

УДК 533.9

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОДА РАВНОВЕСИЯ PET И ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ЗАПАСЕННОЙ В ПЛАЗМЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

© 2023 г. Е. Е. Ткаченко^{а,*}, Н. В. Сахаров^а, А. А. Кавин^б, Г. С. Курскиев^а, Н. С. Жильцов^а, И. В. Мирошников^а, Ю. В. Петров^а, В. Б. Минаев^а, Н. Н. Бахарев^а, Е. О. Киселев^а, А. Н. Новохацкий^а, А. Б. Минеев^б, В. В. Солоха^а, А. Ю. Тельнова^а, Е. А. Тюхменева^а, Н. А. Хромов^а, П. Б. Щеголев^а

^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^бАО «Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА)», Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: erina.tkachenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.07.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 06.10.2023 г.

Вычислены запасенная в плазме тепловая энергия W_p , нормализованная внутренняя индуктивность l_i и токовая бета β_I посредством равновесного кода PET со свободной границей. Алгоритм реконструкции равновесия сводится к итеративному методу минимизации двух параметров – расстояния между реконструированной границей плазмы и смоделированной кодом PET, а также разности диамагнитного потока от плазмы из PET и экспериментального. Анализировались разряды токамака Глобус-М2 с тороидальным магнитным полем до 0.9 Тл, током плазмы 0.3–0.4 МА в режиме с дополнительным нагревом двумя инжекторами атомов. Рассмотрена возможность использования приближенных формул для оценки W_p и l_i . Измеренный диамагнитный поток использовался для определения β_{dia} и последующего расчета W_{dia} . Нормализованная внутренняя индуктивность l_i дополнительно была определена из измеренного вертикального магнитного поля в предположении $\beta_p = \beta_{dia}$.

Ключевые слова: равновесие плазмы, запасенная в плазме энергия, нормализованная внутренняя индуктивность, диамагнитные измерения, токамак, Глобус-М2

DOI: 10.31857/S0367292123600991, **EDN:** CFIRYL

1. ВВЕДЕНИЕ

Для анализа результатов экспериментов необходимо определять такие параметры плазмы, как ее положение и форма поперечного сечения, вытянутость в вертикальном направлении, треугольность, положение магнитной оси, запасенную в плазме энергию W_p , нормализованную внутреннюю индуктивность плазмы l_i , коэффициент запаса устойчивости в центре и вблизи границы (q_{95}) и т.д. Для моделирования пристеночной плазмы кодом SOLPS-ITER требуются линии уровня магнитного потока вблизи границы плазмы и в области между плазмой и стенкой, а для моделирования процессов переноса – конфигурация магнитных поверхностей в объеме плазмы. Кроме того, карта магнитных поверхностей также нужна для сравнения результатов измерений, проводимых разными диагностиками.

Для расчета или реконструкции магнитного равновесия по данным магнитных измерений используются коды типа EFIT [1], PET [2], ruGSS [3] и им подобные, которые решают уравнение Грэда–Шафранова с использованием функций, аппроксимирующих профили теплового давления и плотности тороидального тока плазмы. При этом существует задача разделения интегральных параметров плазмы β_p и l_i , так как давление плазмы и плотность тока в уравнение равновесия входят совместно. Было показано, что данная задача решается для токамаков с достаточно вытянутым сечением [4], а в других случаях необходимо использовать дополнительную информацию о плазме, например, величину тороидального магнитного потока, измеренную диамагнитной петлей.

Если же необходима только информация о положении плазмы и геометрии последней замкнутой магнитной поверхности, достаточно воспользоваться более быстрым алгоритмом – методом токовых колец [5]. В этом методе реконструкция границы плазмы проводится на основании измеренных распределений внешних магнитных полей и потоков, токов в обмотках электромагнитной системы и тока плазмы. Данный метод позволяет определить геометрические параметры плазмы, такие как вытянутость, треугольность, объем и площадь полоидального сечения.

На токамаке Глобус-М2 [6, 7] при моделировании экспериментов систематически используется метод подвижных токовых колец (ММФ – Method of movable filaments) [8]. Граница плазмы реконструируется по магнитным потокам, измеряемым 21 петлей, замкнутой по обходу тора. Петли расположены на поверхности камеры вблизи границы плазмы. Сигналы петель используются, помимо основного назначения, для расчета распределения тороидального тока, протекающего по камере. Также входными сигналами алгоритма являются токи во всех обмотках и ток плазмы.

Однако метод токовых колец не позволяет определить положение оси плазменного шнура, плазменную бегу, внутреннюю индуктивность, энергосодержание плазмы и карту внутренних магнитных поверхностей.

В данной работе описано применение равновесного кода РЕТ [2] со свободной границей для реконструкции равновесия плазмы в эксперименте на токамаке Глобус-М2. Задача равновесия плазмы решалась итеративным методом минимизации двух параметров – расстояния между реконструированной ММФ границей плазмы и границей, смоделированной кодом РЕТ, а также разности сигналов, рассчитанных кодом РЕТ и измеренных диамагнитной петлей.

Реконструкция равновесия позволила проанализировать запасенную в плазме кинетическую энергию W_p в режиме с нагревом плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц, в том числе, и в режиме с горячими ионами [9, 10].

Данная работа структурирована следующим образом. В разделе 2 приведено описание токамака Глобус-М2, его магнитных и кинетических диагностик, данные которых использовались в работе. Раздел 3 посвящен описанию равновесного кода РЕТ и алгоритму его применения на токамаке Глобус-М2. В разделе 4 приводится анализ запасенной в плазме энергии в режиме с нагревом плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц. В разделе 5 рассмотрена возможность использования приближенных формул для первичной оценки β_p , W_p и I_i . Раздел 6 является заключительным и обобщает все результаты.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2 И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДИАГНОСТИКИ

Глобус-М2 – это компактный сферический токамак с большим радиусом 0.36 см и малым радиусом 0.24 см. В работе рассматриваются эксперименты, которые проводились при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8–0.9$ Тл и токе по плазме $I_p = 0.3–0.4$ МА. Для нагрева использовались два инжектора атомов водорода (в части экспериментов дейтерия) с энергиями частиц $E_{\text{NBI}}^1 \leq 28$ кэВ [11] и $E_{\text{NBI}}^2 \leq 45$ кэВ [12], суммарная вводимая мощность составила $P_{\text{NBI}} = 1.25$ МВт. С учетом мощности омического нагрева ($P_{\text{OH}} \approx 0.35$ МВт) полная объемная плотность мощности нагрева достигла значения $P_{\text{total}}/V_p \approx 3$ МВт/м³.

В комплекс магнитной диагностики, используемый в работе, входят пояса Роговского, измеряющие токи в обмотках электромагнитной системы и ток по плазме, 21 замкнутая по обходу тора магнитная петля и диамагнитная петля, расположенная на поверхности камеры и замкнутая по полоидальному обходу. Вакуумный магнитный поток через диамагнитную петлю компенсируется с помощью пояса Роговского, измеряющего ток в обмотке тороидального магнитного поля. В схеме диамагнитных измерений предусмотрена также компенсация тороидального магнитного потока, создаваемого возбуждаемым в камере полоидальным током. Причиной полоидального тока в камере являются пульсации электрического напряжения частотой 300 Гц, создаваемые трехфазным тиристорным выпрямителем, питающим тороидальную обмотку.

Магнитная система Глобус-М2 позволяет формировать широкий спектр конфигураций плазмы: лимитерные конфигурации на внутренней или внешней стенке, диверторные конфигурации с различной вытянутостью и треугольностью, с нижней X-точкой, с верхней X-точкой, с двумя X-точками. Необходимо различать все перечисленные конфигурации для обработки экспериментальных данных.

Пример реконструкции границы плазмы методом подвижных токовых колец показан на рис. 1. Также на рисунке показано расположение обмоток полоидального магнитного поля и центрального соленоида. Точками на контуре вакуумной камеры отмечено положение тороидальных магнитных петель.

Профили температуры и концентрации электронов измеряются посредством диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения (ТР) [13]. Измерения проводятся в 11 пространственных точках с частотой 330 Гц в течение всего разряда токамака. 10 хорд наблюдения проходят

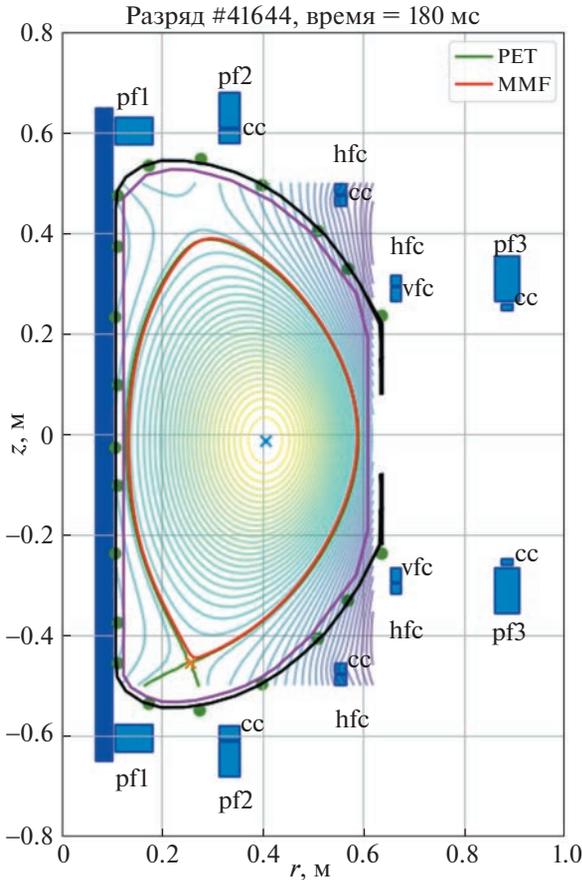


Рис. 1. Граница плазмы, реконструированная методом подвижных токовых колец (MMF) (красная линия); равновесная магнитная конфигурация плазмы, реконструированная кодом PET (зеленая линия); зелеными точками указаны тороидальные петли, размещенные на стенках вакуумной камеры (черная линия), фиолетовая линия обозначает первую стенку, синими прямоугольниками обозначены катушки полоидального магнитного поля, крестиками обозначены магнитная ось и X-точка.

со стороны слабого магнитного поля, захватывая область обдирочного слоя (SOL) и магнитную ось плазмы, а последняя хорда собирает свет из области на середине малого радиуса со стороны сильного магнитного поля.

Измерения профиля температуры ионов осуществляются посредством диагностики активной спектроскопии перезарядки (CXRS) [14–16]. Комплекс диагностики включает в себя 7 хорд наблюдения, из которых 2 хорды проходят со стороны сильного магнитного поля. Временное разрешение диагностики 5 мс. В данных экспериментах измерения CXRS проводились на пучке NBI¹, длительность которого ограничена 40 мс, поэтому в разряде доступно лишь 7–8 временных измерений профиля ионной температуры.

Эффективный заряд плазмы Z_{eff} оценивался посредством диагностики интенсивности торозного излучения [17].

3. АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАЗРЯДА КОДОМ PET

Равновесный код PET со свободной границей написан на языке FORTRAN. В данном коде решается уравнение Грэда–Шафранова

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \psi_p = -\mu_0 R^2 \frac{dp}{d\psi_p} - \frac{\mu_0^2}{4\pi^2} F \frac{dF}{d\psi_p}, \quad (1)$$

где ψ_p – полоидальный магнитный поток, p – полное давление плазмы, F – полоидальный ток.

Для решения уравнения равновесия используются следующие аппроксимации $dp/d\psi_p$ и $FdF/d\psi_p$:

$$\frac{dp}{d\psi_p} = \alpha_0^p \left[1 - (1 - \psi_n(r, z))^{\alpha_1^p} \right]^{\alpha_2^p}, \quad (2)$$

$$F \frac{dF}{d\psi_p} = \alpha_0^F \left[1 - (1 - \psi_n(r, z))^{\alpha_1^F} \right]^{\alpha_2^F}, \quad (3)$$

где $\psi_n = (\Psi_p(R, z) - \Psi_p^{\text{axis}}) / (\Psi_p^{\text{boundary}} - \Psi_p^{\text{axis}})$ – нормализованный полоидальный магнитный поток, $\alpha_1^p, \alpha_1^F, \alpha_2^p, \alpha_2^F$ – свободные параметры, а α_0^p, α_0^F подбираются в процессе решения.

Входными данными для кода являются токи в катушках внешнего магнитного поля, ток плазмы I_p , токовая бета $\beta_I = 8\pi \int p dS / (\mu_0 I_p^2)$, где S – площадь полоидального сечения плазмы, и коэффициенты $\alpha_1^p, \alpha_1^F, \alpha_2^p, \alpha_2^F$. Чтобы уменьшить число свободных параметров, было принято $\alpha_1 = \alpha_1^p = \alpha_1^F, \alpha_2 = \alpha_2^p = \alpha_2^F$, как в работе [2] и найдена связь между парой (α_1, α_2) и I_i . Токи в обмотках усредняются в интервале времени 1 мс и задаются фиксированными при подборе равновесия. Варьируются β_I и комбинация коэффициентов (α_1, α_2) .

Поскольку граница плазмы определяется методом токовых колец, то именно на нее решено ориентироваться при подборе равновесия. В некоторых ситуациях для разных β_I можно найти несколько таких подходящих решений. Поэтому был введен еще один проверочный параметр – изменение тороидального магнитного потока из-

за влияния плазмы, измеряемого диамагнитной петлей ϕ_{dia}^{exp} .

Алгоритм реконструкции равновесия выглядит следующим образом.

1. Выбирается β_I^0 . Если это первая анализируемая точка в разряде, то $\beta_I^0 = \beta_{dia}$. Иначе берется β_I , которое было подобрано в предыдущей временной точке этого разряда.

2. Для фиксированной β_I варьируется комбинация (α_1, α_2) с целью минимизации расстояния между границей плазмы из метода токовых колец (MMF) и найденной границей. Для этого параллельно проводится 8 расчетов с разными (α_1, α_2) , а затем для всех проверяется параметр $\Delta_{boundary}$

$$\Delta_{boundary} = \frac{|R_{max}^{PET} - R_{max}^{MMF}| + |R_{min}^{PET} - R_{min}^{MMF}|}{2} + \frac{|Z_{max}^{PET} - Z_{max}^{MMF}| + |Z_{min}^{PET} - Z_{min}^{MMF}|}{2 \times 5} \quad (4)$$

Поскольку наиболее тщательно достоверность реконструкции границы плазмы по методу токовых колец проверялась в экваториальной плоскости, то совпадению границ по большому радиусу уделяется большее внимание, что отражено в весах слагаемых (множитель 5 в делителе второго слагаемого в формуле (4)).

3. Для решения, при котором минимальна мера $\Delta_{boundary}$ проверяется следующее условие, обеспечивающее единственность решения:

$$\frac{|\phi_{dia}^{PET} - \phi_{dia}^{exp}|}{\phi_{dia}^{exp}} < \delta, \quad (5)$$

где $\delta \sim 1-5\%$, ϕ_{dia}^{exp} — измеренный сигнал диамагнитной петли, ϕ_{dia}^{PET} — сигнал диамагнитной петли, смоделированный PET.

Если данное условие не выполняется, то изменяется β_I и действия 2, 3 повторяются до тех пор, пока не будут найдены подходящие параметры β_I и (α_1, α_2) .

На рис. 1 показана равновесная магнитная конфигурация плазмы в разряде 41664 в один момент времени. Красным цветом показана граница плазмы, реконструированная алгоритмом подвижных токовых колец, зеленым — с помощью кода PET. В коде PET используется такая же модель токамака, как и в алгоритме подвижных токовых колец. Моделирование равновесным кодом PET проводилось в стационарной фазе разряда, где вкладом токов по камере можно пренебречь.

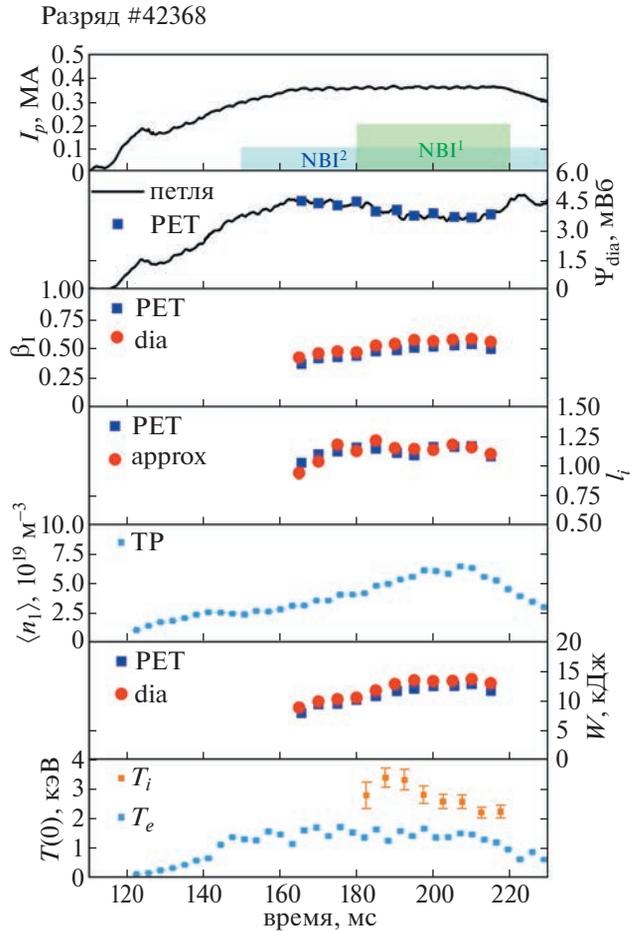


Рис. 2. Эволюция основных параметров плазмы токамака Глобус-М2 в разряде 42368 при тороидальном магнитном поле $B_t = 0.9$ Тл. Сверху вниз: ток плазмы; тороидальный магнитный поток плазмы; измеренный диамагнитной петлей — черная линия, посчитанный равновесным кодом PET — синие квадраты; β_I по PET и через диамагнитный сигнал; l_i по PET и через приближенную формулу (10); средняя по хорде на $R = 42$ см плотность, полученная с помощью совместной обработки данных диагностики томсоновского рассеяния и магнитной диагностики; запасенная в плазме энергия через PET и по приближенной формуле; центральная температура электронов и ионов.

На рис. 2 приведен пример расчета динамики параметров, определенных при помощи равновесного кода, совместно с динамикой основных параметров плазмы в разряде. Временной шаг реконструкции равновесия — 2.5 мс.

Для дальнейшего анализа запасенной в плазме энергии использовались следующие выходные данные равновесного кода: $\beta_I, l_i = 2 \int B_p^2 dV / ((\mu_0 I_p)^2 R)$, где R — геометрический большой радиус, B_p — полоидальное магнитное поле, профиль давления $p(r, z)$, тороидальный магнитный поток от плаз-

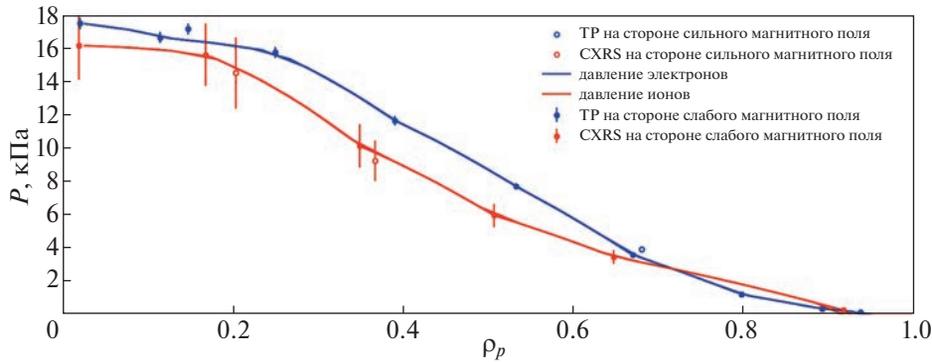


Рис. 3. Профили электронного и ионного давления в потоковых координатах $\rho_p = \sqrt{(\Psi_p(R, z) - \Psi_p^{\text{axis}}) / (\Psi_p^{\text{boundary}} - \Psi_p^{\text{axis}})}$, полученные при помощи совместной обработки кинетических диагностик и реконструкции равновесия в разряде 42089 на 197.5 мс. Синие маркеры – измерения диагностики ТР на стороне слабого поля, по которым проводилась интерполяция к линиям уровня магнитного потока, красные маркеры – такие же измерения диагностики CXRS. Сплошными линиями, соответственно, показана данная интерполяция. Незакрашенные маркеры – измерения на стороне сильного поля.

мы через диамагнитную петлю $\Phi_{\text{dia}}^{\text{PET}}$. Из профиля давления можно определить запасенную в плазме энергию

$$W_p = \frac{3}{2} \int p dV. \quad (6)$$

Данное определение включает в себя энергию, запасенную в ионах плазмы, электронах и быстрых частицах.

Реконструкция равновесия позволяет распространить измерения локальных диагностик по линиям постоянного магнитного потока. На рис. 3 приведен пример профилей электронного и ионного давления. Профиль электронного давления $p_e = n_e T_e$ получен диагностикой ТР, профиль ионной температуры измерен диагностикой CXRS, а оценка ионной концентрации была сделана из приближения двухкомпонентной плазмы (основная примесь – углерод):

$$n_i = n_e \frac{Z_C - Z_{\text{eff}}}{Z_H Z_C - Z_H^2}, \quad (7)$$

где $Z_H = 1$ – заряд основной компоненты плазмы (водорода/дейтерия), $Z_C = 6$ – заряд углерода, Z_{eff} – эффективный заряд плазмы, оцененный по диагностике интенсивности тормозного излучения, профиль Z_{eff} предполагается плоским. Данное выражение получено из уравнения квазинейтральности и определения эффективного заряда плазмы.

Интерполяция электронного и ионного давления проводилась только по измерениям на стороне слабого поля. На рис. 3 сплошной линией приведена интерполяция электронного и ионного давления в потоковых координатах. Маркерами

отмечены измерения кинетических диагностик, незакрашенные маркеры отмечают измерения со стороны сильного магнитного поля, которые не участвовали в интерполяции.

Сравнение результатов измерения p_e и p_i со стороны слабого и сильного магнитного поля, лежащих на одной и той же магнитной поверхности, используется в качестве дополнительной меры верификации рассчитанного пространственного распределения полоидального магнитного потока. На рис. 3 приведен пример профилей p_e и p_i одного из разрядов токамака Глобус-М2, в котором измерения со стороны слабого и сильного магнитного поля соответствуют друг другу на одной и той же магнитной поверхности.

Проинтегрировав профиль электронного давления по всему объему, получаем запасенную в электронах энергию $W_e = \frac{3}{2} \int n_e T_e dV$.

4. АНАЛИЗ ЗАПАСЕННОЙ В ПЛАЗМЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В РЕЖИМЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ НАГРЕВОМ ИНЖЕКТОРАМИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Запасенная в плазме энергия W_p , определенная с помощью равновесного кода РЕТ, использовалась при анализе нагрева плазмы инжекторами нейтральных частиц.

Для анализа были выбраны разряды с тороидальным магнитным полем $B_T = 0.9$ Тл, током плазмы $I_p = 0.3 - 0.4$ МА и одинаковым сценарием дополнительного нагрева. Инжектор NBI² начинал нагревать плазму на стадии роста тока (140 мс) и работал 100 мс (до 240 мс), а инжектор

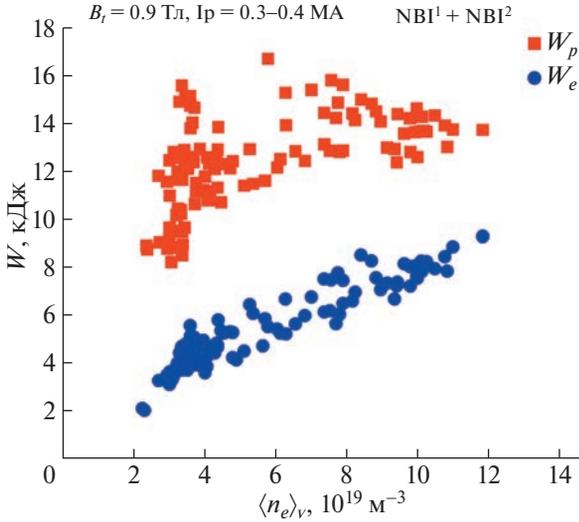


Рис. 4. Зависимость полной запасенной в плазме энергии (красные квадраты) и запасенной только в электронах энергии (синие кружки) от средней по объему концентрации электронов.

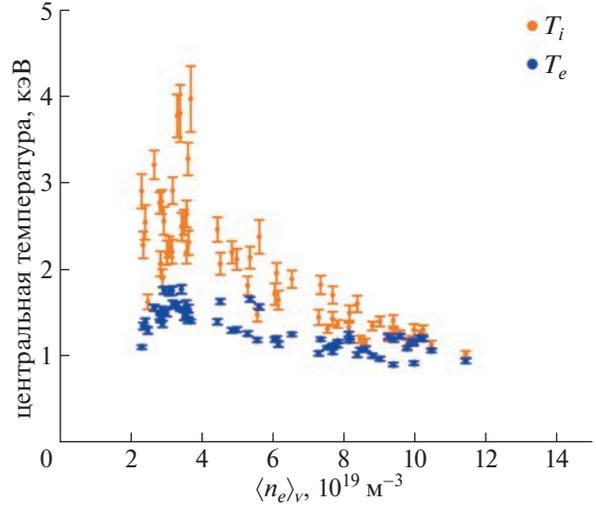


Рис. 5. Зависимость центральной температуры электронов (синие маркеры) и ионов (оранжевые маркеры) от средней по объему концентрации электронов.

NBI^1 работал в течение 40 мс с 180 мс до 220 мс на плато тока (рис. 2). В каждом разряде для анализа были отобраны моменты времени через 15 мс после включения второго пучка и до конца его работы. Таким образом, анализировалась только та фаза разряда, при которой два инжектора совместно грели плазму.

Выборка разрядов позволила проанализировать нагрев плазмы в большом диапазоне концентраций плазмы $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < \langle n_e \rangle_V < 12 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. На рис. 4 изображена зависимость W_p и W_e от $\langle n_e \rangle_V$. Видно, что W_e растет с увеличением концентрации во всем рассматриваемом диапазоне, а W_p перестает расти после $\langle n_e \rangle_V \cong 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В диапазоне концентрации плазмы $\langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ разность $W_p - W_e > W_e$, что позволяет судить о значительном вкладе ионов в суммарную кинетическую энергию. Действительно, измерения ионной температуры, приведенные на рис. 5, показывают, что в диапазоне $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < \langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ температура ионов в 1.5–2 раза больше температуры электронов. Также, по соотношению ионной и электронной температуры на рис. 5 можно сделать вывод, что поведение W_p при увеличении концентрации плазмы связано с уменьшением температуры ионов $T_i(0)$ при росте $\langle n_e \rangle_V$ из-за увеличения теплообмена ионов с электронами

$$P_{ei} \sim n_e (T_e - T_i) T_e^{-3/2} \left(\frac{n_D}{2} + \sum_I \frac{n_I Z_I^2}{A_I} \right), \quad (8)$$

где P_{ei} – мощность теплообмена электронов с ионами, n_D – концентрация дейтерия, n_I, Z_I, A_I – концентрация, заряд и атомный номер I -го иона соответственно.

На рис. 6 приведено сравнение запасенной в плазме энергии W_p при токе плазмы 0.4 МА с результатами более ранних экспериментов (W_{dia} по формуле (11)) при нагреве одним пучком на токамаке Глобус-М2 [9, 10] и на токамаке Глобус-М до модернизации магнитной системы [18]. С нагревом только одним NBI^1 максимальная запасенная в плазме энергия составляла около 10 кДж при токе плазмы 0.4 МА и тороидальном магнитном поле 0.8 Тл, как и при нагреве только NBI^2 . Также из рисунка видно, что при нагреве плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц, $B_T = 0.9 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ в токамаке Глобус-М2 достигнута максимальная кинетическая энергия более, чем в 6 раз выше (16 кДж), чем на токамаке Глобус-М при $B_T = 0.4 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.2 \text{ МА}$ (2.5 кДж).

Дополнительно была проанализирована зависимость запасенной в плазме энергии от тока плазмы (рис. 7). Зависимость W_p от тока плазмы слабее, чем зависимость W_p от B_T , что может являться следствием параметрической зависимости времени удержания энергии плазмы $\tau_E \sim I_p^{0.5} B_T^{1.05}$ [19], обнаруженной для сферических токамаков.

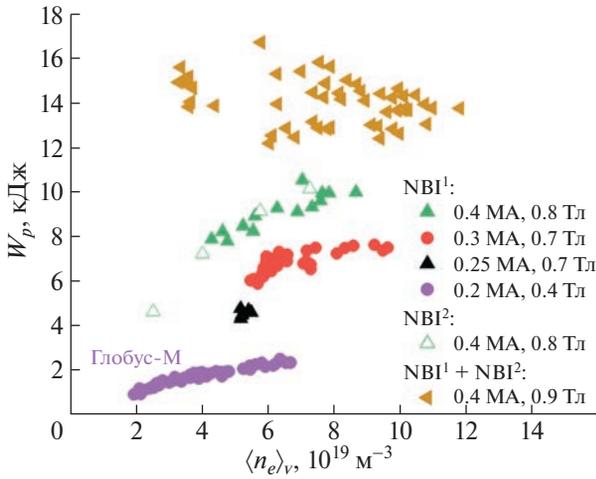


Рис. 6. Сравнение запасенной в плазме энергии при разных параметрах плазмы и при разном количестве нагревающих пучков.

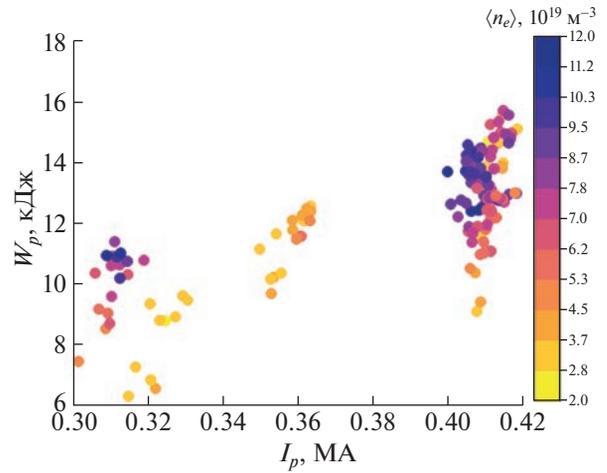


Рис. 7. Зависимость запасенной в плазме энергии от тока плазмы, цветом обозначена средняя концентрация электронов.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ФОРМУЛ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ β_p И l_i

По магнитному потоку, измеренному диамагнитной петлей, можно определить величину β_{dia} в соответствии с выражением, предложенным в работе [4]:

$$\beta_{dia} = 1 - \frac{\kappa^2 + 1}{2\kappa} \frac{B_T \Phi_{dia}}{20\pi I_p^2}, \quad (9)$$

в данной формуле также учтена поправка для токамака с вытянутым сечением $(\kappa^2 + 1)/2\kappa$, магнитное поле B_T определено в центре тяжести токовых колец.

По измеренным токам в обмотках электромагнитной системы можно вычислить равновесное вертикальное магнитное поле B_v , которое определяется параметрами плазмы в соответствии с известной формулой

$$B_v(R) = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a\sqrt{\kappa}} - \frac{3}{2} + \beta_p + \frac{l_i}{2} \right), \quad (10)$$

где R – большой радиус центра тяжести токовых колец, a – малый радиус плазмы, κ – вытянутость.

При известных по результатам реконструкции границы плазмы методом токовых колец геометрических параметрах R , a и κ , а также значений $\beta_p = \beta_{dia}$, можно определить величину нормализованной внутренней индуктивности плазмы l_i . На рис. 8 показано сравнение определенной таким образом индуктивности l_i с результатами расчетов кодом РЕТ. Как видно из рисунка, значения внутренней индуктивности, полученные обоими

способами, находятся в хорошем соответствии друг с другом (в пределах 10%).

При использовании выражения $\beta_{dia} = \int p dV / (B_p^2 / 2\mu_0)$ можно приблизительно оценить запасенную в плазме кинетическую энергию с помощью формулы

$$W_{dia} = \frac{3}{2} \frac{\beta_{dia} \mu_0 I_p^2 R}{4}. \quad (11)$$

Сравнение значений запасенной в плазме энергии, вычисленной с помощью кода РЕТ и

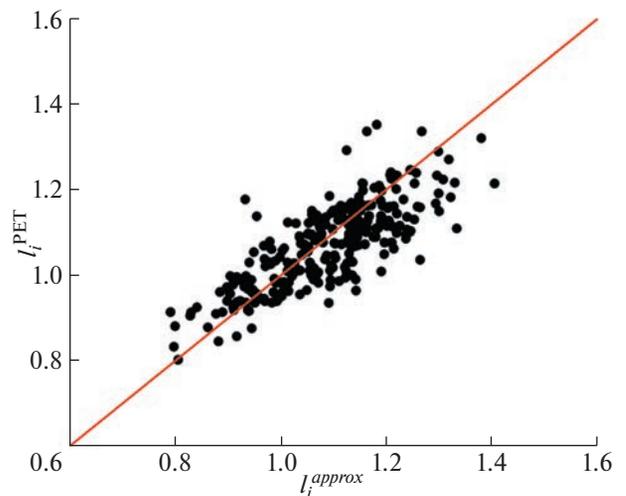


Рис. 8. Сравнение нормализованной внутренней индуктивности, полученной при помощи приближенной формулы (10), с индуктивностью, полученной посредством реконструкции равновесия кодом РЕТ.

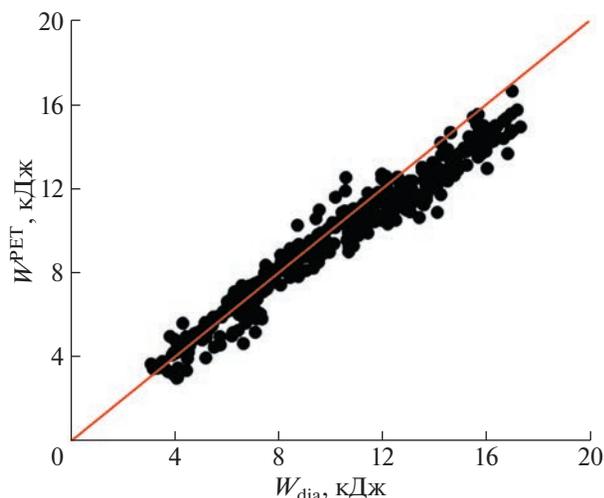


Рис. 9. Сравнение запасенной в плазме энергии, полученной при помощи приближенной формулы (11), с энергозапасом, полученном посредством реконструкции равновесия кодом РЕТ.

формулы (11) в диапазоне β_I от 0.15 до 0.65 приведено на рис. 9. Как и в случае с оценками нормализованной внутренней индуктивности имеет место хорошее соответствие значений W_p и W_{dia} (10%).

6. ВЫВОДЫ

Для токамака Глобус-М2 были определены W_p , β_I , l_i и пространственное распределение полоидального магнитного потока внутри плазмы с помощью равновесного кода РЕТ, дополненного информацией о положении крайней замкнутой магнитной поверхности и диамагнитными измерениями.

Реконструкция равновесия позволила определить запасенную в плазме кинетическую энергию W_p , нормализованную внутреннюю индуктивность l_i и геометрические параметры плазмы. Дополнительно было показано, что для быстрой оценки l_i и W_p возможно использовать приближенные формулы, основанные на вычислении сигнала диамагнитной петли и вертикального магнитного поля. При этом имеет место хорошее соответствие расчетов по формулам с результатами расчета кодом в представленном в статье диапазоне значений нормализованной внутренней индуктивности $l_i \sim 0.8-1.4$.

Посредством реконструкции равновесия была рассчитана полная запасенная тепловая энергия в экспериментах по нагреву плазмы инжекторами нейтральных частиц. В диапазоне концентрации плазмы $\langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ разность $W_p - W_e > W_e$

подтверждает существование режима с горячими ионами. Поведение W_p в широком диапазоне плотностей подтверждает измерения кинетических диагностик.

Было проведено сравнение настоящих результатов с результатами, полученными при анализе режима работы токамака Глобус-М2 при нагреве только одним инжектором нейтральных частиц. При нагреве одним инжектором при $B_T = 0.8 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ полная запасенная в плазме энергия возрастает с увеличением концентрации плазмы и достигает 10 кДж. При нагреве двумя инжекторами атомов, при $B_T = 0.9 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ в режиме с горячими ионами полная запасенная в плазме кинетическая энергия достигает 16 кДж. Данное увеличение W_p в 1.5 раза связано преимущественно с увеличением температуры ионов.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”.

Подготовка диагностик, описанных в разд. 2, выполнена в рамках государственного задания (тема 0040-2019-0023). Подготовка экспериментов с дополнительным нагревом плазмы инжекторами нейтральных частиц, результаты которых анализировались в разд. 4, выполнена в рамках государственного задания (тема 0034-2021-0001). Расчеты, приведенные в разд. 3 и 5, выполнены при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1611. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/11/007>
2. Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. P. 1455. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/111>
3. Киселев Е.О., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Курскиев Г.С., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Тухменева Е.А., Хромов Н.А., Щеголев П.Б. // I Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, 2023. С. 118. <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.074>
4. Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1421. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/10/004>
5. Swain D.W., Neilson G.N. // Nuclear Fusion. 1982. V. 22. P. 1015. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/22/8/002>
6. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kise-

- lev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 066047.
7. Petrov Yu.V., Gusev V.K., Sakharov N.V., Minaev V.B., Varfolomeev V.I., Dyachenko V.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevich E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatsky A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Bagryansky P.A., Zhilin E.G., Goryainov V.A. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042009.
 8. Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V. // Nuclear Fusion. 2006. V. 46. P. 625. Doi: 10.1088/0029-5515/46/8/S08.
 9. Курские Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Жильцов Н.С., Щеголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельник А.Д., Минеев А.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров А.В., Пonomarenko A.M., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 305.
 10. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A.Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovey V.A. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 016011.
 11. Гусев В.К., Деч А.В., Есипов Л.А., Минаев В.Б., Барсуков А.Г., Игонькина Г.Б., Кузнецов В.В., Панасенков А.А., Соколов М.М., Тилинин Г.Н., Лупин А.В., Марков В.К. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 28.
 12. Telnova A.Y., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Shikhovtsev I.V., Varfolomeev V.I. // J. Phys.: Confer. Series. 2019. V. 1400. P. 077015.
 13. Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 41. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
 14. Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sergeev V.Y., Schegolev P.B. // J. Phys.: Confer. Ser. 2016. V. 666. P. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/666/1/012002>
 15. Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Bakharev N.N. // J. Phys.: Confer. Ser. 2019. V. 1400. P. 077018.
 16. Тельнова А.Ю., Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тюхменева Е.А. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 25.
 17. Tukhmeneva E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiev G.S., Gusev V.K., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Telnova A.Yu., Bakharev N.N., Schegolev P.B., Kiselev E.O. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 105104. <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
 18. Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Tokarev V.A., Yashin A.Yu. // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 066032.
 19. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Kiselev E.O., Khromov N.A., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S. // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. P. 064001.