

04

Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке Глобус-М в режиме с ранним включением нейтрального пучка

© Г.С. Курский, В.К. Гусев, С.Ю. Толстяков, А.А. Березуцкий,
В.В. Буланин, В.И. Варфоломеев, М.М. Кочергин, В.Б. Минаев,
Е.Е. Мухин, М.И. Патров, А.В. Петров, Ю.В. Петров,
Н.В. Сахаров, В.В. Семёнов, А.Ю. Яшин, Н.А. Хромов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Gleb.Kurskiy@mail.ioffe.ru
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Поступило в Редакцию 15 августа 2011 г.

На токамаке Глобус-М была проведена серия экспериментов в условиях дополнительного нагрева плазмы пучком нейтральных атомов на фазе роста тока плазмы. Это позволяло формировать область с отрицательным значением магнитного шира во внутреннем районе плазмы, прилегающем к магнитной оси. При этом значение коэффициента запаса устойчивости на магнитной оси превышало единицу. При таком сценарии нагрева наблюдается переход в режим улучшенного удержания с формированием широкого профиля температуры и пикированного профиля концентрации электронов вследствие формирования внутренних транспортных барьеров. Приводятся результаты эксперимента и численного моделирования транспортных процессов по коду ASTRA.

Режимы с улучшенным удержанием наблюдались на токамаке Глобус-М как H -режим с формированием наружного транспортного барьера для диффузии частиц, локализованного вблизи границы плазмы [1]. Внутренний транспортный барьер (ВТБ) определяется как область с пониженным переносом тепла или частиц поперек магнитного поля, расположенная во внутренних областях плазменного шнура. ВТБ может формироваться в области максимума шира скорости вращения плазмы в скрещенном электрическом и магнитном поле или в области отрицательного магнитного шира. Один из возможных сценариев получения режимов с ВТБ — дополнительный нагрев плазмы на стадии роста тока.

На токамаке Глобус-М был применен сценарий с ранним включением нагретного нейтрального пучка. При этом из-за разогрева плазмы скорость диффузии полоидального магнитного поля замедляется, что приводит к образованию „провального“ профиля плотности тока плазмы с минимумом на оси шнура. В таком режиме запас устойчивости на оси шнура превышает единицу в течение некоторого промежутка, определяемого временем диффузии полоидального магнитного поля, а скорость изменения запаса устойчивости по радиусу в приосевой зоне отрицательна — запас устойчивости убывает с малым радиусом плазмы, формируя обращенный профиль запаса устойчивости. Создание внутри шнура ВТБ позволяет формировать зону с улучшенной термоизоляцией (пониженным переносом тепла и частиц) и, как следствие, влиять на пространственное распределение температуры и концентрации плазмы.

На токамаке Глобус-М пучок атомов водорода с энергией 27 keV и мощностью 0.8 MW [2] включался спустя 5 ms после старта тока разряда. На рис. 1 показаны основные характеристики разряда. Скорость подъема тока плазмы составляла около 8 MA/s. На стадии роста тока и воздействия нейтрального пучка наблюдается рост концентрации, сигналов мягкого рентгеновского излучения и интенсивности свечения линии D_α . На 133 ms отчетливо наблюдается переход в режим улучшенного удержания, характеризуемый падением интенсивности свечения линии D_α на фоне концентрации плазмы. На рис. 2, а показана временная эволюция пространственных распределений концентрации и температуры электронов, измеренных с помощью диагностики томосонового рассеяния. Видно формирование пикированного профиля концентрации с высоким центральным значением $9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и широких профилей электронной температуры с параметром пикированности (отношение максимального значения к среднему) ~ 1.6 . Формирование областей с большими градиентами температуры и концентрации электронов (рис. 2, а) во внутренних областях плазменного шнура дает основание предположить наличие транспортных барьеров в этих областях и является предпосылкой для проведения анализа транспорта тепла и частиц поперек магнитного поля. Было проведено динамическое моделирование разряда с помощью кода ASTRA [3]. Целью моделирования являлся расчет радиальных распределений электронной концентрации и температуры и сравнение их с экспериментально измеренными. Расчеты проводились в рамках модели, описанной ниже. Проводимость плазмы и ионная температуропроводность рассчитыва-

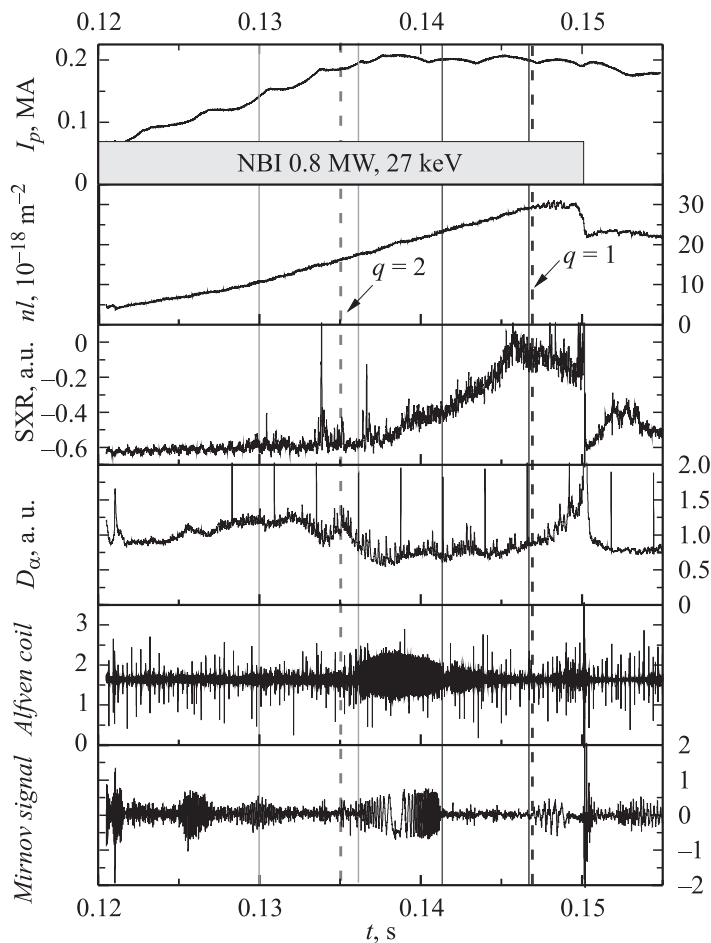


Рис. 1. Временная эволюция основных плазменных параметров. Ток плазмы, среднехордовая плотность, мягкий рентген, свечение водородной линии. МГД-сигнал.

лись кодом NCLASS [4]. Геометрия последней замкнутой магнитной поверхности определялась из эксперимента по реконструкции данных магнитной диагностики кодом EFIT [5,6]. В качестве граничного усло-

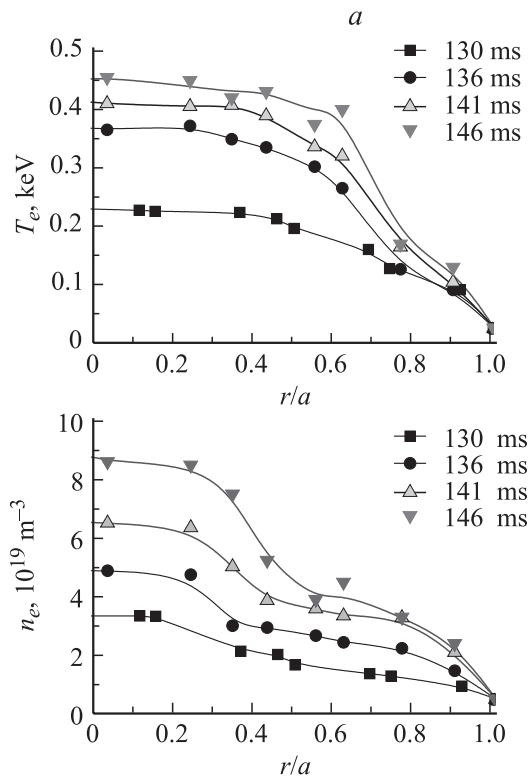


Рис. 2. *a* — распределения температуры и концентрации электронов (r/a — нормализованный малый радиус токамака), моменты времени соответствуют вертикальным маркерам на рис. 1; *b* — временная эволюция нормализованных градиентов температуры и концентрации электронов, рассчитанных на основании измеренных соответствующих распределений; *c* — область отрицательного магнитного шира и положение его минимума.

вия для уравнения полоидального магнитного потока использовался ток плазмы. Эффективный заряд плазмы подбирался таким образом, чтобы расчетное напряжение на обходе совпадало с экспериментально измеренным. При этом его распределение считалось постоянным вдоль малого радиуса плазменного шнура. В качестве граничных условий

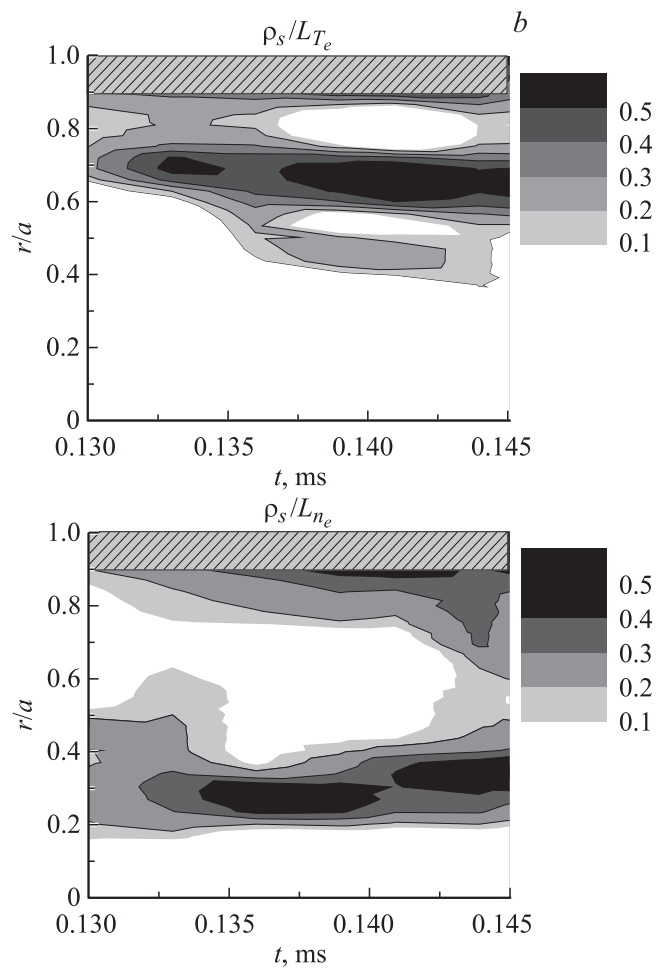


Рис. 2 (продолжение).

для уравнений баланса тепла и частиц использовались данные зондовых измерений в пристеночной области, экстраполированные на границу плазмы. Коэффициенты электронной температуропроводности и диффузии подбирались таким образом, чтобы достигнуть наилучшего

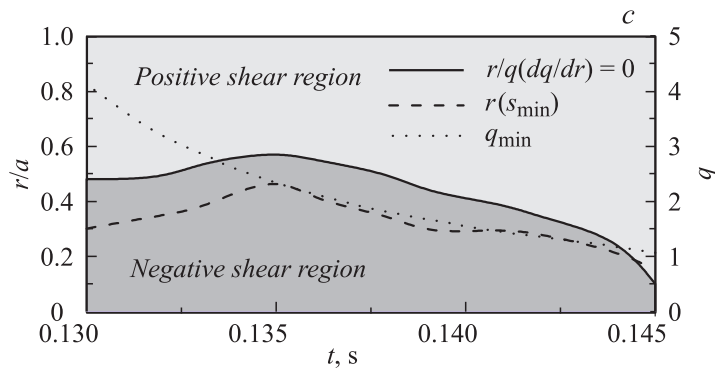


Рис. 2 (продолжение).

соответствия измеренных и рассчитанных профилей температуры и концентрации. На рис. 3, *a* показаны профили температуры и концентрации электронов. Точки соответствуют экспериментально измеренным значениям, а сплошные линии получены в результате моделирования с коэффициентами диффузии и температуропроводности, приведенными на рис. 3, *b*. Моделирование показывает наличие областей с пониженными коэффициентами переноса тепла и частиц. На профиле концентрации наблюдается область пониженного переноса на границе плазмы или периферийный диффузионный барьер, типичный для режима *H*-моды. Кроме этого существует еще одна область пониженного переноса частиц, расположенная глубоко внутри плазменного шнура (внутренний диффузионный барьер). На профиле температуры проявляется одна область с пониженным переносом, расположенная на середине малого радиуса плазмы, периферийный же барьер отсутствует. Полный энергоспас плазмы достигает 3.6 кДж, 14% из которого приходится на долю быстрых частиц. Время удержания энергии составляет 3.2 мс, что удовлетворительно согласуется со скейлингом ИТЭР [7], дающим значение 3.5 мс.

На рис. 2, *b* показаны временные эволюции параметров $\rho_{T_s}^* = \rho_s / L_{T_s}$ и $\rho_{n_s}^* = \rho_s / L_{n_s}$, где ρ_s — ионный ларморовский радиус для скорости звука, L_{T_s} и L_{n_s} — логарифмическая производная температуры и концентрации электронов соответственно. Отметим, что максимальные

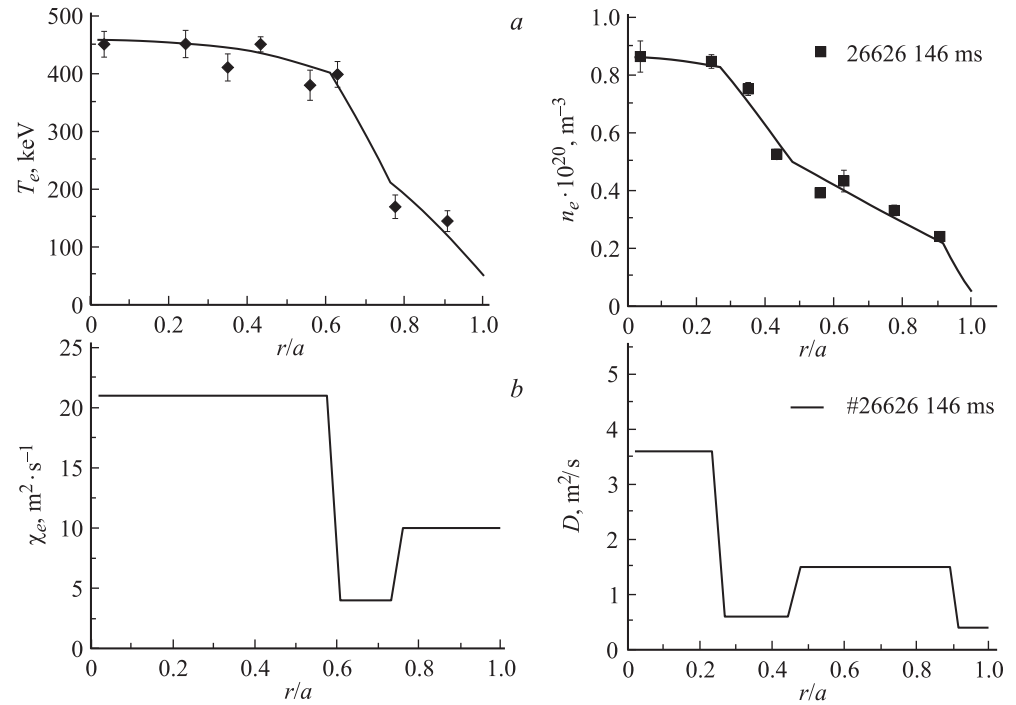


Рис. 3. *a* — профили температуры и концентрации электронов, экспериментальные и смоделированные для момента времени, соответствующего максимальной температуре и концентрации; *b* — коэффициенты переноса (χ_e — электронная температуропроводность, D — коэффициент диффузии частиц), заданные при расчете распределения электронной температуры и концентрации.

значения ρ^* достигают величины 0.5. Также показаны области положительного и отрицательного значения магнитного шира и положение его минимума. Распределение магнитного шира ($r/q(dq/dr)$) по радиусу находилось на основании решения уравнения диффузии полоидального магнитного потока кодом ASTRA. Как показывает сопоставление данных рис. 2, *b, c*, максимум градиента температуры электронов наблюдается в области слабого положительного магнитного шира, а максимум градиента концентрации в зоне отрицательного магнитного шира — вблизи его минимального значения. Оба транспортных барьера связаны с существованием режима удержания, который называют режимом слабого магнитного шира [7] и время существования которого ограничено появлением в плазме магнитной поверхности $q = 1$. Как видно из рис. 1, около 146–147 ms, соответствующей моменту образования в плазме поверхности $q \leq 1$, происходят спад интенсивности мягкого рентгеновского излучения, рост свечения интенсивности D_α , прекращение роста средней плотности, что свидетельствует об ухудшении режима удержания. За этим следуют развитие интенсивной МГД-неустойчивости (предположительно $m/n = 1$) и внутренний срыв, разрушающий магнитные поверхности и приводящий к перемешиванию центральной области плазмы. Разрушение магнитной конфигурации проявлялось и на периферии плазмы. Измерение скорости вращения плазмы в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, с помощью метода доплеровской рефлектометрии [8] показало, что в момент деградации удержания направление вращения плазмы изменяется на противоположное. Плазма, вращавшаяся в сторону электронного диамагнитного дрейфа, начинает вращаться в сторону ионного диамагнитного дрейфа. Это, видимо, свидетельствует о появлении в плазме области с положительным радиальным электрическим полем, возникновение которого следовало ожидать при сильных возмущениях магнитного поля на границе плазмы [9].

Следует отметить, что в процессе формирования областей с высокими нормализованными градиентами и концентрации на токамаке Глобус-М значительно превышает критерий формирования ВТБ, полученный на токамаке JET: $\rho_{T,s}^* > \rho_{ITB}^* = 0.014$ [10]. В частности, в описанном режиме для электронной температуры $\rho^* \approx 0.5$, и указанный критерий превышает примерно в 35 раз. На сферическом токамаке MAST также было замечено десятикратное превышение критерия JET при наличии ВТБ [11]. Видимо, это связано с малым тороидальным

магнитным полем и малым аспектным отношением, характерными для сферических токамаков.

Работа выполнялась при совместной поддержке программы президиума РАН, грантов РФФИ № 10-02-01421-а, 09-02-00984-а, 10-02-00746-а и Министерства науки и образования Российской Федерации (контакт #11.G34.31.0001), ГК-16.552.11.7002 и ГК-16.518.11.7003.

Список литературы

- [1] *Gusev V.K. et al. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. N 10. P. 104021.*
- [2] *Аюшин Б.Б. и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 2. С. 99–113.*
- [3] *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. // Max-Planck IPP report. 2002. P. 5–98.*
- [4] *Houlberg W.A. et al. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 3230.*
- [5] *Lao L.L. et al. // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 1611.*
- [6] *Гусев В.К. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 8. С. 25.*
- [7] *Progress in the ITER Physics Basis. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47.*
- [8] *Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Гусев В.К. и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 7. С. 103–110.*
- [9] *Bulanin V.V., Askinazi L.G., Lebedev S.V. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. A101–A107.*
- [10] *Tresset G., Litaudon X., Moreau D. et al. // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 520.*
- [11] *Akers R. J. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. A175.*