности

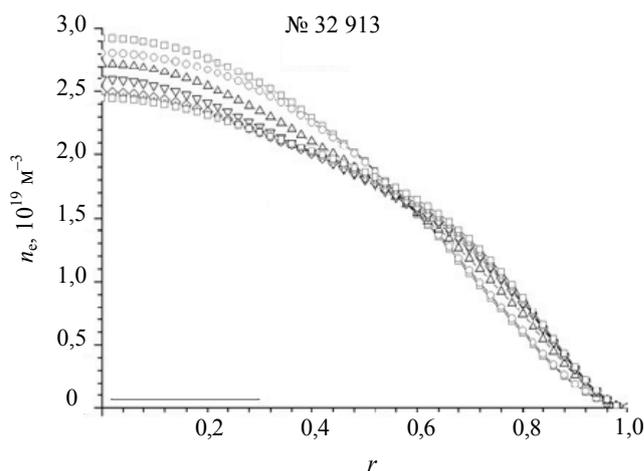


Рис. 4. Радиальная эволюция локальной плотности плазмы после включения центрального ЭЦР-нагрева для нескольких моментов времени, найденных из решения задачи абелизации по хордовым измерениям плотности:  $t = 801$  ( $\square$ );  $805$  ( $\circ$ );  $810$  ( $\Delta$ );  $815$  ( $\nabla$ );  $820$  ( $\diamond$ );  $825$  ( $\star$ );  $830$  мс ( $\square$ )

Локальные значения плотности являлись входными данными для восстановления коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц. При решении обратной задачи  $P_D$  стационарный коэффициент диффузии  $D^S$  и стационарная скорость пинчевания частиц  $v^S$  раскладывались по следующим базисам:  $\{1, r^2, r^3, r^4\}$ ,  $\{1, r, r^2, r^3\}$  и  $\{r, r^2, r^3, r^4\}$  соответственно, где  $r$  — безразмерная переменная, нормированная на малый радиус токамака  $a$ .

Рассматривались два варианта обратной задачи. В первом варианте предполагалось, что изменяется только коэффициент диффузии, а скорость пинчевания частиц не изменяется, тогда в (14)  $\Delta P_D \neq 0$  и  $\Delta P_V = 0$ . Во втором варианте считалось, что изменяется только скорость пинчевания частиц, а коэффициент диффузии не изменяется, тогда в (14)  $\Delta P_D = 0$ ,  $\Delta P_V \neq 0$ .

На рис. 5 показана временная эволюция, на рис. 6 — радиальная эволюция экспериментальной и расчётной плотности, полученной при решении обратной задачи для импульса № 32 913 на временном интервале  $\Delta t = 22$  мс после включения ЭЦР-нагрева. Символы соответствуют экспериментальным значениям плотности, сплошные линии — результатам численных расчётов. На представленных рисунках видно, между экспериментальными и расчётными данными имеется достаточно хорошее соответствие во всей области расчётов. Это указывает на высокую точность решения обратной задачи, а значит достаточно близкое соответствие найденных коэффициентов переноса реальным.

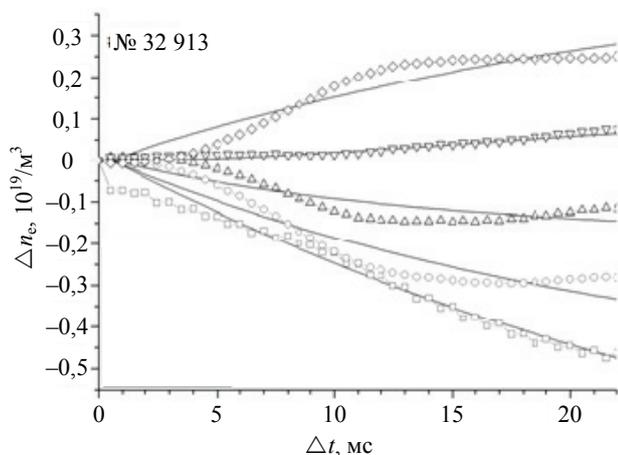


Рис. 5. Временная эволюция расчётной и экспериментальной плотности для нескольких радиусов после включения ЭЦР-нагрева (№ 32 913): изменение экспериментальной плотности  $r/a = 0$  ( $\square$ );  $0,2$  ( $\circ$ );  $0,4$  ( $\Delta$ );  $0,6$  ( $\nabla$ );  $0,8$  ( $\diamond$ ); — — изменение расчётной плотности

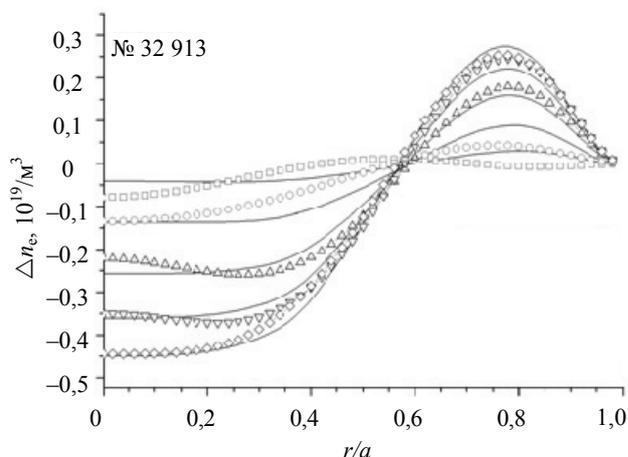


Рис. 6. Радиальная эволюция расчётной и экспериментальной плотности для нескольких моментов времени после включения ЭЦР-нагрева (№ 32 913):  $\Delta t = 1,5$  ( $\square$ );  $5$  ( $\circ$ );  $10$  ( $\Delta$ );  $15$  ( $\nabla$ );  $20$  мс ( $\diamond$ ); — — изменение расчётной плотности

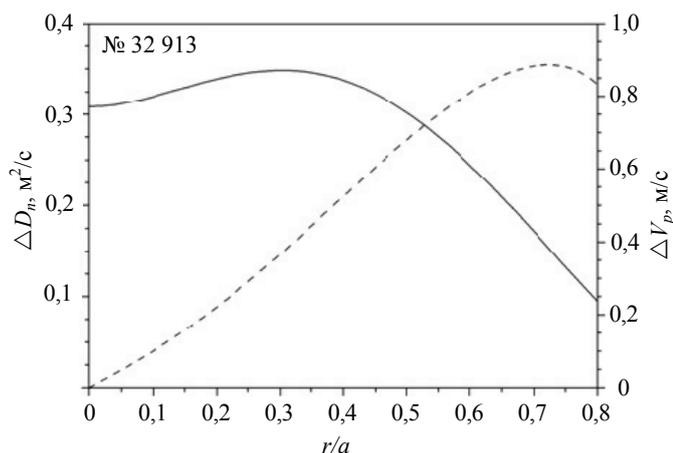


Рис. 7. Радиальная зависимость изменения коэффициента диффузии (—) и изменения скорости пинчевания частиц (- - -) после включения ЭЦР-нагрева

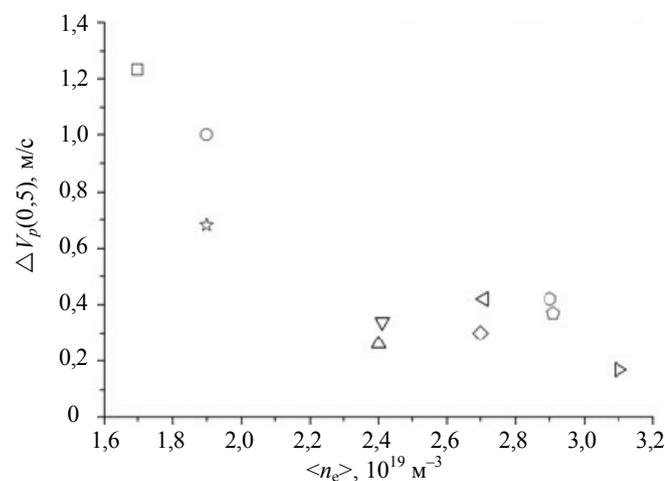


Рис. 8. Изменение скорости пинчевания частиц после включения центрального ЭЦР-нагрева для разрядов с различными параметрами плазмы. Изменение скорости пинчевания частиц на радиусе  $r/a = 0,5$ :  $P_{\text{ECRH}} \sim 1000$  кВт, № 40 539 (○);  $P_{\text{ECRH}} \sim 800$  кВт, № 33 957 (□);  $P_{\text{ECRH}} \sim 600$  кВт, № 32 913 (☆);  $P_{\text{ECRH}} \sim 550$  кВт: № 39 470 (◇); № 39 471 (△); № 39 472 (▽); № 39 474 (▷); № 39 476 (◁); № 41 565 (Δ); № 41 567 (○)

На рис. 7 показано изменение коэффициента диффузии  $\tilde{D}_n$  (—) после включения ЭЦР-нагрева, найденное из решения обратной задачи для импульса № 32 913 в предположении, что  $\tilde{v}_p = 0$  (уравнение (16)). На рис. 7 показано изменение скорости пинчевания частиц  $\tilde{v}_p$  (- - -) для случая  $\tilde{D}_n = 0$  (уравнение (17)).

Таким образом, экспериментальную эволюцию плотности после включения центрального ЭЦР-нагрева можно описать или возникновением дополнительного потока частиц из зоны нагрева на периферию за счёт увеличения коэффициента диффузии  $\tilde{D}_n$ , или уменьшением поступления частиц с периферии плазмы в центральную область за счёт уменьшения скорости пинчевания частиц  $\tilde{v}_p$ . Отметим, что данное изменение коэффициентов переноса происходит быстрее диффузионного времени.

На рис. 8 показано изменение скорости пинчевания частиц  $\tilde{v}_p$  в центральной части плазмы (на радиусе  $r = 0,5$ ) после включения ЭЦР-нагрева для импульсов с различными параметрами плазмы и мощностью ЭЦР-нагрева (см. таблицу).

Из приведённых результатов видно, что наибольшее изменение скорости пинчевания частиц наблюдается в разрядах с большей мощностью ЭЦР-нагрева (№ 33 957,  $P_{\text{ECRH}} = 800$  кВт и № 40 539,  $P_{\text{ECRH}} = 1000$  кВт). Это означает, что в анализируемом диапазоне плотности и тока плазмы определяющим параметром в возникновении дополнительного выноса частиц нагрева является именно мощность ЭЦР-нагрева (3).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рассмотренной постановке обратной задачи (12)—(14) можно найти только или изменение коэффициента диффузии, или изменение скорости пинчевания частиц. Отметим, что с помощью решения обратной задачи можно, в принципе, найти как стационарные коэффициенты переноса, так и их эволюцию в переходном процессе. Однако для этого требуются экспериментальные данные с очень малой погрешностью. В настоящее время таких данных пока нет.

Можно повысить достоверность решения обратной задачи, если использовать дополнительную информацию. Например, можно находить стационарные коэффициенты переноса (т.е. отношение скорости пинчевания частиц к коэффициенту диффузии на стационаре) с помощью моделирования транспортных процессов по коду ASTRA [17]. В этом случае число неизвестных параметров в обратной задаче уменьшается и из её решения становится возможным определить не только скачок коэффициента диффузии или скорости пинчевания частиц, но и их эволюцию в переходном процессе после включения ЭЦР-нагрева.

При решении обратной задачи предполагалось, что источник частиц в центре не изменяется во время переходного процесса. Поэтому решено рассматривать изменение коэффициентов переноса только в центральной области плазмы ( $r < 0,5$ ) на малом времени ( $\Delta t = 20\text{—}25$  мс) при центральном ЭЦР-нагреве. В статье анализировалось именно поведение коэффициентов в центре плазмы.

Полученные результаты показали, что имеется зависимость изменения коэффициента диффузии (скорости пинчевания частиц) от мощности ЭЦР-нагрева. Для выявления других зависимостей, например, от полного тока или плотности плазмы недостаточно экспериментальных данных, так как в приведённых импульсах диапазон изменения полного тока и плотности плазмы был небольшим. Поэтому необходимо проведение дополнительных экспериментов в широком диапазоне интересующих нас параметров (плотности и тока плазмы).

## ВЫВОДЫ

Сформулирована обратная задача для восстановления коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц в переходном процессе после включения ЭЦР-нагрева.

Для серии импульсов токамака Т-10 решена обратная задача и найдено изменение коэффициента диффузии и скорости пинчевания частиц в переходном процессе после включения центрального нагрева.

Анализ имеющихся экспериментальных данных показал, что существует зависимость изменения коэффициента диффузии (скорости пинчевания частиц) от величины мощности ЭЦР-нагрева.

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом» (госконтракт от 06.04.2012 г. № Н.4х.45.90.12.1023), Минобрнауки РФ (госконтракт от 12.05.2011 г. № 16.518.11.7004), Научной Школы (№ 5044.2012.2).

## REFERENCES

1. **Andreev V.F. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol. 46, p. 319.
2. **TFR Group.** — Nucl. Fusion, 1985, vol. 25, p. 1011.
3. **Erckmann V., Gasparino U.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 36, p. 1869.
4. **Renner H. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1989, vol. 31, p. 1579.
5. **Stroth U. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1999, vol. 82, p. 928.
6. **Nycander J., Yancov V.** — Phys. Plasma, 1995, vol. 2, p. 2874.
7. **Miskane F., Garbet X.** — Phys. Plasma, 2000, vol. 7, p. 4197.
8. **Ware A.A.** — Phys. Rev. Lett., 1970, vol. 25, p. 916.
9. **Dnestrovskiy Yu.N., Kostomarov D.P.** Mathematical simulation of plasma. — M.: Nauka (Science), 1982. 320 p. (in Russian).
10. **Zabolotsky A., Weisen H., TCV Team.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 735.
11. **Zabolotsky A., Weisen H., TCV Team.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 369.
12. **Weisen H. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol. 46, p. 751.
13. **Angioni C. et al.** — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, p. 827.
14. **Dnestrovskiy Yu.N., Neudachin S.V., Pereverzev G.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1984, vol. 10, № 2, pp. 236—244 (in Russian).
15. **Danilov A.V., Dnestrovskiy A.Yu., Andreev V.F., Cherkasov S.V., Dnestrovskiy Yu.N., Lysenko S.E., Vershkov V.A.** — Problems of Atomic Science and Technology, 2006, Series: Plasma Physics (12), № 6, p. 44—46.
16. **Andreev V.F., Dnestrovskiy Yu.N., Cherkasov S.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1998, vol. 24, № 8, pp. 690—696 (in Russian).
17. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA: Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. Report IPP 5/42 Max-Planck-Institute für Plasmaphysik, Garching, 2002, p. 84.
18. **Alifanov O.M., Artyukhov E.A., Rummyantsev S.V.** Extreme methods of ill-conditioned problem solving. — M.: Nauka (Science), 1988. 288 p. (in Russian).
19. **Andreev V.F.** Code COBRA — Inverse problem solving for recovery of distributed plasma parameters in tokamak. State registration certificate for computer program № 2010610432. Registered in Computer Program Register 11 Jan. 2010 (in Russian).

## AUTHORS

**Kasyanova N.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; kasyanova\_n@mail.ru

**Andreev V.F.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Andreev\_VF@nrcki.ru

Received 11 September 2012  
 Problems of Atomic Science and Technology  
 Ser. Thermonuclear fusion, 2012, issue 4, pp. 71—79.