

04

## Исследование процессов взаимодействия высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М

© Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, А.Д. Ибляминова, В.А. Корнев,  
Г.С. Курские, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, М.И. Патров,  
Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов,  
Ф.В. Чернышев, П.Б. Щёголев, Ф. Вагнер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Лаборатория улучшенного удержания плазмы в токамаках,  
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
Институт физики плазмы им. Макса Планка, Ассоциация ЕВРОАТОМ6  
Грейфсвальд, Германия  
E-mail: bakharev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 25 июля 2013 г.

Представлены результаты измерений параметров плазмы токамака Глобус-М при инжекции в плазму дейтериевого пучка с энергией около 30 keV и мощностью до 700 kW. Обсуждаются зависимости ионной температуры и нейтронного выхода от тока плазмы, плотности и зазора между стенкой и плазмой. Высказываются предположения о характеристиках удержания быстрых ионов в токамаке Глобус-М2.

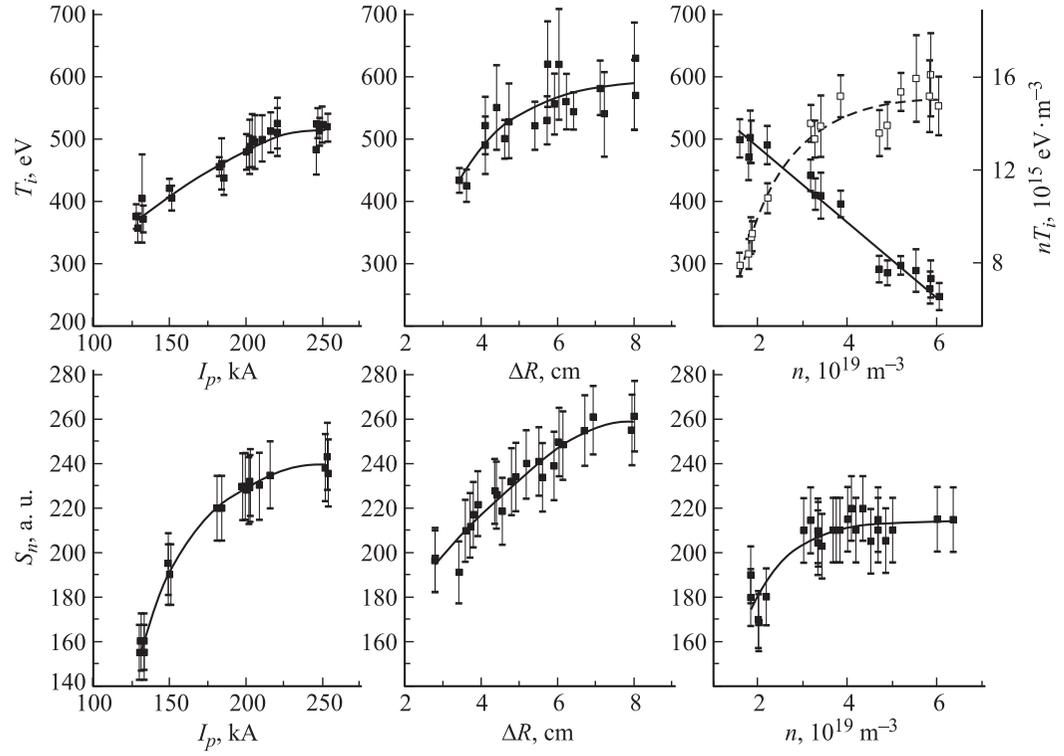
Сферический токамак Глобус-М [1] будет подвергнут модернизации, в результате которой планируется увеличить тороидальное поле с 0.4 до 1 Т и ток плазмы — с 250 до 500 кА. Вакуумная камера и основные системы диагностики и дополнительного нагрева будут сохранены [2]. Конечной целью модернизации является значительное улучшение параметров плазмы, позволяющее перейти к экспериментальному моделированию режимов компактного источника термоядерных нейтронов. Можно с большой долей уверенности утверждать, что компактный источник будет производить нейтроны, в основном, за счет прямой реакции ядерного синтеза быстрых ионов пучка и ионов фоновой плазмы, в отличие от термоядерных источников, созданных на базе крупных токамаков и использующих для синтеза тепловую энергию ионов плазмы. Речь, естественно, идет о ядерном синтезе

ионов тяжелых изотопов водорода — дейтерия и трития. Как известно, для того чтобы получить высокую скорость прямой реакции синтеза на пучке ионов, нужно обеспечить два основных параметра плазмы: хорошее удержание быстрых ионов и достаточно высокую электронную температуру [3]. Процессы взаимодействия высокоэнергичных ионов с плазмой классических (традиционных) токамаков хорошо изучены и описаны в литературе, например [4]. В сферических токамаках и особенно в компактных токамаках потери быстрых ионов непосредственно с первой орбиты могут быть велики из-за большой величины ларморовского радиуса быстрых ионов и сильной неоднородности магнитного поля [2]. Исследования, проведенные в данной работе, указывают на дополнительные причины, увеличивающие орбитальные потери, при их учете, дает возможность более тщательно планировать эксперименты по инжекции в компактных сферических токамаках.

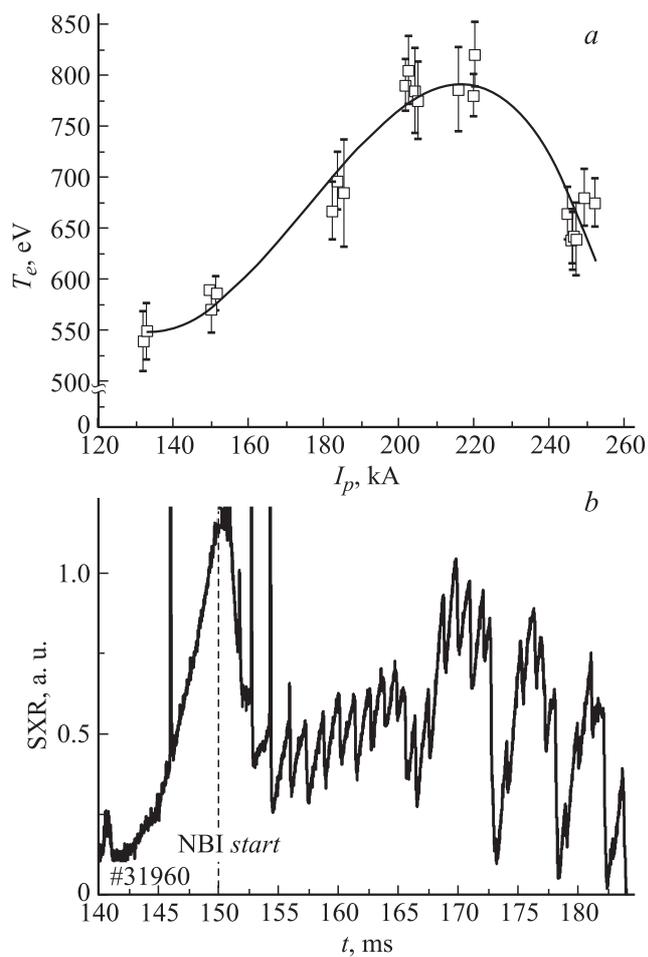
В рамках данного исследования на сферическом токамаке Глобус-М были проведены эксперименты с измерениями центральной ионной температуры и нейтронного выхода в зависимости от тока плазмы  $I_p$ , плотности плазмы  $n$  и зазора между границей плазмы и стенкой со стороны слабого магнитного поля  $\Delta R$ . Полученные параметрические зависимости показаны на рис. 1. Эксперименты выполнены в дейтериевой плазме, удерживаемой в диверторной конфигурации с активной нижней X-точкой. В эксперименте применялся пучок атомов дейтерия с энергией 26 кВ мощностью 700 кВ.

Измерение ионной температуры осуществлялось с помощью многоканального анализатора атомов перезарядки АКОРД-12 [5], линия наблюдения которого направлена перпендикулярно к плазменному шнуру в средней плоскости тора. В качестве нейтронного детектора использовался  $\text{He}^3$ -газоразрядный счетчик, работающий на смеси газов  $\text{He}^3$ , Ar и  $\text{Co}_2$  с полиэтиленовым замедлителем.

Эксперименты с изучением зависимостей ионной температуры и нейтронного выхода от тока плазмы проводились при плотности  $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и зазоре плазма–стенка  $\Delta R = 5 \text{ см}$ . Как видно из рис. 1, температура ионов и поток нейтронов быстро растут при увеличении тока в области его малых значений. Это может быть связано как с уменьшением потерь быстрых ионов, так и с ростом электронной температуры  $T_e$ , а также с уменьшением неоклассических потерь ионов основной плазмы [6]. На рис. 2, а приведена зависимость электронной температуры в центре плазменного шнура, измеренная



**Рис. 1.** Параметрические зависимости ионной температуры  $T_i$ , нейтронного выхода  $S_n$  и удельного ионного энергосодержания  $nT_i$  от тока плазмы  $I_p$ , зазора плазма–стенка  $\Delta R$  и плотности плазмы  $n$ .



**Рис. 2.** *a* — зависимость электронной температуры в центре плазменного шнура от тока плазмы. *b* — сигнал с датчиков мягкого рентгена в разряде с током плазмы 250 кА. Колебания интенсивности мягкого рентгена большой амплитуды после 165 мс свидетельствуют о МГД неустойчивостях, вызывающих „перемешивание“ плазмы в широкой зоне.

диагностикой томсоновского рассеяния [7]. Из рисунка видно, что быстрый рост температуры, наблюдаемый при увеличении тока плазмы, переходит в насыщение, а затем и падение при токах выше 230 кА. Напомним, что при повышении электронной температуры увеличивается время замедления быстрых ионов на электронах:  $\tau_{se} \sim T_e^{3/2}/n$ , что, по-видимому, приводит к росту концентрации быстрых ионов и является одной из основных причин наблюдаемого увеличения ионной температуры и нейтронного выхода. В свою очередь, насыщение роста указанных параметров при токе 230 кА, скорее всего, объясняется уменьшением электронной температуры и потерей быстрых частиц из-за возникновения неустойчивостей, связанных, по-видимому, с падением запаса устойчивости  $q$  на границе плазмы. Характерный сигнал с датчиков мягкого рентгеновского излучения приведен на рис. 2, *b*. Как видно из рисунка, вместе с пилообразными колебаниями на поздней стадии разряда развиваются неустойчивости внутреннего перезамыкания линий магнитного поля малой интенсивности, не приводящие к срыву, но охлаждающие плазму в широкой зоне и вызывающие потери быстрых частиц. При увеличении тороидального магнитного поля пропорционально увеличению тока падения запаса устойчивости на границе не происходит. Кроме того, как показали эксперименты с увеличением магнитного поля на токамаке ТУМАН-3М [8], близком по параметрам к Глобусу-М, сам рост магнитного поля приводит к увеличению нейтронных потоков из-за улучшения удержания быстрых ионов и из-за роста электронной температуры. Благодаря этому при росте тока не должно происходить падения электронной температуры и дополнительных потерь быстрых частиц. Таким образом, в модернизированном токамаке Глобус-М2, обладающем повышенным значением тороидального магнитного поля, насыщение ионной температуры и нейтронного выхода при повышении тока плазмы будет наблюдаться в области больших значений тока.

Зависимость ионной температуры от положения шнура по большому радиусу была обнаружена на токамаке Глобус-М ранее [9]. В настоящей работе она изучена более подробно совместно с зависимостью для нейтрального выхода. Изменение положения шнура по большому радиусу осуществлялось с помощью системы полоидальных катушек, управляющих радиальным положением шнура по заданной программе. Эксперименты проводились при токе плазмы 200 кА и плотности  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Как видно из рис. 1, наблюдается сильная зависимость ионной температуры и нейтронного выхода от величины

зазора плазма–стенка, достигающая насыщения при  $\Delta R = 6–7$  см. Рост  $T_i$  при смещении шнура внутрь связан с тремя факторами: увеличением магнитного поля; уменьшением объема плазмы и, как следствие, с увеличением мощности дополнительного нагрева на единицу объема; и увеличением зазора плазма–стенка на внешнем обходе. Следует отметить, что первые два фактора, по-видимому, воздействуют слабо, так как смещение центра шнура вдвое меньше смещения его внешней границы. Изменение магнитного поля и объема плазмы при изменении смещения во всем диапазоне (рис. 1) происходит не более на 5%. При этом ионная температура возрастает на 30%, что на наш взгляд объясняется именно увеличением зазора плазма–стенка до величины, соизмеримой с ларморовским радиусом быстрых ионов. Измерения нейтронного выхода, не зависящего от удельной мощности нагрева, а определяемого лишь концентрацией быстрых дейтронов и плазменной мишени, проведенные в настоящем эксперименте, доказывают, что увеличение зазора плазма–стенка до оптимальной величины 6–7 см улучшает удержание быстрых дейтронов и увеличивает их концентрацию. Этот результат позволяет предположить, что измеренные зависимости связаны со снижением потерь быстрых ионов.

Существуют две причины потерь быстрых частиц, на которые оказывает сильное влияние изменение расстояния между стенкой и плазмой. Первая — взаимодействие ионов со стенкой и пристеночным газом. Ранее было показано [10], что траектории быстрых ионов, образовавшихся в плазме в результате нейтральной инжекции, проходят вблизи крайних замкнутых магнитных поверхностей. Ларморовский радиус быстрых ионов в данных экспериментах приблизительно равен 7–11 см, поэтому смещение границы плазмы на расстояние того же порядка существенно уменьшает потери быстрых частиц. Ларморовский радиус быстрых ионов в токамаке Глобус-М2 будет меньше в 2.5 раза благодаря увеличению магнитного поля, в результате чего следует ожидать улучшения удержания быстрых ионов, что позволит работать при меньших зазорах плазма–стенка. Вторая возможная причина — потери быстрых частиц из-за гофрировки магнитного поля, которая связана с дискретностью катушек и составляет 1.5% у стенки. В токамаке Глобус-М2 внешние витки обмоток тороидального магнитного поля будут вынесены наружу на 4 см по сравнению с токамаком Глобус-М, благодаря чему гофрировка магнитного поля уменьшится в 2 раза.

Эксперименты по изучению влияния плотности плазмы на ионную температуру проводились при токе плазмы 200 кА и зазоре плазма–

стенка 3.5 см. Измеренная ионная температура линейно падала с увеличением плотности. Вероятно, это связано с уменьшением значения мощности, передаваемой плазме инжектируемым пучком на одну частицу, и падением электронной температуры. При этом поведение удельного ионного энергосодержания  $n \cdot T_i$  (см. рис. 1) качественно совпадает с поведением нейтронного выхода. При относительно низкой плотности плазмы ( $n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) наблюдается резкий рост потока нейтронов и ионного энергосодержания при увеличении плотности. Этот рост связан с уменьшением потерь быстрых ионов на пролет и потерь на перезарядку во время торможения. Причины замедления роста удельного ионного энергосодержания при плотности выше  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  совпадают с причинами падения ионной температуры. На насыщение роста нейтронного выхода оказывает влияние уменьшение времени замедления быстрых ионов на электронах, связанное с ростом плотности и падением электронной температуры. При плотности  $4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  зависимости удельного ионного энергосодержания и нейтронного выхода от плотности достигают насыщения. Что касается токамака Глобус-М2, то ожидается, что на этой установке насыщение роста энергосодержания и нейтронного выхода сместится в область больших плотностей из-за более высоких значений электронной температуры, связанных с увеличением тока плазмы и тороидального магнитного поля [2].

Анализ полученных зависимостей показывает, что существует некоторая минимальная величина зазора между плазмой и стенкой камеры, которую нужно обеспечивать при выборе плазменной конфигурации для плазмы–мишени компактного токамака. В дополнение к этому, для оптимизации нейтронного выхода в экспериментах по инжекции высокоэнергичного пучка атомов в компактный токамак Глобус-М2, нужно учитывать детали поведения параметров плазмы–мишени, оказывающих существенное влияние на результат инжекции.

Работа выполнена при поддержке госконтракта с Министерством образования и науки № 14.518.11.7072, гранта № 11.G34.31.0041 и гранта РФФИ 13-08-00370 а.

## Список литературы

- [1] Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 9. С. 58.
- [2] Gusev V.K., Bakharev N.N., Berezutskii A.A. et al. // Proc. of IAEA conf. San Diego, 2012. EX/8-3.

- [3] *Jassby D.L.* // NF. 1975. V. 5. N 3. P. 453.
- [4] *Heidbrink W.W., Sadler G.J.* // NF. 1994. V. 34. N 4. P. 535.
- [5] *Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я.* и др. // ЖТФ. 1992. Т. 62. С. 157.
- [6] *Sakharov N.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K.* et al. // 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg, 2003. ECA. V. 27A. P. 3.107.
- [7] *Курские Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А.* и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. В. 2. С. 81.
- [8] *Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильдэюнас М.И.* и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 6. С. 41.
- [9] *Minaev V.B., Chernyshov F.V., Gusev V.K.* et al. // 37th ERS Conference on Plasma Phys. Dublin, 2010. ECA. V. 27A. P5. 169.
- [10] *Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Гусев В.К.* и др // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 7. С. 595.