

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИКО – ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.А.Ф.Иоффе

---

На правах рукописи  
УДК 533.932

Гусев Василий Константинович

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ И НАГРЕВА  
ПЛАЗМЫ НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

(специальность 01.04.08 – физика плазмы)

Диссертация в виде научного доклада  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2006 г.

Работа выполнена в Физико-Техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,  
профессор,  
Батанов Г.М.

Доктор технических наук, профессор,  
академик РАН,  
Глухих В.А.

Доктор физико-математических наук,  
профессор,  
Рожанский В.А.

Ведущая организация – Институт Ядерного Синтеза ФГУ РНЦ Курчатовский институт

Защита состоится “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 200 г. в “\_\_\_\_\_” на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 Физико-Технического института им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д.26

С диссертацией в виде научного доклада можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Диссертация в виде научного доклада разослана “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 200 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

  
Орбели А.Л.

## Содержание

1. Введение и физическое обоснование сферического токамака Глобус-М .....	1
2. Создание сферического токамака Глобус-М и программа исследований .....	6
3. Первые эксперименты: компенсация рассеянных полей, пробой, начальная фаза разряда .....	15
4. Исследование убегаящих электронов .....	18
5. МГД устойчивость плазменного шнура .....	21
6. Поведение плазмы при больших плотностях .....	24
7. Область рабочих параметров и удержание энергии .....	27
8. Подача топлива в горячую зону плазменного шнура .....	30
9. Дополнительный нагрев плазмы (первые эксперименты) .....	33
ВЧ нагрев плазмы на основной частоте ионно-циклотронного резонанса .....	33
Дополнительный нагрев плазмы методом нейтральной инжекции .....	34
10. Диагностический комплекс .....	36
Заключение .....	40
Приложение – список цитируемой литературы	

### 1. Введение и физическое обоснование сферического токамака Глобус-М

Токамаки пройдя почти сорокалетний путь развития, ближе всего подошли к термоядерному реактору. Важным шагом на этом пути явилось завершение рабочего проектирования экспериментального термоядерного реактора ITER [1]. Геометрические проектные параметры ITER были выбраны на основании хорошо известных скейлингов, предсказывающих максимальную термоядерную мощность,  $P_{fus} \sim \beta^2 \cdot B^4 \cdot Volume$  при отношении большого радиуса плазмы к малому (аспектному отношению  $A=R/a$ ) равному примерно трем. В дальнейшем, токамаки с таким или большим аспектным отношением будем называть обычными или традиционными токамаками. Здесь  $\beta$  - параметр, характеризующий эффективность удержания плазмы в магнитном поле  $B$ . Одной из самых перспективных систем с большим  $\beta$  является сферический токамак. Сферический токамак – это естественный результат эволюции обычного токамака по пути снижения аспектного отношения и магнитного поля, а также упрощения конструкции и уменьшения размеров.

В начале 70-х в работе [2] было показано, что существует предел по максимальному давлению плазмы, достигаемому в токамаке с большим аспектным отношением. Относительное давление плазмы возрастает при уменьшении аспектного отношения,  $\beta_T = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_T^2 \sim 1/Aq_a$ . Здесь,  $B_T$  – тороидальное магнитное поле,  $q_a \approx q_{cyl} = 5a^2 B_T / R I_p$  – запас устойчивости на границе шнура с круглым сечением по отношению к винтовым МГД возмущениям в приближении  $A \gg 1$ ,  $I_p$  – тороидальный ток плазмы. Позднее был установлен теоретический предел по идеальным МГД возмущениям [3, 4]. Полученная зависимость носит название скейлинга Сайкса-Тройона,  $\beta_T = \beta_N I_p / a B_T = \beta_N I_N$ , где

величина  $\beta_N \leq 3.5$  - коэффициент Тройона,  $I_N$  – нормализованный ток. Вывод о росте бета при уменьшении аспектного отношения также следует и из скейлинга Сайкса-Тройона, т.к. в приближении  $A \gg 1$  величина  $I_N \equiv I_p/aB_T \sim 1/q_{cyl}A$ . Позже в работе [5] было показано, что в случае малого аспектного отношения предельная величина  $I_N$  растет значительно быстрее, чем  $1/A$ . Численные расчеты равновесия, проведенные в работе [6], дали возможность авторам заявить о преимуществе конфигурации сферического токамака (СТ). Суммируя накопленные к середине 80-х годов теоретические и расчетные результаты, можно было сказать, что уменьшение  $A$  позволит: (а) уменьшить магнитное поле (стоимость реактора) без уменьшения тока плазмы, (б) улучшить форму плазменного шнура за счет большей вытянутости и треугольности, (в) улучшить МГД устойчивость и предельное относительное давление (параметр  $\beta_T$ ). Более подробный анализ и физическое объяснение основных свойств СТ приведены в [7]. Первые экспериментальные публикации появились в конце 80-х годов и были посвящены исследованию устойчивости в геометрии очень малого аспектного отношения, в сферомаках, переделанных в СТ [8, 9]. Создание собственно СТ началось примерно в это же время и завершилось запуском токамака START (Великобритания), 1991 г. и несколько позже CDX-U, HIT (США) и настольного токамака Medusa (США).

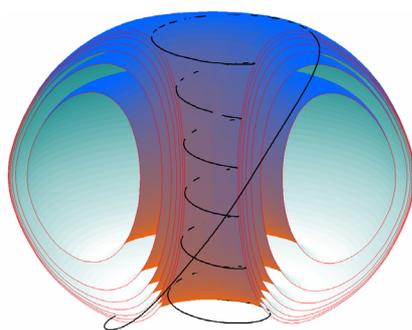


Рис. 1. Равновесная конфигурация сферического токамака.

СТ или токамак с малым аспектным отношением ( $A = R/a < 2$ ) получается из обычного токамака путем уменьшения большого радиуса ( $R$ ), при сохранении неизменным малого радиуса плазменного шнура ( $a$ ). Расчет равновесной конфигурации производится так же, как и в обычном токамаке, т.е. равновесные профили давления и плотности тока находятся путем решения уравнения Грэда-Шафранова, причем для плазмы произвольного сечения возможно лишь численное решение. Пример равновесной конфигурации приведен на Рис. 1, [7].

На рисунке показана силовая линия магнитного поля на граничной поверхности. Очевидно, что длина силовой линии на внутреннем обходе заметно превышает длину линии на наружном. Это дает возможность частицам плазмы проводить больше времени в области сильного магнитного поля (благоприятной кривизны) и улучшает МГД устойчивость конфигурации. Средний “минимум  $B$ ”, характерный для тороидальной конфигурации с винтовыми линиями магнитного поля токамака, в СТ проявляется сильнее, что позволяет лучше стабилизировать неустойчивости перестановочного типа.

Для стабилизации винтовых возмущений достаточно, чтобы полный ток был ограничен и профиль плотности тока быстро стремился к нулевому значению на периферии плазменного шнура [10, 11]. Для случая  $A \gg 1$  при фиксированном токе, магнитном поле и малом радиусе следует, что  $q_a A \approx q_{cyl} A = const$ . При заметной тороидальности ( $A < 1.8$ ) запас устойчивости гораздо сильнее возрастает при уменьшении аспектного отношения, чем в случае  $A \gg 1$ . Это позволяет значительно

увеличить ток при неизменных значениях  $a$  и  $B_T$ . Можно записать величину запаса устойчивости на границе плазменного шнура как произведение цилиндрического запаса устойчивости  $q_{cyl}$  на две поправочные функции. Одна зависит от формы шнура -  $S(\kappa, \delta) \approx [1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)]/2$ , где  $\kappa$  – вытянутость по вертикали, а  $\delta$  – треугольность плазменного шнура (смещение по  $R$  от магнитной оси положения точек максимальной вытянутости, выраженное в единицах  $a$ ) [6]. Другая зависит от аспектного отношения,  $f(A) \approx 1/(1 - 1/A^2)^{3/2}$  и быстро растет с уменьшением  $A$  [12]. Для запаса устойчивости на граничной магнитной поверхности имеем:  $q_a \approx (q_{cyl}) S(\kappa, \delta) f(A)$ . Быстрый рост запаса устойчивости при уменьшении  $A$  объясняется тем, что плазма смещается в область сильно возрастающего неоднородного тороидального поля.

Еще одним стабилизирующим фактором в сферических токамаках является магнитный шир. Магнитный шир или перекрещенность силовых линий магнитного поля на соседних магнитных поверхностях  $s \equiv (r/q)dq/dr$ , где  $r$  – текущий малый радиус, стабилизирует неустойчивости плазмы, ограничивая

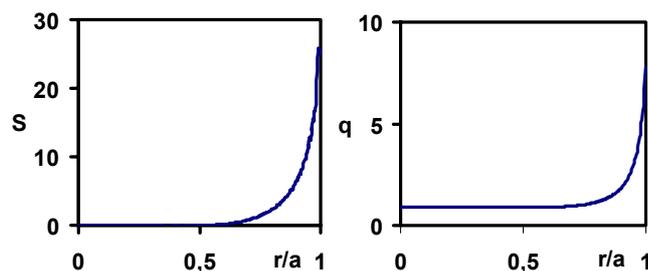


Рис. 2. Зависимость запаса устойчивости и магнитного шира в СТ от нормализованного малого радиуса.

поперечное развитие плазменных языков, вытянутых вдоль силовых линий. В обычном токамаке при омическом нагреве профиль  $q(r)$  плавно возрастает от центра к периферии, магнитный шир мало изменяется по сечению шнура и на границе  $s < 2$ . Значительное увеличение периферийного шира наблюдается лишь в режиме мощного дополнительного нагрева при большом давлении из-за сдвига наружу магнитной оси (Шафрановский сдвиг). В СТ шир быстро увеличивается на периферии шнура при небольшой величине шира ( $s \geq 0$ ) в центральной области. Немонотонное поведение магнитного шира в сферическом токамаке является следствием сильной тороидальности плазменного шнура и положительно влияет на устойчивость. Поведение запаса устойчивости и магнитного шира в СТ для равновесной конфигурации, представленной выше, показано на Рис. 2, [7].

Вертикальная вытянутость увеличивает длину обхода в полоидальном направлении, уменьшая полоидальное поле на границе, что приводит к увеличению запаса устойчивости и позволяет поднять ток по плазме. Для увеличения вытянутости в обычных токамаках создается радиальное (горизонтальное) магнитное поле, растягивающее шнур вдоль вертикальной оси. В сферическом токамаке плазма сильно вытянута по вертикали даже при отсутствии внешнего радиального поля. Естественная вытянутость обычно трактуется как следствие численного решения уравнения равновесия в условиях заметной тороидальности. При уменьшении аспектного отношения и плоском распределении тока по сечению шнура (малом значении внутренней индуктивности) она увеличивается. Впервые обратили на это внимание в работе [6], в дальнейшем были произведены более точные расчеты для обычных токамаков [13] и для сферических токамаков [14, 15].

Физической причиной увеличения вытянутости при малом аспектном отношении является сильное взаимодействие близко расположенных токов, протекающих в плазме в противоположном направлении. Так, при аспектном отношении  $A=1.5$  расстояние между токами, текущими навстречу по внутренней границе шнура, в 2 раза меньше, чем поперечный размер плазменного шнура. Поскольку силы, вызывающие растяжение, убывают  $\sim 1/R$  от оси симметрии, то они больше вытягивают шнур у внутренней границы, создавая  $D$ -образное (треугольное) сечение плазмы. Направленная наружу треугольность плазменного шнура ( $\delta > 0$ ) производит дополнительный стабилизирующий эффект, увеличивая запас устойчивости. В результате вытянутая по вертикали  $D$ -образная конфигурация получается как бы сама собой. Напротив, в обычном токамаке для получения такой же формы сечения плазменного шнура требуется создание гексапольной магнитной структуры внешнего поля и три пары полоидальных катушек вместо одной пары катушек равновесия в СТ.

Есть и другие особенности, вытекающие из геометрии СТ. Известно, что в токамаке, даже при большом аспектном отношении, процессы переноса (импульса, тепла, частиц) вдоль и поперек магнитного поля сильно изменяются из-за движения частиц в неоднородном магнитном поле. Неоклассическая теория переноса была впервые предложена в [16]. В СТ неоклассические эффекты должны усиливаться из-за большей тороидальности. Должна изменяться продольная проводимость из-за увеличения доли запертых частиц. Из-за большой разницы в величине магнитного поля на внутренней и наружной границах плазмы для частиц с малой продольной скоростью ( $V_{\parallel} < V_{\perp} \sqrt{2}/A$ ) сферический токамак представляет собой аксиально-симметричную скрученную по тороидальному обходу магнитную зеркальную ловушку с пробочным отношением, достигающим  $B_{max}/B_{min} \approx 4 \div 6$  на периферии шнура. Действительно, в экспериментах зафиксировано уменьшение проводимости, примерно соответствующее теории. При этом важно, что увеличивается мощность омического нагрева при заданной величине тока плазмы, правда за счет увеличения расхода магнитного потока.

Вращение плазмы оказывает сильное влияние на процессы переноса, может отвечать за уменьшение ионной теплопроводности, как в рамках неоклассической теории, так и подавлять микротурбулентность плазмы, улучшая термоизоляцию, и даже создавая транспортные барьеры. В неоклассической теории вращение плазмы (совместный дрейф электронов и ионов) возникает как ответ плазмы на появление градиентов давления, ввод тороидального момента или других способов возбуждения радиального электрического поля. Как показали численные расчеты для обычных (ASDEX-U) и сферических токамаков (MAST) [17, 18], при небольшой скорости тороидального вращения не наблюдается сильных отличий от предсказаний неоклассической теории для обычных режимов удержания (L-режим). Влияние тороидального вращения на свойства плазмы СТ может быть более сильным при большой тороидальной скорости вращения, которая достигается из-за меньшего момента инерции плазменного шнура ( $\sim R$ ) [19]. Большая скорость достигается при однонаправленной инжекции нейтрального пучка.

Важным эффектом является парамагнетизм шнура. В СТ он проявляется значительно сильнее. Увеличение тороидального магнитного поля по сравнению с вакуумным происходит за счет большой полоидальной компоненты тока плазмы. При этом поверхности равного значения  $|B|$ , которые в вакууме представляют собой цилиндры, параллельные оси симметрии, принимают бочкообразную форму, увеличивая величину магнитного поля в объеме, занимаемом плазмой. При увеличении давления парамагнетизм ослабевает и, в конце концов, исчезает за счет диамагнитного эффекта разогреваемой плазмы. Переход от парамагнитного к диамагнитному состоянию происходит при  $\beta_P = 2\mu_0\langle p \rangle / B_P^2 \approx 1$ , где  $B_P$  – среднее полоидальное магнитное поле. В токамаках увеличение давления плазмы сопровождается сдвигом магнитной оси наружу (Шафрановский сдвиг). Полоидальное поле на наружной границе плазменного шнура возрастает и может стать сравнимо с тороидальным магнитным полем. Это ведет к образованию магнитной конфигурации с абсолютной магнитной ямой, в которой модуль магнитного поля  $|B| = (B_T^2 + B_P^2)^{1/2}$  возрастает изнутри плазмы наружу. В обычном токамаке для этого нужно создать большое давление плазмы с помощью мощного дополнительного нагрева ( $\beta_P > 1$ ). В СТ магнитная яма образуется даже при умеренных параметрах плазмы ( $\beta_P < 1$ ) [7]. В области магнитной ямы магнитные поверхности совпадают по форме с дрейфовыми траекториями частиц. Это благоприятно влияет на удержание запертых и пролетных частиц, минимизируя потери, связанные с дрейфом.

В токамаках предельные величины давления достигаются при минимальном запасе устойчивости (максимальном  $I_N$ ) и максимальном  $\beta_N$ . Возбуждение длинноволновых винтовых возмущений ( $n=1,2,3$ ), которые развиваются даже при нулевом давлении плазмы и имеют большой инкремент [20], ограничивает предельно достижимый ток плазмы, а с ним и нормализованный ток  $I_N$ . Для их стабилизации в обычном токамаке теоретически достаточно, чтобы запас устойчивости на границе шнура  $q_a = m/n \approx q_{cyl} > 1$  [21, 22]. Здесь  $m$  и  $n$  полоидальное и тороидальное волновое число. Как известно, токамак не достигает предела Крускала-Шафранова из-за развития внешних винтовых возмущений, условие возбуждения которых  $m-1 < nq < m$  [23] устанавливает ограничение тока при достижении  $q_a=2$ . Оптимизация профилей давления и тока [24] позволяет точнее определить предел по нормализованному току в СТ:  $I_N^{max} \approx 5(1+\kappa^2)/2 q_a (A-1)$ . Предельные значения нормализованного тока, достигаемые вблизи значения  $q_a \approx 2$  очень велики. Теоретически, в случае сверхмалого аспектного отношения величина  $I_N$  может достигать очень большой величины  $20 < I_N < 30$  при  $1.1 < A < 1.2$ , а величина  $\beta_T$  превышать 100%.

При росте давления плазмы развивается идеальная баллонная неустойчивость, которая ограничивает предельное давление плазмы (а с ним и  $\beta_N$ ), что может привести к срыву тока плазмы. Возмущения баллонного типа ( $n \rightarrow \infty$ ) локализованы на наружном обходе плазменного шнура в области неблагоприятной кривизны. При дальнейшем повышении давления развивается кинк-

баллонная (pressure driven kink) неустойчивость с более низкими значениями  $n$ . Сравнение теории с результатами экспериментов на обычных токамаках показали, что максимальная  $\beta_N$  или параметр МГД устойчивости лежит в пределах,  $3 \leq \beta_N^{max} \leq 4$  [25]. Специальные эксперименты показали, что этот предел в обычных токамаках связан с пикированностью профиля тока,  $\beta_N^{max} \approx 4I_i$ , где  $I_i$  – внутренняя индуктивность плазменного шнура [26]. В СТ, как показали численные расчеты, можно достигнуть вдвое большей величины  $\beta_N^{max}$  при оптимизации профилей тока и давления плазмы [27]. Положительную роль в стабилизации баллонных возмущений играет магнитный шир, который на периферии плазменного шнура СТ даже при нулевом давлении достигает существенной величины (см. Рис. 2).

Большое значение для токамака имеет безопасность работы вблизи границы устойчивости. Имеется в виду возможность предотвращения или, по крайней мере, смягчения последствий таких грозных нелинейных МГД явлений, как малый и большой срыв плазмы. Тяжесть последствий срыва в СТ существенно меньше, как при обычном срыве, так и при развитии вертикальной неустойчивости. Подробности изложены в [28, 29], а также в п.5.

Достижение режимов с большой плотностью является важной частью сценария работы токамака-реактора. Благодаря большому току плазмы режимы с большой плотностью легче достигаются в СТ (см. п.6).

Резюмируя вышесказанное можно отметить, что анализ теоретических работ по традиционным токамакам и экспериментов на СТ первого поколения показали, что сферические токамаки не только в теории но и на практике обладают рядом преимуществ по сравнению с традиционными токамаками. Это, во-первых, возможность получать большой ток плазмы в небольшом магнитном поле. Во-вторых, лучшая МГД устойчивость плазмы, позволяющая достигать большего относительного давления плазмы, в принципе, дает основания рассчитывать на увеличение экономической эффективности будущего токамака-реактора. В-третьих, в СТ легче получить плазменный шнур необходимой формы, что позволяет упростить конструкцию полоидальной системы. И, в-четвертых, отличие в поведении плазмы при срыве тока и в тяжести последствий срыва дает надежду на дальнейшее упрощение конструкции будущего токамака-реактора. Другие, менее очевидные преимущества будут обсуждены позднее.

## 2. Создание сферического токамака Глобус-М и программа исследований

Глобус-М задумывался как следующий шаг в исследованиях высокотемпературной плазмы токамака, проводимых в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Одним из ориентиров был токамак ФТИ Туман-3 (год запуска 1978,  $R = 0.55$  м,  $a = 0.23$  м,  $A \approx 2.4$ ,  $B_T = 1$  Тл,  $I_p = 150$  кА). Другим ориентиром был сферический токамак START (Великобритания), только вступивший в эксплуатацию перед началом работ над Глобус-М. К октябрю 1992 г. на токамаке START была получена плазма с

параметрами:  $R \approx 0.2$  м,  $a \approx 0.15$  м,  $B_T \sim 0.4$  Тл,  $I_p \sim 100$  кА, длительность разряда 0.02 с,  $T_e \sim 100$  эВ. Конструкция токамака START позволяла размещать внутри большого вакуумного объема все полоидальные катушки, что имело как свои плюсы, так и минусы. Оба этих токамака питались от конденсаторных батарей, что ограничивало длительность разряда токамака. В ФТИ в то время подготавливалась система сетевого электропитания с мощностью 125 МВА, спроектированная для питания обмоток ТУМАН-3, которая, в принципе, допускала ее использования и для питания другого токамака. Предполагалось, что в новом токамаке удастся получить режимы как с киловольтной температурой электронов, так и с плотностью плазмы  $\sim 10^{20}$  м<sup>-3</sup>.

Одним из основных параметров проектируемого токамака является ток плазмы. Большая величина тока плазмы в низком магнитном поле, а, следовательно, и нормализованного тока, позволяет увеличить относительное давление плазмы. При сильной тороидальности,  $1.2 < A < 1.5$ , наблюдается существенное увеличение нормализованного тока (ток растет намного быстрее чем  $1/A$ ) [30, 31]. Ток плазмы положительно влияет на удержание быстрых частиц в плазме, увеличивает мощность омического нагрева, предельную плотность плазмы и улучшает удержание энергии. Подъем и поддержание тока плазмы обеспечивается путем создания вихревого электрического поля на обходе шнура за счет изменения индукции центрального соленоида. Это классический режим омического нагрева. Величина максимально достижимого тока плазмы зависит от магнитного потока центрального соленоида (вольт-секундной емкости). При уменьшении аспектного отношения уменьшается свободное пространство в центре токамака и исчезает возможность использовать железный сердечник в конструкции трансформатора омического нагрева (центрального соленоида). Также ограничивается возможность использования бандажей для увеличения прочности обмоток, размещенных в центре токамака. Кроме этого, при уменьшении  $A$  (но сохранении  $a$ ) поток, создаваемый центральным соленоидом, быстро падает при неизменной индукции магнитного поля, т.к. падает площадь сечения соленоида:  $4\pi \cdot \Delta I_{uc} \cdot s \cdot N/l = \Psi_{uc} = \Delta B_{uc} \cdot \pi \cdot r_{uc}^2 \propto B_{uc} \cdot a^2 \cdot (A-1)^2$ , где  $\Delta I_{uc}$  – изменение тока в центральном соленоиде,  $s$  – площадь поперечного сечения соленоида,  $N$  – полное число витков,  $l$  – длина соленоида.  $B_{uc}$  – индукция на оси соленоида,  $r_{uc}$  – радиус соленоида, отсчитанный от оси аксиальной симметрии. Поэтому для создания требуемого потока приходится увеличивать магнитную индукцию в соленоиде. Предельная величина магнитной индукции, как правило, ограничена технологией изготовления магнитных катушек на большие магнитные поля, перегревом проводника за импульс, и, так как конструкция работает на “разрыв”, пределом прочности (текучести) проводника для безбандажных катушек. При максимальной индукции 8.3 Тл центральный соленоид в токамаке Глобус-М создает магнитный поток  $\pm 0.155$  Вб при изменении тока  $\pm 70$  кА в режиме перемагничивания. Технология создания центрального соленоида токамака Глобус-М, а также технология изготовления проводника, рассчитанного на большие механические нагрузки, описаны в [32], а также в ряде других публикаций [33, 34, 35].

Другим важным параметром сферического токамака является магнитное поле, обеспечивающее глобальную МГД устойчивость плазменного шнура. Для стабилизации наиболее опасных длинноволновых МГД возмущений можно либо увеличивать продольное магнитное поле, либо уменьшать аспектное отношение. Улучшать эти два параметра одновременно невозможно, т.к. уменьшение до предела аспектного отношения неизбежно приведет к уменьшению тороидального магнитного поля из-за уменьшения отверстия в центре системы. В упрощенном виде дилемма выглядит так: магнитное поле или аспектное отношение? Напряженность магнитного поля на оси плазменного шнура, создаваемая током, текущим вдоль оси центральной колонны, образованной проводниками тороидальных катушек, ограничена величиной:  $B_{T0(max)} = 0.5(1 - 1/A)B_{max}(R=r_{цк})$ . Здесь  $B_{max}(R=r_{цк})$  – предельная допускаемая для данного типа материала напряженность магнитного поля на поверхности проводника с радиусом  $r_{цк}$ ,  $A = R_0/(R_0 - 2r_{цк})$ . Рассмотрение справедливо для равной протяженности в радиальном направлении проводников тороидальных катушек и обмотки центрального соленоида  $r_{цс} = 2r_{цк}$ . Для чистой меди  $B_{max} \approx 9$  Тл, поле на оси ограничено величиной  $B_{T0(max)} \leq 1.5$  Тл при  $A \approx 1.5$  и быстро падает при уменьшении  $A$ . На практике при использовании теплых катушек предельное магнитное поле ограничено на более низком уровне выделением тепла от тока, протекающего по центральной колонне. Даже это, более сильное ограничение, которое требует проведения тщательного анализа теплового режима работы катушек, не является последним. Практическим ограничением в современных сферических токамаках является допустимая плотность тока в контактах, соединяющих центральную колонну и обводящие лимбы тороидальных катушек. Обычно ее выбирают в пределах 3-10 кА/см<sup>2</sup>. Снижение магнитного поля неблагоприятно сказывается на параметрах плазмы. Так предельная плотность плазмы, достижимая по условию Мураками,  $n \sim B/R$ . Этой же величине пропорциональна плотность тока плазмы на оси шнура и мощность, выделяемая в плазме-мишени в режиме омического нагрева, также как и предел Гринвальда по плотности плазмы. В Глобус-М достижение максимально возможной плотности тока плазмы декларировалось как одна из целей создания токамака [36]. Снижение тороидального поля также приводит к увеличению ларморовского радиуса ионов, что может неблагоприятно сказаться на эффективности дополнительного ВЧ нагрева и нейтральной инжекции. Поэтому Глобус-М проектировался на максимально допустимый ток в тороидальных катушках. При этом расчеты гарантировали минимально возможные тепловые и электродинамические напряжения в конструкции и отсутствие фатальных деформаций даже при большом числе рабочих импульсов ( $>10^5$ ). Подробности проектирования и изготовления описаны в [37, 38].

Стратегия, которой мы руководствовались при создании Глобуса-М, может быть кратко сформулирована так: спроектировать токамак для создания плазмы с высокими характеристиками (температура до  $\sim 1$  кэВ, плотность до  $\sim 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, тороидальное бета 10-20%), отвечающий основным требованиям к исследованию всего спектра проблем физики плазмы в геометрии малого аспектного

отношения; включить в проект возможность для усовершенствования установки (расширения программы); определить все возможные риски и противоречия проекта и минимизировать их. Тактической задачей, решаемой в ближней перспективе, было создание надежного исследовательского СТ, гарантирующего получение плазмы-мишени с заданными характеристиками, позволяющими осуществить программу исследований, даже если подтвердятся наиболее неблагоприятные физические и инженерные предположения. Было решено для минимизации рисков, по возможности, использовать опробованные методы расчетов и технологии изготовления и, в дальнейшем, получения и нагрева плазменного шнура. Предполагалось решить эту задачу в течение нескольких первых лет работы установки при минимальном дооснащении установки системами дополнительного нагрева и дорогостоящими диагностиками.

Создание такого сложного, самосогласованного устройства, каким является токамак, представляет собой комплексную задачу, требующую для своего решения проведения нескольких итераций (циклов согласования и пересчета параметров). В случае же с токамаком Глобус-М процедура усложнялась требованиями подгонки параметров к характеристикам имеющихся сетевых источников питания, отсутствием машинного зала, а также, необходимостью минимизации стоимости токамака.

При подготовке технических предложений на проектирование были проработаны несколько промежуточных вариантов. Среди них наиболее интересными были технические предложения на проектирование токамака Глобус ( $A = R/a = 0.5\text{ м} / 0.31\text{ м} \approx 1.6$ ,  $I_p \approx 0.5\text{--}1\text{ МА}$ ), условно называвшийся “большой Глобус” (1991 г.), который, к сожалению, не вписывался в возможности сетевой системы питания и требовал дорогостоящих систем нагрева.

На следующем этапе (1992 г.) было подготовлено два варианта технических предложений на проектирование меньшего СТ Глобус-М ( $A = R/a = 0.33\text{ м} / 0.22\text{ м} \approx 1.6$ ,  $I_p \approx 0.3\text{ МА}$ ). Буква М в названии означала “минимизированный”. Рассмотренные варианты несколько отличались между собой по деталям конструкции. Принципиальным было различие в конструкции центральной части токамака. В одном варианте внутренним элементом конструкции был центральный соленоид. По расположению центрального соленоида этот вариант можно условно назвать Глобус-М1-“внутренний”. В другом варианте ближе всего к оси аксиальной симметрии располагались центральная колонна (соединительные проводники) тороидального соленоида. Центральный соленоид наматывался на центральную колонну и располагался в зазоре между центральной колонной и стенкой вакуумной камеры. Этот вариант условно можно назвать Глобус-М2-“наружный”. Для создания магнитного потока  $\sim 0.3\text{ Вб}$  в варианте Глобус-М1, на оси центрального соленоида создавалась очень сильная магнитная индукция  $\sim 12\text{ Тл}$  (как и в большом Глобусе). В варианте Глобус-М2, центральный соленоид имел большую площадь поперечного сечения и поэтому обеспечивал такой же магнитный поток при меньшей магнитной индукции ( $\sim 8\text{ Тл}$ ). Заданная форма плазменного шнура создавалась примерно одинаковой системой полоидальных катушек. Более

консервативная конструкция варианта Глобус-МЕ, требующая для своей реализации меньшее количество рискованных технологий была взята за основу для дальнейших расчетов и подготовки эскизного проекта сферического токамака Глобус-М. Принятие решения в пользу менее нагруженной обмотки центрального соленоида означало, что центральная колонна будет работать в более

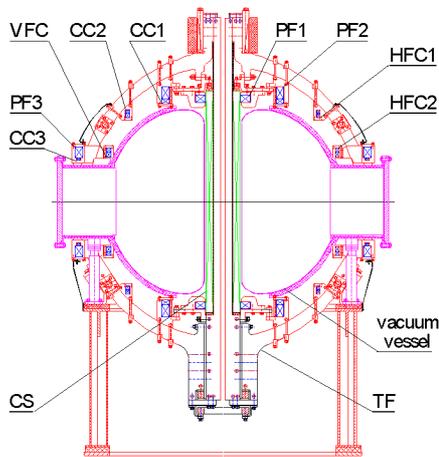


Рис. 3. Поперечное сечение токамака Глобус-М. Vacuum vessel – вакуумная камера, CC 1–3–катушки компенсации рассеянных полей, CS–центральный соленоид, PF 1–3 – основные катушки управления равновесием и формой плазменного шнура, HFC и VFC – катушки для “быстрого” управления шнуром по вертикали и горизонтали, TF – катушки тор. поля

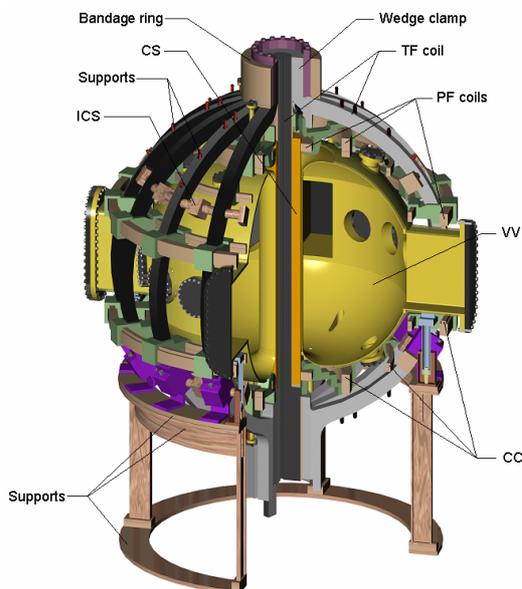


Рис. 4. Токamak Глобус-М. Supports - система поддержек; ICS - межблочная структура, препятствующая опрокидыванию катушек. Частично показана структура, препятствующая скручиванию внутренних проводников тороидальных катушек -Wedge clamp и Bandage ring. Эти же узлы создают требуемое давление в верхних контактах обмотки тороидального поля.

напряженных условиях (с большей плотностью тока). Это заставило особенно тщательно подойти к проектированию контактной зоны между центральной колонной и наружной, обводящей частью тороидальных катушек [39].

Впервые описание конструкции токамака Глобус-М, а также расчеты ожидаемых параметров плазмы были приведены в [40, 41]. В камеру СТ Глобус-М вписывается плазменный шнур с аспектным отношением 1.5 при зазорах между границей плазмы и наружным кольцом камеры 3-5 см, при этом он стабилизируется максимально возможным тороидальным полем (до 0.6 Тл). Длинный центральный соленоид (1.3 м) с максимальной вольт-секундной емкостью (0.3 Вб) обеспечивает минимальный риск при подъеме тока (хорошую связь с плазмой) и большое вертикальное удлинение шнура ( $\kappa=2.2$ ). Цельносварная вакуумная камера с тонкостенной оболочкой 2-3 мм (за исключением внешнего несущего кольца с толщиной 14 мм) и минимально возможным количеством сварных швов уменьшает риск разгерметизации, обеспечивает умеренные наведенные токи и рассеянные магнитные поля при разумной величине скин-слоя времени (0.5 мс), достаточной для стабилизации быстрых вертикальных перемещений шнура. Большие патрубки и люки в экваториальной плоскости позволяют подводить к плазме мощность дополнительного нагрева до 4 МВт и обеспечивают оперативный доступ персонала внутрь вакуумной камеры. Концептуально важным было решение сделать конструкцию электромагнитной системы полностью разборной для обеспечения ее ремонтпригодности, т.к. в России

отсутствовал опыт эксплуатации сферических токамаков. Все обмотки электромагнитной системы охлаждаются водой, что в принципе позволяет в будущем довести длительность рабочего импульса до 1 сек. Подробности изложены в ряде публикаций [42, 43, 44, 45]. Детали полоидальной системы и компоновка сферического токамака Глобус-М показаны на Рис. 3.

Вид токамака с системой поддержек и межблочной структурой показан на Рис. 4.

В качестве основы системы питания были использованы основные узлы и агрегаты сетевой системы питания, сооруженной для токамака Туман-3. Система была переделана для независимого питания большого числа катушек электромагнитной системы Глобус-М и введена в эксплуатацию. Система питания и управления, применяемая на Глобус-М, характерна по своим параметрам и типу источников для самых крупных плазменных экспериментов. Описание принципов построения системы питания установки Глобус-М изложено в работе [46].

Обеспечение равновесия плазменного шнура невозможно без системы электромагнитной диагностики. Диагностика обеспечивает измерение токов и напряжений в различных элементах электромагнитной системы, также измеряются магнитные поля и потоки, необходимые для определения положения и формы плазменного шнура. Важной функцией этой системы также является выдача сигналов управления для систем автоматического управления положением шнура с отрицательной обратной связью. Пусковой вариант системы магнитной диагностики описан в работе [47]. Не менее важна функция восстановления равновесных параметров плазмы по магнитным измерениям. На токамаках сигналы с датчиков магнитной диагностики обрабатываются с помощью различных цифровых кодов равновесия. Одним из наиболее универсальных полных кодов является код EFIT [48], который был адаптирован для сферического токамака Глобус-М. В дальнейшем реконструкция и расчеты по коду EFIT позволили уточнить ряд параметров, характерных для типичных режимов Глобус-М [7]. Показано, что в токамаке Глобус-М, при величине магнитного поля 0.4 – 0.5 Тл и тока плазмы 0.25 МА в омическом нагреве, периферийный шир магнитного поля достигает значительной величины ( $s > 3$ ). Также продемонстрировано, что в сферическом токамаке Глобус-М велика естественная вертикальная вытянутость ( $\kappa \sim 1.5$ ) и треугольность ( $\delta \sim 0.2$ ) плазменного шнура, а также возможно формирование “абсолютной магнитной ямы” в омическом режиме при умеренных значениях полоидального бета ( $\sim 0.6$ ). Все вышеперечисленные факторы оказывают благоприятное влияние на увеличение устойчивости плазменного шнура и способствуют существенному увеличению тока, давления и плотности плазменного шнура по сравнению с обычными токамаками. Перечень основных проектных и достигнутых в ходе работы параметров приведен в таблице 3 в разделе Заключение.

## Программа исследований

Одновременно с созданием токамака Глобус-М подготавливалась и уточнялась программа исследований. Исследования могут проводиться по различным направлениям как фундаментального характера, связанного с изучением свойств плазмы в геометрии малого аспектного отношения, так и прикладного, связанного с развитием методов создания и управления плазменным шнуром в условиях диверторной конфигурации. На пути реализации программы намечены крупные этапы. Это: (1) – разработка, сооружение и ввод в действие одного из первых в мире и первого в России сферического токамака с параметрами плазмы, позволяющими продвинуться ближе к термоядерной области; (2) – проведение комплексных исследований плазмы сферического токамака в условиях применения как проверенных, так и новых методов дополнительного нагрева плазмы; (3) – подтверждение преимуществ сферического токамака в условиях, отличных от других сферических токамаков (тесно вписанная в камеру плазма, большая плотность тока) и альтернативных методов генерации неиндукционного тока. Предельные параметры токамака, такие как максимальный ток, максимальная плотность плазмы, максимальное относительное давление плазмы предполагается достигнуть на конечном – 3 этапе исследований.

Этапы программы и конкретные задачи, реализуемые на различных этапах, обсуждались на международных конференциях и совещаниях [31, 49, 50, 51, 52, 53, 54]. Главными задачами первого этапа являлись: (а) – ввод в действие токамака с минимальным набором диагностик и получение начальной плазмы в режиме омического нагрева в лимитерной конфигурации; (б) – оптимизация условий пробоя и начальной фазы разряда для получения устойчивых режимов с большим (предельным) током плазмы; (в) – получение плазменного шнура в различных диверторных конфигурациях, изучение условий получения устойчивой диверторной конфигурации с одной и двумя х-точками; (г) – адаптация классических методов дополнительного нагрева для условий Глобус-М.

Для успешной реализации программы в целом особую важность имеют задачи создания и поддержания диверторной конфигурации плазмы. Напомним, что в настоящее время и в ближайшей перспективе Глобус-М является единственной установкой в России, в которой возможно получение диверторной конфигурации плазменного шнура. Вначале предполагается получение конфигураций шнура с одной и двумя х-точками и затем получение шнура, полностью оторванного от стенок и ограниченного магнитной сепаратриссой.

При разработке программы исследований и выборе методов дополнительного нагрева плазмы были приняты во внимание свойства плазмы в СТ, необычные для традиционных токамаков. Для СВЧ методов нагрева важной характеристикой является соотношение между плазменной и электронной циклотронной частотой,  $\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 \gg 1$ , выполняемое в большей части объема плазмы в СТ. Из-за малого магнитного поля и высокой плотности плазмы СВЧ волны, вводимые снаружи

(обыкновенная и необыкновенная), не проникают в центральные области плазменного шнура [55]. Это делает невозможным применение методов нагрева и диагностики СВЧ волнами на частотах электронно-циклотронного диапазона. В области промежуточных (нижнегибридных) частот доступность области резонанса выполняется только для сильнозамедленных волн (волн с малой фазовой скоростью  $V_f=c/N_z$  при  $N_z\sim 8-10$ , для условий Глобус-М), что также делает применение классической схемы нижнегибридного нагрева бесперспективным. В качестве альтернативного метода генерации тока для сферического токамака Глобус-М рассматривался метод, предложенный сотрудниками лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ [56]. Метод базируется на эффекте “полоидального резонанса” волн промежуточного диапазона и эксплуатирует оригинальную идею замедления волн в полоидальном направлении за счет сильной неоднородности параметров плазмы по сечению сферического токамака. Это позволяет преодолевать вышеупомянутый критерий доступности (критерий Голанта-Стикса) области поглощения таких волн. Расчеты предсказывают высокую эффективность метода при генерации токов увлечения в достаточно удобном и “дешевом” диапазоне частот в районе 2.45 ГГц. Для ввода волн промежуточного диапазона частот при различных полоидальных углах в конструкции вакуумной камеры были предусмотрены специальные патрубки и изготовлен многолучевой клистрон на импульсную мощность до 400 кВт. Планируемые на Глобус-М методы дополнительного нагрева сведены в Табл. 1.

Табл. 1 Методы дополнительного нагрева, планируемые к применению на токамаке Глобус-М

Метод/ диапазон	Фундаментальные гармоники ИЦ частоты	Высокие гармоники ИЦ частоты	Нейтральная инжекция	Промежуточные частоты
Сценарий/ основной механизм	Возбуждение БМЗ волны/резонансное взаимодействие	Возбуждение БМЗ волны/ нерезонансное взаимодействие	Торможение быстрых ионов/ Нерезонансное взаимодействие	Возбуждение волны в полоидальном направлении/ Нерезонансное взаимодействие
Основное выделение мощности	Ионы	Электроны	Ионы / Электроны	Электроны
Воздействие	Нагрев	Нагрев и генерация тока	Нагрев	Генерация тока
Источник нагрева	$F=8-10\text{ МГц},$ $P=1.5\text{ МВт}$	$F=15-30\text{ МГц},$ $P=1\text{ МВт}$	$E=25-30\text{ кэВ},$ $P=1\text{ МВт}$	$F=2.45\text{ ГГц},$ $P=0.4\text{ МВт}$

На первом этапе планировалось применение опробованных на других токамаках методов нагрева плазмы. Одним из таких методов является ВЧ нагрев плазмы в области частот ионно-циклотронного резонанса. Его применение в Глобус-М возможно в двух вариантах [57]. Во-первых, можно использовать хорошо известный механизм резонансного поглощения на фундаментальной гармонике частоты легкой примеси (малой добавки). Во-вторых, использовать затухание Ландау и магнитную накачку как механизмы поглощения БМЗ волны электронами плазмы при большом

значении показателя преломления в области высоких гармоник ИЦ частоты [58, 59]. Для оценки ожидаемых параметров плазмы при ВЧ нагреве было проведено моделирование по нульмерному транспортному коду, и 1.5-D транспортному коду ASTRA [60]. Параметры плазменного шнура:  $R \sim 0.35$  м,  $a \sim 0.22$  м,  $A = 1.6$ ,  $\kappa = 1.5-2.2$ ,  $I_p = 0.3$  МА,  $B_T = 0.5$  Тл,  $P_{OH} = 0.5$  МВт. Зона резонансного поглощения ВЧ мощности ионного циклотронного нагрева ограничивалась областью вблизи оси шнура с шириной 10 см. Для расчетов были использованы транспортные коэффициенты Мережкина-Муховатова [61]:  $\chi_e = \chi_{MM} = 15.8 \cdot 10^{20} (T_e/A_i)^{1/2} \cdot (r/R)^{7/4} \cdot (R q n)^{-1}$  – электронная температуропроводность;  $A_i = M_i/M_p$ ;  $\chi_i = (\chi_B^{-1} + \chi_p^{-1})^{-1} + \chi_{ps}$  – ионная неоклассическая температуропроводность;  $\chi_B$  – то же в банановом режиме;  $\chi_{ps}$  – в режиме Пфирша-Шлютера;  $\chi_p$  – в режиме плато. Расчеты проводились для  $Z_{eff} = 2.5$ , радиуса перемешивания  $r_s = 1.4 \cdot r_{q=1}$ . Доля бутстреп тока рассчитывалась по формуле Хиршмана [62]. Расчеты были проведены для ВЧ мощности 0.5 и 0.9 МВт [40, 41]. Результаты для 0.9 МВт приведены на Рис.5.

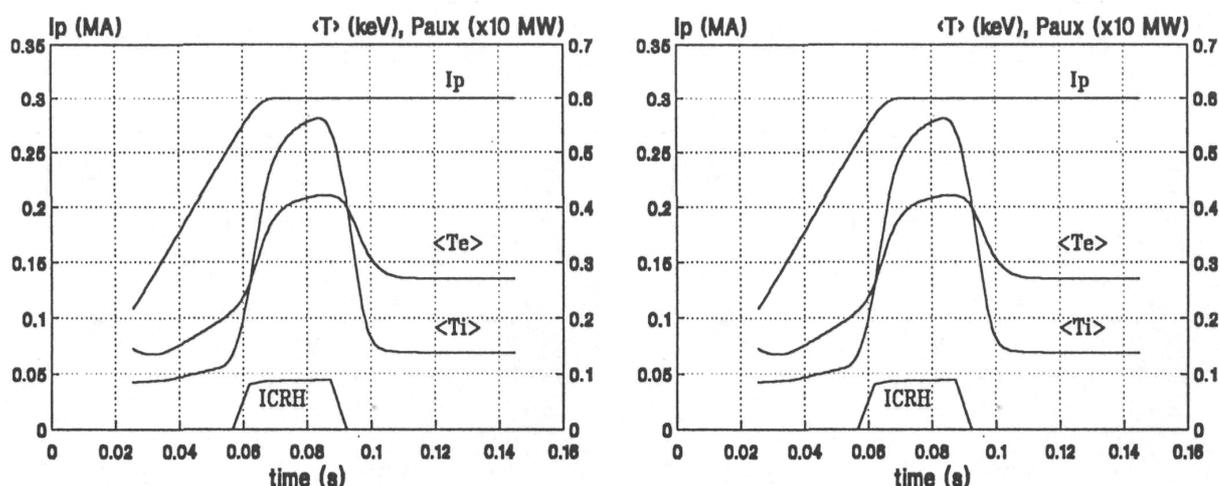


Рис. 5. Рассчитанная с помощью кода ASTRA эволюция электронной и ионной температуры (слева), доли бутстреп тока и тороидальной бета (справа) при ВЧ нагреве плазмы.

Как показали расчеты, тороидальная бета  $> 6\%$  достигается уже при умеренной вводимой дополнительной мощности  $\sim 0.5$  МВт, что превышало параметры отечественных токамаков, достигнутые в то время.

Одной из характерных особенностей сферического токамака Глобус-М является высокая степень универсальности установки для проведения различных экспериментов, обусловленная, с одной стороны, широким диапазоном достижимых плазменных параметров, а с другой стороны, возможностями, заложенными в конструкцию. Такая универсальность многократно подтверждалась по ходу эксплуатации токамака и позволяла дополнять и расширять программу исследований. Так, например, при средней площади поверхности плазменного шнура около  $5$  м<sup>2</sup>, площадь патрубков камеры составляет  $0.8$  м<sup>2</sup>. Это позволит ввести в камеру большую мощность дополнительного нагрева ( $\sim 4$  МВт) и добиться большой удельной величины вкладываемой мощности до  $8$  Вт/см<sup>3</sup> в плазменный шнур объемом около  $0.5$  м<sup>3</sup>. Очевидно, что для защиты поверхности вакуумной камеры

от больших потоков мощности требуется разработка специальных защитных покрытий, что также является важной частью исследовательской программы.

В качестве второго метода дополнительного нагрева планировался хорошо изученный метод инжекции пучка высокоэнергичных атомов. В качестве первого шага предлагалось использовать пучок атомов, с умеренной энергией  $< 25$  кэВ и мощностью  $< 0.5$  МВт. Благодаря наличию в конструкции вакуумной камеры люков большого сечения, удалось без потерь ввести пучок атомов сечением  $150 \times 80$  мм<sup>2</sup>.

Конструкция токамака также позволила впоследствии удачно состыковать с камерой двухступенчатый плазменный инжектор, разработанный в ФТИ. Подача топлива в центральную зону плазменного шнура, а также достижение предельных плотностей в настоящее время является одним из важных направлений исследований.

Ниже изложены результаты исследований, проведенных в рамках первой фазы программы, связанной с запуском сферического токамака Глобус-М, экспериментами в режиме омического нагрева, изучением области рабочих параметров и первыми, постановочными экспериментами по дополнительному нагреву плазмы.

### **3. Первые эксперименты: компенсация рассеянных полей, пробой, начальная фаза разряда**

После физического пуска в 1999 г. исследования плазмы на сферическом токамаке Глобус-М начались с первой фазы разряда – пробоя и подъема тока плазмы. В течение первого года эксплуатации установки, из-за задержки с подготовкой сетевых источников питания, для питания электромагнитной системы использовалось 3 конденсаторных батареи. В 2000 г были введены в действие 5 из 8 тиристорных преобразователей, позволяющих увеличить тороидальное поле и запитать 7 из 9 обмоток электромагнитной системы. При этом значительно улучшилась форма и управляемость плазменного шнура. Также в 2000 г была введена в действие первая очередь автоматической системы управления положением шнура. При токе плазмы  $\sim 200$  кА, токи в катушках управления VFC могли обеспечивать до 20% необходимого для равновесия вертикального поля с характерным временем нарастания  $< 0.5$  мс. Остальная часть вертикального поля создавалась токами “медленных” обмоток PF3 и CC1÷CC3 (рис. 3).

Пробой рабочего газа – водорода, заполняющего рабочую камеру, осуществлялся подачей индуктивного напряжения, приложенного ко вторичному витку – газовому шнуру низкого давления  $3 \cdot 10^{-5} \div 6 \cdot 10^{-5}$  торр. Напряжение обхода должно быть достаточным как для образования Таунсендовской лавины (пробоя), так и для последующего увеличения тока с необходимой скоростью.

К неблагоприятным факторам в токамаке Глобус-М, как и в других сферических токамаках, относятся: (1) – ограниченная вольт-секундная емкость центрального соленоида, (2) – низкое значение тороидального поля, (3) – повышенное значение величины рассеянных магнитных полей,

создаваемых близко расположенной к плазме обмоткой центрального соленоида и токами, наведенными в вакуумной камере, (4) – отсутствие лимитера. Индукционный пробой и теория развития Таунсендской лавины хорошо известны и подробно описаны в литературе [63]. В отличие от традиционных токамаков, в сферических токамаках трудно создать внутри камеры протяженную область, в которой рассеянное поле скомпенсировано до величины  $<1$  мТл. Эффективный радиус такой зоны,  $a_{eff}$  падает, что приводит к уменьшению длины силовой линии, по которой образовавшиеся электроны могут уходить на стенку  $L_{eff} \approx 0.25 \cdot a_{eff} \cdot B_T / B_S$ , где  $B_S$  – величина рассеянного магнитного поля. Уменьшение  $L_{eff}$ , в свою очередь требует увеличения электрического поля, необходимого для уверенного индукционного пробоя в сферических токамаках по сравнению с обычными токамаками.

К благоприятным факторам можно отнести малую длину тороидального обхода и, как следствие, повышенное значение электрического поля. Кроме этого, из-за сильной тороидальности, магнитное поле, как и электрическое значительно нарастает к внутренней границе плазмы  $B_T$ ,  $E \sim 1/R$ , что облегчает индукционный пробой.

В экспериментах с конденсаторными батареями была отработана методика компенсации рассеянных полей, базирующаяся на измерении пространственного и временного распределения полоидальных компонентов рассеянного поля с помощью большого набора двухкоординатных зондов. На основании измерений была построена расчетная модель с учетом токов, наведенных в вакуумной камере. Модель позволяла определить значение рассеянного полоидального поля и подобрать токи в катушках полоидальной системы, компенсирующие это поле. В камере при этом

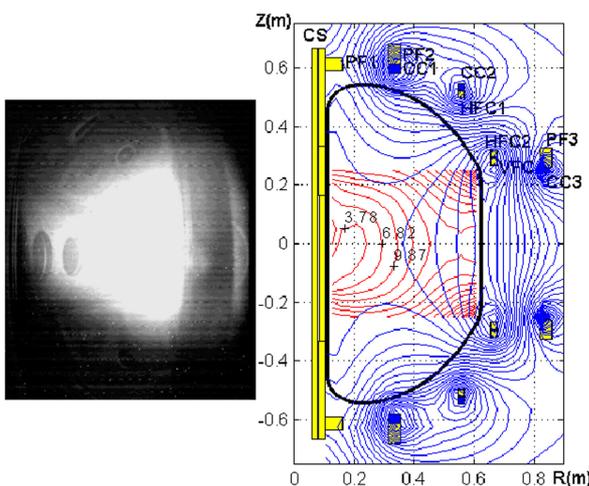


Рис.6. Слева - видеокادر пробоя плазмы. Справа - линии равного значения  $|B_S|$  с цифрами напряженности поля в Гс. Вокруг катушек показаны линии равного магнитного потока.

образуется область с «нулем» поля, в которой  $|B_S| = \sqrt{B_r^2 + B_z^2}$ , где  $B_r$  и  $B_z$  – радиальные и вертикальные компоненты полоидального поля, не превышает 1 мТл. Максимальное напряжение, создаваемое центральным соленоидом в первой серии экспериментов ( $\sim 8$  В), было достаточным для индукционного пробоя даже без СВЧ предыонизации, которая понижала пробивное напряжение до 1-2 В. На Рис. 6, слева показана фотография плазмы (сразу после пробоя). Справа показано сечение камеры и линии равной напряженности рассеянного магнитного поля перед пробоем [64].

В экспериментах с сетевыми источниками питания магнитное поле увеличилось до 0.35 Тл и предыонизация газа осуществлялась высокочастотными магнетронами (9.4 ГГц и 15 ГГц). Было показано, что независимо от частоты магнетрона и, следовательно, положения резонансного

циклотронного слоя внутри камеры, а также независимо от положения нуля полоидального поля, при фиксированном  $B_T$ , пробой всегда возникал у внутренней стенки, в области сильного тороидального магнитного и электрического поля. Данные интерферометрических измерений также подтверждают, что образование плазменного шнура начинается от внутренней стенки, постепенно заполняя всю камеру. Эксперименты по пробоем газа позволяют провести сравнение эффективной длины силовых линий в момент пробоя в обычных токамаках и СТ. В современных токамаках создаются благоприятные условия для пробоя (большие  $L_{eff} > 200 м$ ) [63]. Пробой в Глобусе-М происходит при гораздо меньшем значении  $L_{eff} < 50 м$  и, соответственно, в меньшей по протяженности области “нуля” полоидального поля [64].

Стадия подъема тока в СТ тоже отличается от аналогичной стадии в обычных токамаках. Прежде всего в СТ возможно наращивать ток с высокой скоростью без возникновения большого срыва тока плазмы благодаря повышенной МГД устойчивости. Быстрый рост тока позволяет ускорить рост плотности плазмы и уменьшить резистивные потери магнитного потока на этой фазе разряда. В экспериментах по оптимизации подъема тока из полного магнитного потока  $\sim 120 мВс$ , создаваемого центральным соленоидом без перемагничивания, на нарастание тока плазмы до величины 180 кА затрачивалось  $\sim 100 мВс$  за времена  $\sim 40 мс$ . Усредненная по фронту скорость нарастания тока составила приблизительно 5 МА/с. В конце экспериментов была проведена боронизация стенок вакуумной камеры по стандартной для российских токамаков методике [65], что позволило улучшить параметры плазмы. Средняя скорость нарастания тока увеличилась до 10 МА/с. Расход магнитного потока на фазе подъема тока составил величину около 85 мВс, включая потери на пробой и ионизацию ( $\sim 5 мВс$ ), улучшив показатели, достигнутые до боронизации. Оставшийся в запасе магнитный поток можно было израсходовать на дальнейшее увеличение амплитуды тока плазмы. В разрядах #1985, #1997 был получен рекордный ток с амплитудой  $\sim 250 кА$  для схемы питания центрального соленоида без перемагничивания. Обработка результатов эксперимента показала, что эффективность расхода магнитного потока может быть высока даже в СТ типа Глобус-М, с плазменным шнуром очень близко расположенным к стенке камеры. Так, определенный на основании серии экспериментов 1999 - 2000г коэффициент Ежима-Вестли,  $C_{E-W}$ , определяющий полный расход магнитного потока на фазе роста тока,  $\Psi_s = C_{E-W} \mu_0 I_p R$ , составил величину  $C_{E-W} \sim 0.8$  [66]. Это существенно ниже, чем в обычных токамаках и примерно такой же величины, как и на других сферических токамаках. Следует также отметить, что резистивные потери потока малы и резистивное падение напряжения составляло величину  $U_{обх}^{res} \sim 1.5 В$ . Резистивные потери потока обычно характеризуются коэффициентом Ежима,  $C_{Ejima}$  [67], входящим как слагаемое в формулу для полного расхода потока  $C_{E-W} = C_{Ejima} + C_I l_i$ , где  $C_I$  – коэффициент порядка единицы,  $l_i$  – внутренняя индуктивность шнура. Обычно минимально достижимой величиной считается  $C_{Ejima} = 0.4$  [63]. Затраты потока на пробой, ионизацию, потери на излучение, ток по камере и т.д., не связанные с

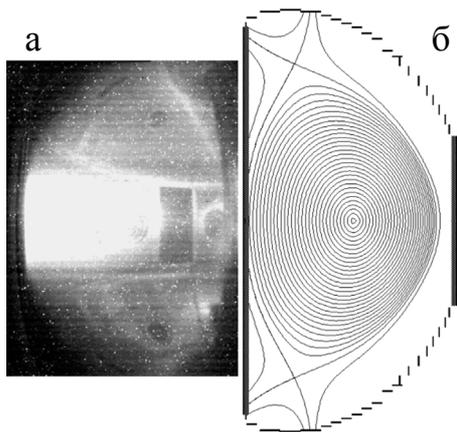


Рис. 7. Видеокадр плазменного сечения (а), рассчитанная магнитная конфигурация шнура (б).

индуктивными потерями потока, влияют на величину коэффициента  $S_I$ , поэтому оптимизация всех перечисленных процессов существенно снижает коэффициент Ежима-Вестли. Очевидно, что в СТ, при возможности наращивать ток быстро, на фазе роста тока снижается внутренняя индуктивность и падает коэффициент Ежима-Вестли. Результаты дальнейшей оптимизации приведены в п.7.

В результате первых экспериментов 1999-2000 гг. был получен МГД устойчивый плазменный шнур с вытянутостью по вертикали,  $k \sim 1.5$  и треугольностью,  $\delta \sim 0.3$  в конфигурации с двумя  $x$ -точками [64]. На Рис. 7.б приведены результаты расчета магнитной конфигурации по коду равновесия со свободной границей плазмы в конечной фазе разряда. На Рис. 7.а показан видеокадр сечения шнура, соответствующий этому моменту времени. Видно удовлетворительное соответствие расчета с экспериментом.

Главным результатом серии первых экспериментов 1999-2000 гг. можно считать достижение тока плазмы 250 кА при ограниченном магнитном потоке  $\sim 120$  мВс центрального соленоида, что позволило надеяться на достижение полного проектного тока установки (300 кА) при чисто индукционном способе подъема тока при полном перемагничивании центрального соленоида.

#### 4. Исследование убегающих электронов

Исследования убегающих электронов были проведены в омическом режиме токамака Глобус-М. Интерес к изучению убегающих электронов обусловлен тем, что без этого невозможно рассчитать энергобаланс плазменного шнура и определить границу рабочих параметров токамака со стороны низких плотностей, Также по их поведению можно получить представление о топологии магнитного поля (качестве магнитной ловушки). Взаимодействие убегающих электронов с неустойчивостями в плазме тоже представляет интерес.

Эксперименты проводились в различных режимах. Хорошо известно, что скорость рождения убегающих электронов экспоненциально зависит от параметра  $E/E_{crit}$ . Здесь  $E_{crit} = 2.6 (n_e/T_e) \cdot \ln \Lambda [B/m, 10^{20} m^{-3}, кэВ]$  - классическое Дрейсеровское поле [68], или такое электрическое поле, в котором электрон на длине свободного пробега набирает энергию больше тепловой. Небольшое увеличение  $E/E_{crit}$  повышает скорость генерации на порядки величины. В обычных токамаках с большим сечением шнура режим убегания легко достигается при значении тороидального электрического поля  $E/E_{crit} > 0.03-0.04$ . Предварительные эксперименты [69, 70] не подтвердили переход значительной доли электронов в режим убегания при значении продольного электрического поля  $E \approx 0.04 \cdot E_{crit}$ .

С целью добиться т.н. ускорительного режима был проведен специальный эксперимент. В таком режиме все электроны должны переходить в режим тотального убегания. Одной из целей эксперимента было увеличение значения параметра  $E/E_{crit}$ . Желательно было также получить режим лавинного ускорения электронов. Этот механизм, который считается основным механизмом ускорения для больших термоядерных установок, достигается тогда, когда время удержания убегających электронов превышает характерное время развития лавины,  $t_0 \sim 0.015(2+Z_{eff})/E$ , [с, В/м] [71]. Здесь,  $Z_{eff}$  – эффективный заряд плазмы. Предполагалось уменьшить это время путем уменьшения  $Z_{eff}$ . Эксперименту предшествовала интенсивная боронизация вакуумной камеры, после которой радиационные потери из плазмы уменьшились в 5 раз, что свидетельствует о значительном снижении эффективного заряда плазмы. Также существенно упала фоновая плотность плазмы, т.е. значение до которого падала плотность после выключения газонапуска. Фоновая плотность плазмы не превышала  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , что примерно вдвое ниже, чем в предыдущих экспериментах. Снижение эффективного заряда и уменьшение плотности плазмы существенно увеличивают скорость рождения убегających электронов за счет уменьшения частоты столкновений. Используемый в эксперименте набор диагностик подробно описан в [72]. В эксперименте измерялся энергетический спектр фотонов жесткого рентгеновского излучения, возникающих при взаимодействии убегających электронов со стенками камеры, и фиксировалась их предельная энергия. Характерной особенностью разрядов было то, что после достижения максимума плотности (примерно ко времени выхода тока на плато) плотность плазмы быстро падала до величины  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , что вызывало значительное увеличение отношения  $E/E_{crit}$  ( $0.1 < E/E_{crit} < 0.4$ ). Максимальная энергия убегających электронов как функция тока плазмы приведена на Рис. 8. [73].

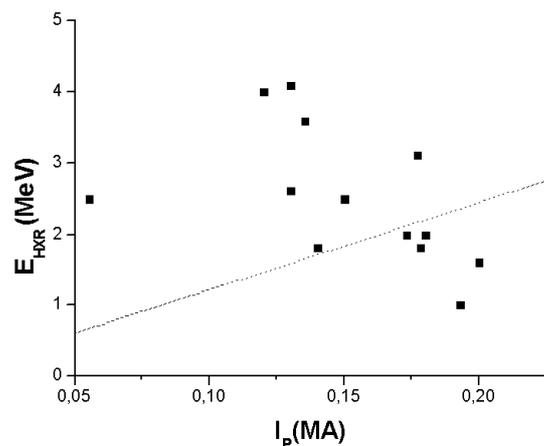


Рис. 8. Зависимость максимальной энергии убегających электронов от тока плазмы для режима с низкой плотностью  $< 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$

На рисунке квадратами показана наибольшая энергия фотонов, зарегистрированная при различных токах плазмы в Глобус-М. Достаточно большое значение максимальной зарегистрированной энергии  $\sim 4$  МэВ говорит о хорошем качестве Глобуса-М как тороидальной ловушки (для набора такой энергии электрон должен совершить  $>4$  млн. оборотов). Точечной прямой показана зависимость энергии убегających электронов от тока плазмы в обычных токамаках, так называемый предел по релятивистскому сдвигу орбиты. При этом предельная энергия должна линейно зависеть от тока плазмы,  $E_R^{max} = \gamma^{max} \cdot m_e c^2$ , где:  $\gamma^{max} = (1 - v_e^2/c^2)^{-1/2} \approx 100 \cdot I_p (1 - R/r_i) R/r_i$ , [МэВ, МА, м],  $r_i$  – радиус камеры [74], чего не наблюдается в эксперименте (рис.8.). Энергия убегających электронов скорее растет, чем падает с уменьшением тока плазмы, что можно объяснить ростом запаса устойчивости при малых

тока и подавлением МГД флуктуаций, что приводит к улучшению удержания убегающих электронов на периферии шнура.

Также в экспериментах было показано, что в Глобус-М не работает общеизвестный предел по гофрировке тороидального поля для энергии убегающих электронов [75].

Экспериментальные данные сравнивались с численными расчетами по 0-мерному коду SCENTO, разработанному А.Б. Минеевым [76], и, в основном, совпадали. Расчетные значения тока плазмы, переносимого убегающими электронами, в токамаке Глобус-М не превышали величины 20-30% от полного тока даже в режимах с очень низкой плотностью, как и наблюдаемые в эксперименте значения. В коде использовалась самосогласованная модель для расчета тока убегающих электронов. Результаты эксперимента и расчета показали, что убегающие электроны не играют решающей роли в энергобалансе омического нагрева. Одной из причин, ограничивающих количество убегающих электронов, может быть сильная неоднородность распределения электрического поля по большому радиусу в СТ. Как и магнитное поле, электрическое вихревое поле в токамаке изменяется как  $E(R) \sim R^{-1}$ , что должно приводить к существенным отличиям локальной скорости генерации убегающих электронов от зависимости в обычных токамаках. Если считать распределения плотности и температуры по сечению плазменного шнура параболическими,  $n_e, T_e(r) \sim (1-r^2/a^2)^2$ , то на периферии шнура в СТ скорость рождения,  $\Gamma \approx 0.43 \cdot n_e v_{ei} (E_{crit}/E)^{3/2(1+Z_{eff})} \exp\{-[E_{crit}/4E + \sqrt{(1+Z_{eff})E_{crit}/E}]\}$ ,  $[10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ с}^{-1}]$  будет выше, чем в центре. На Рис. 9. [73] приведено расчетное распределение скорости генерации убегающих электронов как функции нормализованного радиуса плазмы в Глобус-М.

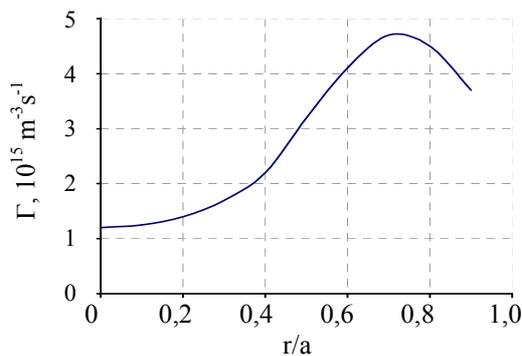


Рис. 9. Зависимость скорости генерации убегающих электронов от малого радиуса

Видно, что максимум генерации убегающих электронов смещен к периферии плазмы, поэтому увеличенные потери пучка из этой области (сдвиг орбит, рост турбулентности) могут существенно ограничить количество и время жизни убегающих электронов в СТ.

Эксперименты показали невозможность получения режима тотального убегания электронов в омическом нагреве даже при очень низкой плотности плазмы и малом эффективном заряде в токамаке Глобус-М (в омическом режиме с плотностью  $>3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  убегающие электроны не генерируются). Также невозможно было получить режим лавинного умножения убегающих электронов.

При исследовании убегающих электронов получен еще один важный результат, который пока что не нашел окончательного объяснения, хотя экспериментальный факт засвидетельствован многократно. Речь идет об отсутствии генерации пучка убегающих электронов в Глобус-М,

сопровождающей большой срыв в обычных токамаках. Как следует из эксперимента [77], теории и численных расчетов [78], подброс продольного электрического поля в плазменном шнуре при большом срыве ведет к образованию пучка ускоренных электронов. При этом работают оба механизма генерации, как классический (Дрейсеровский), так и лавинное умножение, что приводит к генерации сильного пучка ускоренных электронов, переносящих до половины всего плазменного тока. В Глобусе-М такого не наблюдается.

## 5. МГД устойчивость плазменного шнура

Эксперименты по изучению МГД устойчивости с участием автора проводились на американском сферическом токамаке CDX-U. Этот токамак по геометрическим параметрам плазменного шнура был близок к создаваемому в то время Глобус-М, однако существенно уступал Глобус-М по величине тороидального поля и тока плазмы. Диагностические средства позволяли регистрировать и, в простых случаях, идентифицировать структуру МГД возмущений плазмы во внутренних и наружных областях плазменного шнура. Данные экспериментов 1996 – 1997 позволили зафиксировать характерный сценарий развития тиринг неустойчивостей, подтвержденных затем на токамаке Глобус-М в условиях более плотной и горячей плазмы. Из-за низкой электронной температуры и проводимости плазмы, развивающиеся в CDX-U, тиринг моды относятся к классу резистивных тиринг мод. Также на токамаке CDX-U были проведены эксперименты по изучению токов, наведенных в конструкциях вакуумной камеры во время вертикального срыва, т.н. гала-токов. Выяснилось, что в отличие от обычных токамаков гала-токи не представляют серьезной опасности, во-первых, из-за своей малой величины (<5% от полного тока плазмы). И, во-вторых, в сферических токамаках гала-токи и, соответственно, электродинамические силы, воздействующие на камеру равномерно распределены (однородны) по тороидальному обходу [79, 80].

Эксперименты по изучению МГД устойчивости плазменного шнура были продолжены на сферическом токамаке Глобус-М при большем токе плазмы и большем магнитном поле. Также в Глобус-М существенно выше температура плазмы, что позволяет достигать условий развития неоклассических тиринг мод [7]. Важно, что на Глобус-М условия эксперимента и набор диагностик более благоприятны для проведения таких исследований. Система тороидальных и полоидальных зондов Мирнова (более 40 шт.) расположена очень близко к границе плазмы и позволяет идентифицировать МГД возмущения с тороидальными волновыми числами до 4 и с полоидальными волновыми числами до 5. На токамаке также установлена 32-х канальная камера обскура мягкого рентгеновского диапазона с пространственным разрешением около 2 см для определения структуры МГД возмущений в центральной зоне плазменного шнура.

В режимах с большими токами плазмы (низкими  $q_a \sim 3.5-4$ ) произведена предварительная идентификация внутренних МГД возмущений плазменного шнура. В некоторых режимах наиболее

развитыми возмущениями на квазистационарной фазе разряда являются возмущения с тороидальным волновым числом  $n=1$  и низкими полоидальными волновыми числами  $m=1, 2$  – тиринг моды. Оценка характерных размеров магнитных островов  $m=1/n=1$  показала, что на конечной фазе развития размер острова в вертикальном направлении достигает 10 см. Обнаружено, что идентификация мод высшего порядка  $m/n > 4$  затруднена из-за более сложной пространственной структуры, чем в обычных токамаках.

На токамаке Глобус-М было продолжено начатое на CDX-U изучение тороидального зацепления МГД возмущений с низкими тороидальными и полоидальными числами. Анализ МГД возмущений показал, что в плазме одновременно развиваются тиринг моды  $m=2/n=1$  и  $m=1/n=1$ . При этом МГД возмущения плазмы вращаются как целое в тороидальном направлении. Замедление скорости вращения тиринг мод (вплоть до остановки) и рост амплитуды таких МГД возмущений, видимо, и являются одной из причин перезаключения, приводящего к малому срыву. Часто развитие малого срыва может послужить толчком к большому срыву при недостаточном запасе устойчивости на границе шнура ( $q_a < 3.5$ ). Установлено, что существуют режимы, в которых достижение предельной плотности ограничивается развитием интенсивных тороидально зацепленных тиринг мод (см. п.6).

Самыми опасными видами неустойчивостей являются МГД возмущения с характерными временами развития, не превышающими долей периода. Иногда в спокойных МГД режимах без признаков развитых тиринг мод в результате взрывного развития таких мод и нарушения термоизоляции внутренних областей или всего шнура в целом в токамаках происходят малые и

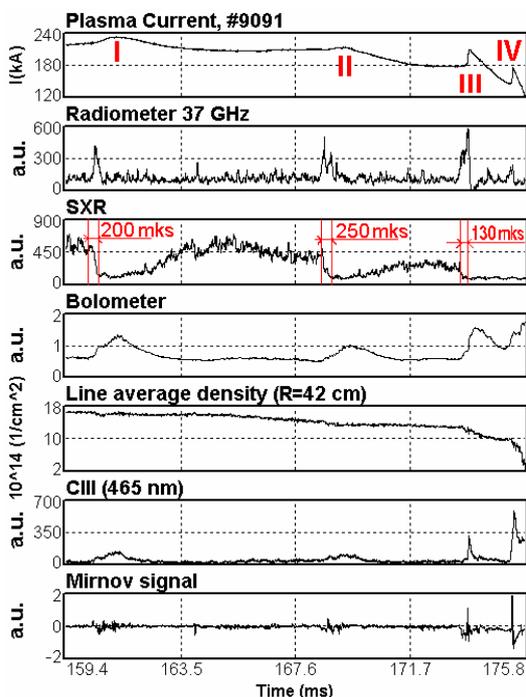


Рис. 10. Серия малых срывов и характерные времена сброса тепла. Сверху вниз: ток плазмы, сигнал СВЧ радиометра, сигнал мягкого рентгеновского излучения, сигнал обзорного болометра, средняя линейная плотность, интенсивность линии СШ, Сигнал МГД зонда

большие срывы. Идентификация таких возмущений чрезвычайно затруднена из-за малых времен развития таких неустойчивостей. Обработка данных различных разрядов показала, что характерное время развития таких неустойчивостей составляет 50-100 мкс (несколько сотен Альфвеновских времен). Время сброса сигнала мягкого рентгеновского излучения при возникновении малых срывов (время термоколлапса) составляет величину  $\sim 100 - 250$  мкс для различных разрядов. Сброс сигнала мягкого рентгена при неизменной плотности и эффективном заряде свидетельствует о сбросе тепла из центральной зоны шнура и перераспределении плотности тока по сечению. Шнур с более плоским профилем тока имеет меньшую индуктивность, что в условиях сохранения полоидального потока приводит к появлению индуктивного выброса на токе. Как правило, чем быстрее сброс, тем больший индуктивный выброс возникает на

токе плазмы. Осциллограммы сигналов в разряде с серией малых срывов, демонстрирующих разные времена термоколлпаса приведены на Рис. 10.

В основе таких малых и больших срывов лежит явление перезамыкания линий магнитного поля. Это явление может протекать с различными скоростями, начиная от единиц и кончая десятками и сотнями альфвеновских времен [81]. Современные теоретические модели перезамыкания в магнитных ловушках не могут однозначно ответить на вопрос о скорости таких процессов [82]. Остается открытым вопрос и о скорости процессов перезамыкания в небольшой центральной зоне плазменного шнура. Полученные на различных установках экспериментальные данные не укладываются в конкретные рамки моделей, развитых для этой зоны плазменного шнура.

Эксперименты, проведенные на токамаке Глобус-М, а также данные с токамака NSTX [83] показали, что скорости процессов перезамыкания (определяемые по времени сброса сигналов мягкого рентгеновского излучения) для сферических токамаков в целом ниже, чем в обычном токамаке. Более медленное остывание плазмы может быть причиной медленного коллапса тока (current quench), происходящего в более теплой плазме. При этом из-за большей проводимости плазмы ( $I/Res$ ) возрастает постоянная спада тока ( $\sim L/Res$  – где  $L$  – индуктивность шнура), что в свою очередь уменьшает индуктивный выброс напряжения на обходе и не приводит к генерации убегающих электронов при срыве тока.

На сферическом токамаке Глобус-М проведены эксперименты по достижению предельно низкого запаса устойчивости. По результатам экспериментов в омическом режиме были проведены теоретические расчеты устойчивости плазмы по коду KINX [84]. Расчеты проводились для плоских профилей плотности тока и давления,  $I^*(\Psi) = (1 - \Psi^5)^2$ , где  $\Psi$  – нормализованный полоидальный поток.

Эксперименты показали, что вплоть до момента подхода к границе плазмы резонансной поверхности  $q=2$  шнур устойчив по отношению к МГД возмущениям. Расчеты устойчивости [70] конкретизировали, что МГД устойчивость сохраняется к локальным балонным модам, а также внешним кинк и пилинг модам с малыми  $n=1,2,3$ . В эксперименте были зафиксированы рекордно низкие для сферических токамаков значения запаса устойчивости ( $q_{95}=2$ ) для плазмы с достаточно большой бета (10-11%), что позволило говорить о достижении

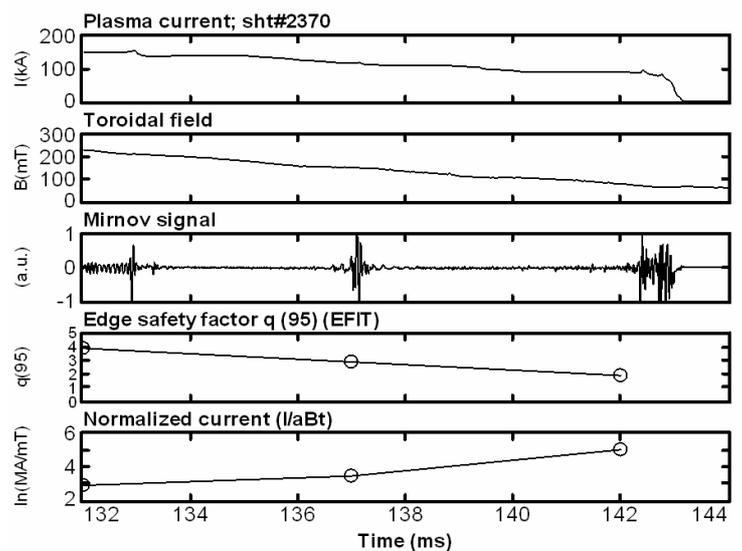


Рис. 11. Осциллограммы параметров плазмы в разряде с предельным значением запаса устойчивости. Сверху вниз: ток плазмы, тороидальное поле, сигнал МГД зонда, запас устойчивости  $q_{95}$ , нормализованный ток.

идеального предела МГД устойчивости по кинк модам. Также в этих экспериментах был достигнут МГД предел по нормализованному току  $I_N^{max} \approx 5(1+\kappa^2)/2 q_a(A-1) \approx 5$ . Осциллограммы плазменных параметров в таком режиме в последние 10 мс разряда показаны на Рис. 11.

При уменьшении тороидального поля запас устойчивости уменьшается до величины  $q_{95}=2$  и происходит срыв тока плазмы из-за развития периферийной кинк моды  $m/n=2/1$ , возбуждаемой на границе плазмы при приближении резонансной поверхности  $q=2$  к границе. В стадии срыва тока не наблюдалось развитие лавины ускоренных электронов. Так же как и при срыве инициированном перезамыканием, срыв тока происходил медленнее, чем в обычных токамаках при средней скорости спада тока 0.1-0.2 МА/мс, что опять же может быть связано с более медленным остыванием шнура.

Срыв также может вызываться развитием  $m=1/n=0$  аксиально-симметричной моды (вертикальное смещение шнура как целого) при достижении большой вытянутости по вертикали,  $\kappa \sim 1.8-1.9$ . В Глобус-М вертикальное смещение шнура, предшествующее срыву, начинается с развития неустойчивости малого срыва. В результате изучения процесса срыва удалось минимизировать контакт шнура со стенкой и избежать развития фатальных МГД возмущений. Это позволило стабилизировать вертикальную неустойчивость плазменного шнура, вплоть до значения вертикальной вытянутости шнура,  $\kappa = 2.2$  (на время до 10 мс).

## 6. Поведение плазмы при больших плотностях

Режимы с высокой плотностью представляют значительный интерес как с точки зрения изучения фундаментальных процессов, так и для программы термоядерных исследований, поскольку выделяемая энергия DT синтеза зависит от квадрата плотности при постоянной ионной температуре. В токамаке Глобус-М самое большое, среди современных сферических токамаков, отношение  $B_T/R$  конструктивно закладывалось для достижения режимов с высокой плотностью. В исследованиях омических разрядов на традиционных токамаках [85, 86] было показано, что достижимая плотность тока в центре шнура  $j(0)$  растет пропорционально  $B_T/R$ . С увеличением плотности тока растет мощность омического нагрева и улучшается способность плазменного шнура “переваривать”

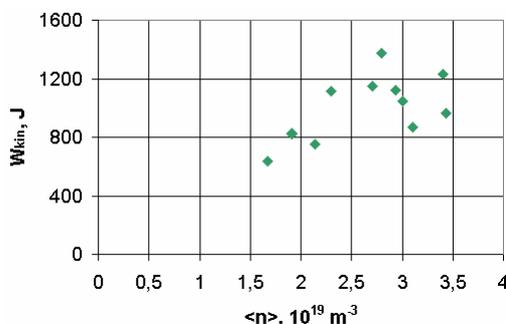


Рис. 12. Зависимость “кинетического” энергозапаса плазмы в режиме омического нагрева от плотности плазмы в Глобус-М с очищенными металлическими стенками

мощные потоки нейтралов без сужения токового канала и срыва тока.

На пути достижения режимов с высокой плотностью также необходимо преодолеть принципиальные трудности. Основные трудности связаны с сохранением устойчивости и балансом энергии и частиц на периферии плазмы. Так в экспериментах на Глобус-М при плотностях  $> 3.5-4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  мощность радиационных потерь достигала  $\sim 30\%$  от омической мощности, и дальнейшее увеличение плотности

становилось невозможным [87]. На Рис.12. приведена зависимость энергозапаса плазмы, определенного по кинетическим измерениям, от плотности плазмы. Увеличение плотности производилось при неизменном токе плазмы и мощности нагрева.

Видно, что при плотностях превышающих  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  имеет место насыщение и некоторая деградация энергозапаса, связанная с деградацией тока плазмы. Линейная зависимость энергозапаса от плотности характерна для нео-Алкаторного скэйлинга. Нео-Алкаторный скэйлинг дает значение плотности насыщения [88],  $n_{sat} \approx 0.65 \cdot B_T \cdot A_i^{0.5} / qR [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ Тл}, \text{ м}] \approx 2.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  меньше наблюдаемого на эксперименте. Другим характерным пределом является известный предел Мураками-Хьюгилла,  $n_{crit} \leq 2 \cdot B_T / qR [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ Тл}, \text{ м}]$ . Он обычно проявляется при превышении радиационных потерь критического уровня и заканчивается срывом тока. Для Глобус-М, в неборонизированной камере этот предел составляет,  $n_{crit} \approx 3.2-3.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} (6 < q < 7)$ . Несмотря на близость к экспериментальному значению, предел по плотности в Глобусе-М не является жестким и не ведет к срыву тока.

Боронизация камеры существенно улучшает ситуацию. Она снижает мощность радиационных потерь из-за уменьшения количества примесей, поступающих в разряд. На Рис.13. показан вид обзорного спектра собственного излучения плазмы до проведения боронизации и после, полученный с помощью многоканального оптического анализатора.

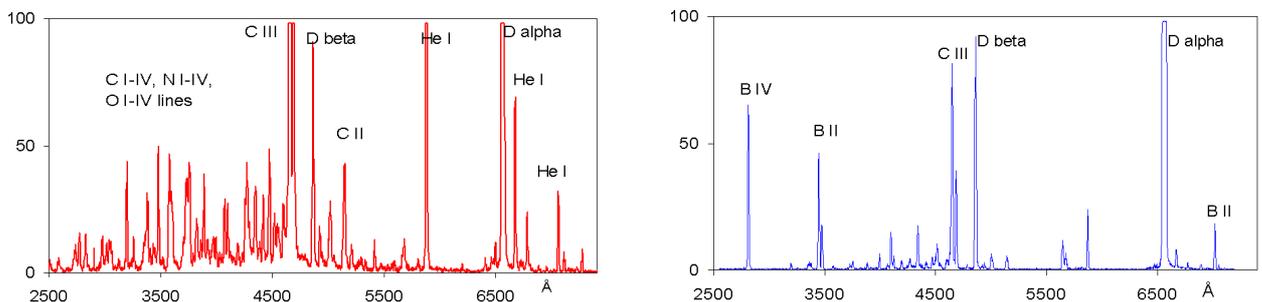


Рис. 13. Спектр собственного излучения плазмы в режиме омического нагрева до (слева) и после боронизации (справа) при одинаковой плотности плазмы.

Мощность радиационных потерь снижается, по крайней мере, в 5 раз. Это позволяет увеличить ток и достичь более высоких плотностей  $\sim 5-6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , что соответствует значению  $n_{max} \sim 0.75 \cdot n_{Gw}$ . Здесь  $n_{Gw} = I_p / \pi a^2 [m^{-3}, \text{ MA}, \text{ м}]$  – предельная плотность Гринвальда [89]. При попытках дальнейшего наращивания плотности, развиваются сильные неустойчивости – тиринг моды 1/1 и 2/1, которые ограничивают дальнейший рост плотности. Типичный сценарий развития этих мод проиллюстрирован на Рис. 14.

Частота сигнала с датчика мягкого рентгеновского излучения (SXR) и зондов Мирнова (МГД зондов) одинакова, что возможно при «зацеплении» мод в тороидальном направлении и означает развитие неустойчивости в широкой области плазмы. Видно, как на 58 мс происходит перезамыкание и «сброс» плотности. На Рис. 15. приведена временная эволюция SXR сигналов и сигнал МГД зонда во время развития такой неустойчивости в другом разряде.

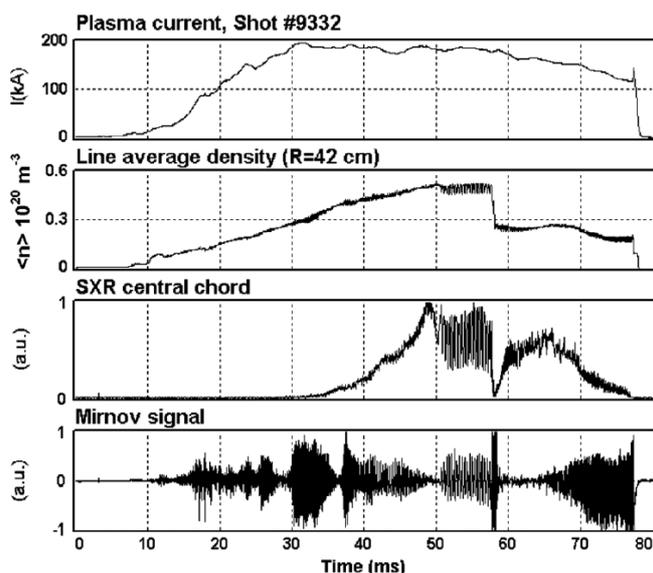


Рис. 14. Ток плазмы, линейно усреднённая плотность, сигналы мягкого рентгена и зондов Мирнова в разряде, в котором сделана попытка преодолеть предел по плотности.

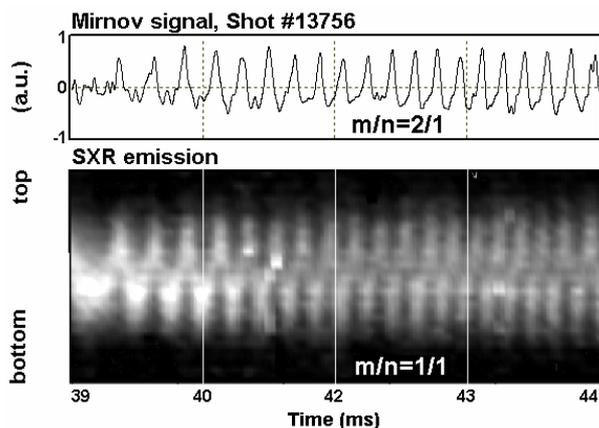


Рис. 15. Вверху - сигнал с МГД зонда, внизу - временная эволюция интенсивности SXR по различным горизонтальным хордам сечения плазменного шнура (выше экватора – top), (ниже экватора – bottom). Яркость соответствует интенсивности сигнала.

Как и на предыдущем рисунке  $m/n = 1/1$  и  $m/n = 2/1$  МГД возмущения имеют одинаковую частоту. «Зацепление» мод становится отправной точкой развития неустойчивости в плазме. При сохранении плотности ниже предельного значения, мода  $1/1$  может исчезнуть.

Достигнутые предельные значения плотности как без, так и с боронизацией камеры в принципе ограничены пределом Мураками-Хьюгилла. Максимальная плотность плазмы, как и на токамаке START [90] достигала  $0.75 \cdot n_{GW}$  в этих экспериментах. При попытке преодоления предела, как правило, развиваются тороидально-зацепленные тиринг моды низшего порядка. Развитие внутренней моды  $1/1$  может быть связано с поступлением примесей. Подобную связь между поступлением примеси и развитием внутренних МГД неустойчивостей отметили на различных токамаках, в том числе на JET и MAST [91, 92]. Как сейчас кажется, причиной возбуждения моды  $1/1$ , называемой иногда “snake”, является сильное взаимодействие плазмы со стенкой при более тесном заполнении плазмой сечения камеры в процессе увеличения

плотности. Характерный зазор между наружной границей плазмы и стенкой в Глобус-М всего 3-5 см.

Следующий шаг по увеличению предела по плотности удалось сделать благодаря отработке новых сценариев разрядов и дальнейшему улучшению вакуумных условий (установлены безмасляная откачка и тороидальный лимитер). После модернизации системы управления удалось лучше контролировать положение плазменного шнура по вертикали и ограничить взаимодействие плазменного шнура с куполами вакуумной камеры, снижая тем самым поступление примесей и рабочего газа в разряд. Чередование разрядов с низкой и высокой плотностями приводило к существенному уменьшению рециклинга в связи с уменьшением количества атомов, сорбированных стенкой. В этих условиях поступление газа можно было чётко дозировать с помощью внешних

источников. Проведение мероприятий, описанных в [93], обеспечило возможность достижения больших плотностей при токах плазмы более 230 кА.

На Рис.16. показан экспериментальный сценарий достижения высокой плотности плазмы в Глобус-М.

В заключительной стадии разряда средняя линейная плотность достигала величины  $\sim 1.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , при этом не наблюдалось значительных МГД возмущений плазмы. Такая высокая плотность в омических разрядах достигалась с помощью программируемого газонапуска со стороны сильного поля и соответствовала  $n/n_{GW} \sim 1$ . Величина плотности, усреднённой по объёму плазмы, в этих экспериментах достигала  $\sim 0.9 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , что близко к пределу Мураками. Это устанавливает новый предел по плотности для омических разрядов в СТ с тесно вписанной в камеру плазмой с использованием газонапуска.

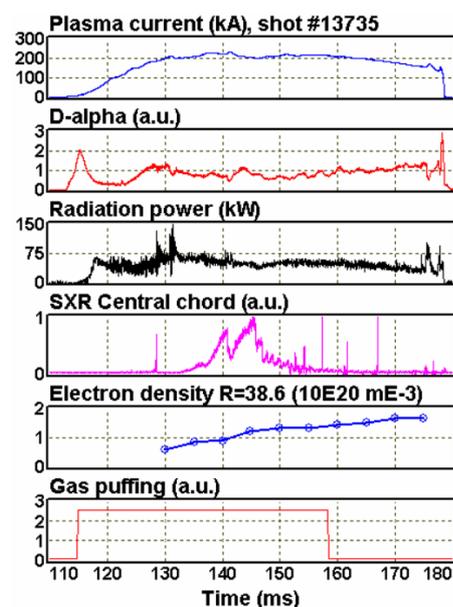


Рис. 16. Осциллограммы параметров омического разряда с большой плотностью.

## 7. Область рабочих параметров и удержание энергии

Определение диапазона параметров, в котором возможна надежная эксплуатация любого токамака, является важной задачей. Предельные значения тока, запаса устойчивости, давления и плотности плазмы достигаются благодаря изучению фундаментальных свойств плазмы, усовершенствованию технологии и разработке сценариев эксперимента. Некоторые из пределов обсуждались в предыдущих параграфах. Для достижения предела по току большое значение имеет форма плазменного шнура. В программе Глобус-М наибольший интерес представляет получение плазменных конфигураций с границей, оторванной от стенки. Для контроля конфигурации в течение всего разряда требуется прецизионная работа системы управления и магнитной диагностики. Напомним, что плазма в установке Глобус-М тесно вписана в контур вакуумной камеры. На Рис. 17. представлены различные магнитные конфигурации, которые могут быть получены в токамаке Глобус-М.

В принципе, в Глобусе-М возможно получение магнитной конфигурации с одной х-точкой со стороны нижнего купола камеры, подобной рабочей конфигурации ИТЭРа. Однако для этого требуется реконструкция источников питания и системы управления.

Исследования удержания энергии в токамаке Глобус-М пока не являются систематическими и предназначены для предварительного выбора правдоподобных скейлингов удержания энергии, необходимых для численных расчетов сценариев разряда. При небольшой плотности плазмы [87], как было отмечено в предыдущем параграфе, выполняется нео-Алкаторный скейлинга,  $\tau_{NA} = 0.07 \cdot n \cdot q \cdot k^{0.5} \cdot R^2 \cdot a \cdot M_i^{0.5} [c, 10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ м}, \text{ АЕМ}]$ . [94]. Несмотря на то, что по формальным признакам

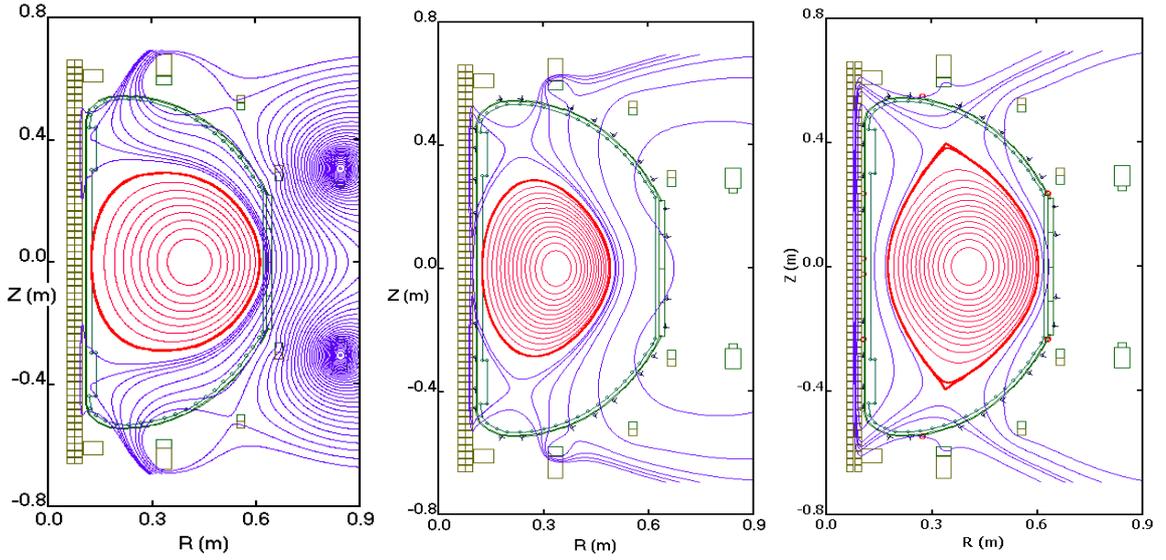


Рис. 17. Магнитные конфигурации получаемые в токамаке Глобус-М. Слева направо: лимитерная, с двумя х-точками, дивергентная (ограниченная магнитной сепаратриссой)

в токамаке Глобус-М Н-мода не была зарегистрирована (отсутствие ELMs), при больших токах и плотностях данные Глобуса-М не противоречат зависимости удержания для Н-моды, ITER IPB98(y,2)  $\tau_{IPB98(y,2)} = 0.0562 \cdot I^{0.93} \cdot B^{0.15} \cdot P^{0.69} \cdot n^{0.41} \cdot M^{0.19} \cdot R^{1.97} \cdot \varepsilon^{0.58} \cdot \kappa^{0.78}$  [с, МА, МВт, Тл,  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , АЕМ, м], где  $P$  – суммарная мощность нагрева,  $\varepsilon = I/A = a/R$ .

Ниже на Рис.18. приведены осциллограммы с характеристиками, демонстрирующими

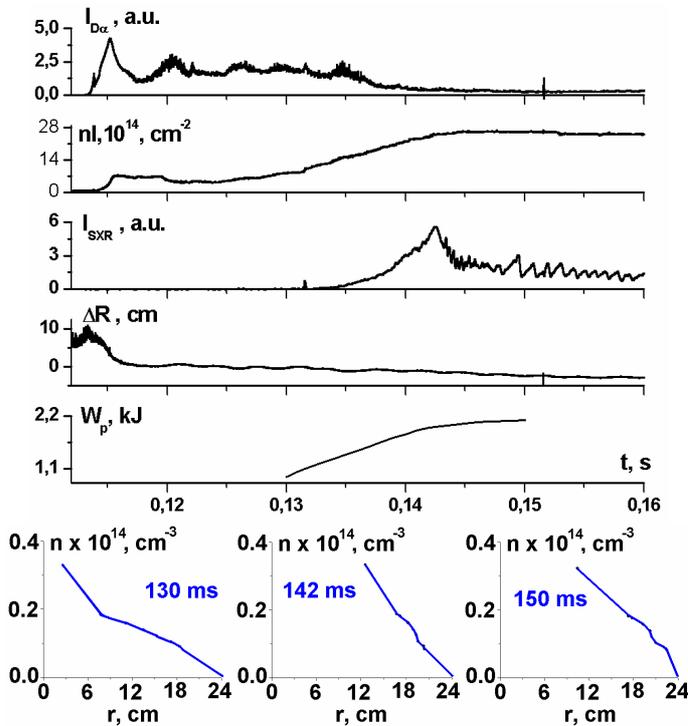


Рис. 18. Осциллограммы разряда омического нагрева. Сверху вниз: интенсивность линии D-альфа, средняя плотность плазмы, сигнал SXR, смещение шнура, запас энергии в шнуре, профили периферийной плотности, снятые радар-рефлектометром.

улучшение удержания по ходу разряда. Падение интенсивности линии рабочего газа в несколько раз и увеличение краевого градиента плотности может свидетельствовать о переходе в режим улучшенного удержания.

Такие разряды получались как в омическом режиме, так и при дополнительном нагреве плазмы [95]. Предварительно можно сказать, что достигнутое удержание энергии на Глобус-М выше, чем в СТ START и не противоречит современной базе данных токамаков [7].

Одним из важнейших рабочих параметров токамака является ток плазмы. Как уже обсуждалось в предыдущих параграфах, эффективность расхода

магнитного потока, в условиях, характерных для токамака Глобус-М (ограниченная вольт-секундная емкость центрального соленоида, тесно вписанная в камеру плазменная конфигурация, большой ток по камере) достаточно высока. Это позволило в короткий срок достигнуть величины плазменного тока более 200 кА. При питании центрального соленоида по схеме с перемагничиванием важную роль в компенсации рассеянных полей играют расчеты наведенных токов по камере, окончательный вариант которых представлен в [96]. В дальнейшем, благодаря усовершенствованию системы питания и управления, улучшению компенсации рассеянных полей, улучшению вакуумной технологии, коэффициент Ежима-Вестли был понижен до величины  $C_{E-W} \approx 0.6$ , что позволило поднять плазменный ток до рекордной величины  $I_p \approx 0.35 \text{ MA}$  при магнитном поле 0.55 Тл и скорости роста тока до 17 МА/с [97]. На Рис.19. приведена эволюция плазменного тока, достигнутого в токамаке Глобус-М на различных этапах его эксплуатации.

Для токамаков принято изображать область рабочих параметров в виде диаграммы Хьюгилла. Осями диаграммы служат обратная величина цилиндрического запаса устойчивости для токамака с круглым сечением,  $1/q_{cyl} = RI_p/5a^2B_T$  и нормализованная плотность плазмы,  $nR/B_T$ . Рабочая область токамака ограничена пределами, представляемыми в таких координатах прямыми линиями. Сверху это предел по максимальному току  $1/q_{cyl} \approx 0.5$ . Слева это предел по убеганию электронов (предел Разумовой):  $n_{min} = 0.07 I_p/\pi k a^2$ , [ $10^{20} \text{ м}^{-3}$ , МА, м],

где  $I_p/\pi k a^2$  -плотность тока плазмы,  $\pi a^2 k$  – площадь поперечного сечения плазменного шнура. Справа предел Гринвальда по максимальной плотности плазмы. Область рабочих параметров токамака Глобус-М в режиме омического нагрева до достижения режимов с предельной плотностью представлена на Рис. 20. [97].

На основании представленных данных можно сделать важные выводы. Во-первых, СТ позволяют работать при очень низкой плотности за пределами границы по убеганию электронов.

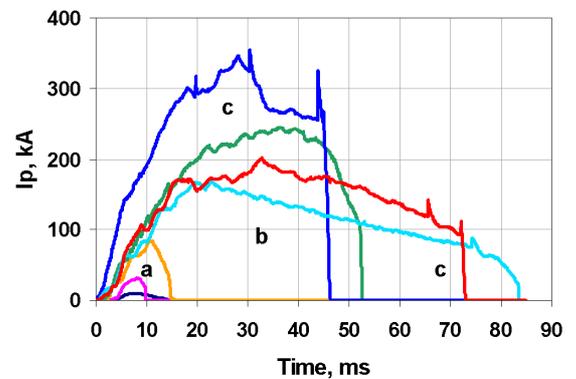


Рис. 19. Эволюция плазменного тока в токамаке Глобус-М при различных схемах питания. (а) конденсаторные батареи, (b) тиристорные преобразователи - без перемагничивания, (с) тиристорные преобразователи - с перемагничиванием

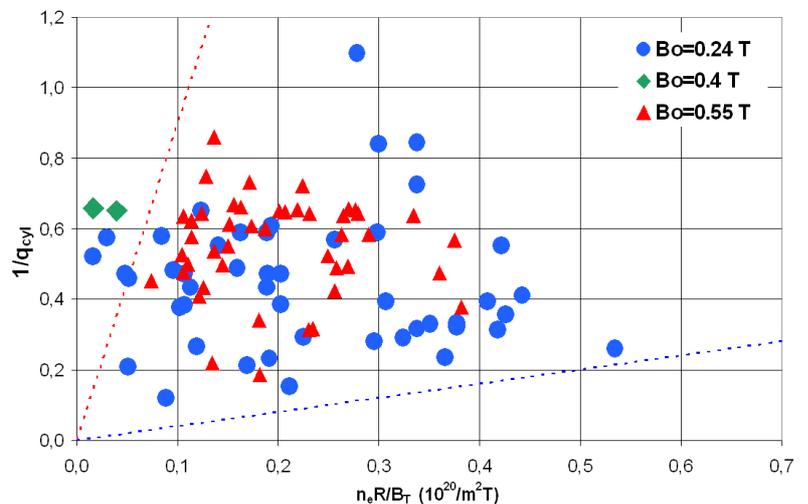


Рис. 20. Область рабочих параметров сферического токамака Глобус-М в режиме омического нагрева плазмы.

При этом плазма остается горячей, что подтверждается томсоновскими измерениями (напр. п. 10), хотя в ней и присутствуют убегающие электроны, переносящие небольшую часть тока. Во-вторых, устойчивость к кинк модам за счет тороидальности увеличивается и СТ позволяют достичь границ идеальной МГД устойчивости по кинк модам и нормализованному току [70]. При этом достигается очень низкие значения  $q_{cyl} = 0.8-0.9$  и низкие  $q_a > 2$  - в Глобус-М ток плазмы с амплитудой 100 кА может существовать в очень низком тороидальном поле  $B_T = 0.08$  Тл. В области больших плотностей, как и на СТ START, при подаче газа с периферии шнура предельные плотности легче достигаются при малых токах (100кА и ниже). Способ достижения предела Гринвальда в области больших токов ( $>200$ кА) обсуждался в предыдущих параграфах.

### 8. Подача топлива в горячую зону плазменного шнура

Подача топлива в токамаки осуществляется при помощи различных устройств. Все эти методы имеют свои достоинства и недостатки. Краткое описание их характеристик, а также описание плазменной пушки, используемой в экспериментах на Глобус-М дано в [98].

Впервые в практике экспериментов на токамаках для подачи топлива (рабочего газа) в горячую зону плазменного шнура сферического токамака Глобус-М применена двухступенчатая плазменная пушка, использующая в качестве первой ступени устройство, позволяющее получать короткие ( $\sim 100$  мкс) с большим давлением ( $\sim 1000$  атм) импульсы водорода. В качестве второй ступени применяется классический коаксиальный плазменный укоритель (пушка Маршалла). Первый вариант плазменной пушки описан в [99].

На токамаке Глобус-М проведены эксперименты по изучению инжекции плазменной струи. Воспроизводимые результаты инжекции были достигнуты при расположении пушки в экваториальной плоскости токамака на расстоянии  $\sim 0.5$  м от плазмы и максимальной скорости струи 110 км/с. Инжекция струи с плотностью до  $10^{22}$  м<sup>-3</sup> проводилась вдоль большого радиуса со стороны слабого магнитного поля. Типичная длительность импульса инжекции - несколько десятков микросекунд. Параметры эксперимента  $I_p = 120 \text{ -- } 200$  кА,  $B_T = 0.3 \text{ -- } 0.4$  Тл, полное число частиц в струе  $\sim 1 \cdot 10^{19}$ , плотность плазмы-мишени  $\sim 1.5 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup> (при объеме плазмы  $\sim 0.4$  м<sup>3</sup>). Плотность плазмы измерялась с помощью микроволнового интерферометра и диагностики лазерного рассеяния. При этом, сигналы интерферометра по всем 3-м хордам ( $R = 24$  см, 50 см – периферийные), ( $R = 42$  см – “центральная”) демонстрировали характерное время подъема, 2 – 3 мс, что намного меньше характерного времени подъема плотности от клапана газонапуска (6 – 10 мс). На Рис. 21. показано поведение параметров плазмы до и во время инжекции плазменной струи. Инжекция не приводила к деградации плазменного тока. При инжекции струи полное число частиц в плазме возрастало примерно на 50% от  $0.65 \cdot 10^{19}$  до  $1 \cdot 10^{19}$ . После инжекции струи наблюдалось кратковременное

возмущение параметров, но уже спустя 1-3 мс сигналы всех датчиков возвращались на прежний уровень.

Лазерные измерения, проведенные с применением многоимпульсного лазера и уменьшенным до 1 мс интервалом между зондирующими импульсами, продемонстрировали подъем плотности во всех (включая центральные) областях шнура. Плотность в центре шнура ( $R=38.6$  см) начинала возрастать, по крайней мере, уже спустя 0.5 мс после инъекции струи. Лазерные измерения временного поведения локальных значений плотности плазмы показано на Рис.22.

Одной из проблем инъекции струи плазмы в токамак является проблема проникновения струи через магнитное поле, которым окружен плазменный шнур. В работах по инъекции компактных торов было показано, что проникновение ускоренного кластера плазмы через магнитное поле токамака возможно в том случае, если его удельная кинетическая энергия превышает давление магнитного поля [100]. В этом случае магнитное поле токамака Глобус-М останавливало бы инжектируемую струю плазмы с плотностью  $10^{22}$  м<sup>-3</sup>, движущуюся со скоростью 100 км/с и аннулировало эффект инъекции. Однако этого не наблюдалось в эксперименте. Более того, в более ранних экспериментах в токамак успешно инжектировалась более “медленная” струя, со скоростью 70 и даже 30 км/с. Это означало, что отношение удельной кинетической энергии струи к давлению магнитного поля не играет исключительной роли в процессе проникновения плазменной струи через магнитное поле. Опыты, проведенные на специальном стенде, дали возможность разрешить эту проблему. Струя, по мере пролета, превращается в поток нейтралей (рекомбинирует из-за большой плотности) и перестает “чувствовать” магнитное поле. На Рис.23. представлена зависимость интенсивности струи, прошедшей через магнитное поле с

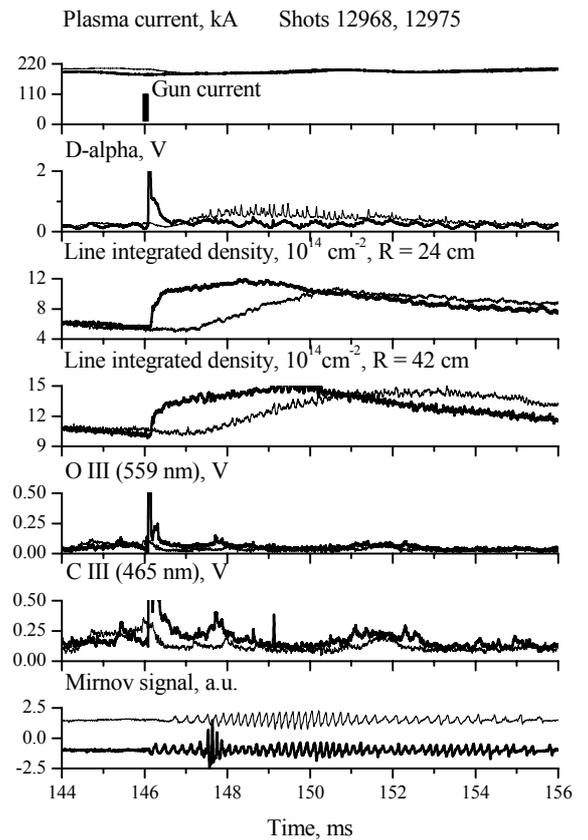


Рис. 21. Параметры плазмы в импульсах без инъекции струи (тонкие линии) и с инъекцией струи в токамак Глобус-М (жирные линии)

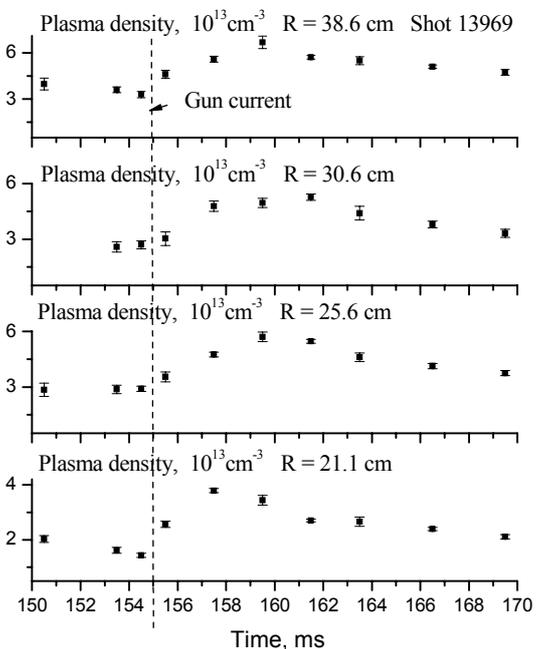


Рис. 22. Временное поведение локальных значений плотности плазмы, измеренное с помощью лазерной диагностики. Момент инъекции показан пунктирной линией.

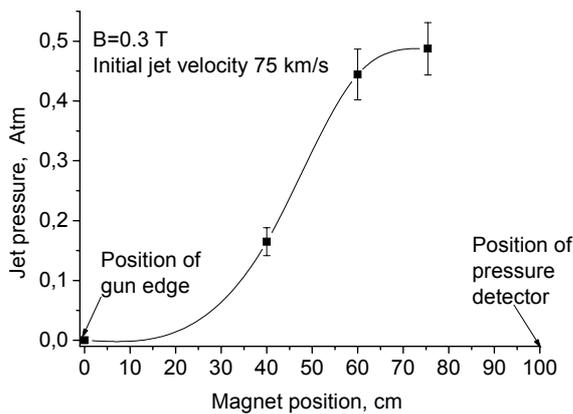


Рис. 23. Зависимость интенсивности струи, прошедшей между полюсами магнита, от расстояния между магнитом и выходом пушки. Детектор на расстоянии 100 см от выхода пушки.

критической напряженностью (останавливающей струю со скоростью 75 км/с), измеренная специальным датчиком при различном расстоянии между выходом пушки и магнитом.

Проведенные оценки электронной температуры дали возможность определить время трехчастичной излучательной рекомбинации [101],  $\tau_{rec} \approx 1.8 \cdot 10^{38} T^{9/2} / n^2$  [с, эВ, м<sup>-3</sup>]. Если времени трехчастичной рекомбинации струи с температурой электронов  $T \sim 1$  эВ приравнять время пролета 75 см, то получается вполне правдоподобная оценка плотности струи,  $n \sim 4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$

[102]. Это с большой вероятностью свидетельствует о времяпролетной рекомбинации струи плазмы в струю нейтралей с такой же направленной скоростью, что позволяет ей свободно проникать через магнитное поле.

Были также проведены эксперименты по инициированию разряда с помощью плазменной струи. Если принять во внимание, что полное количество частиц, инжектируемое за время выстрела пушки порядка полного числа частиц в разряде токамака Глобус-М, то можно было ожидать, что при приложенном тороидальном магнитном поле и выстреле пушки в откачанную (пустую) камеру токамака в момент подачи вихревого напряжения может быть инициирован полноценный плазменный разряд.

Параметры плазмы токамака, полученные в результате инициации разряда струей, представлены на Рис. 24.

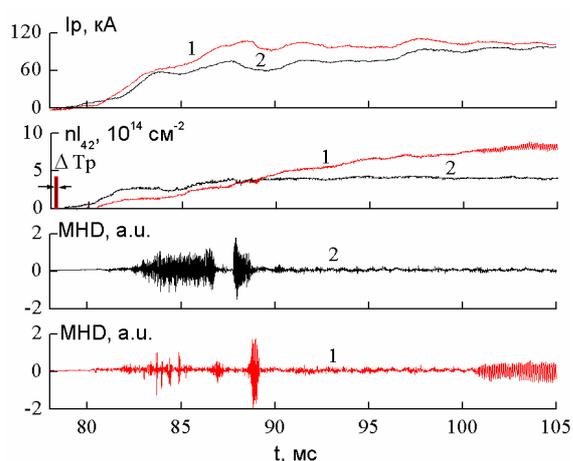


Рис. 24. Инициирование и старт разряда в сферическом токамаке Глобус-М: 1 – плазменной пушкой, 2 – СВЧ предьонизацией с предварительным газонапуском.  $I_p$  – ток плазмы;  $n_{l42}$  –линейная плотность; МНД – сигнал МГД активности;  $\Delta T_p$  – импульс плазменной пушки

Видно, что при таком способе инициации разряда ток плазмы увеличивался быстрее и достигал большего значения при фиксированном напряжении на обходе, чем в стандартном случае. В случае инжекции во время роста тока уменьшалась МГД активность, а плотность плазмы достигала большего значения по сравнению с экспериментом, использующим газонапуск и предварительную ионизацию газа высокочастотным полем. При этом полное количество частиц было одинаковым в обоих экспериментах и составляло  $10^{19}$ . Применение плазменной струи для инициирования разряда эффективнее предварительного газонапуска в

сочетании с СВЧ предыонизацией [98]. Инжекция плазмы до начала разряда создавала лучшие условия для нарастания плазменного тока.

## 9. Дополнительный нагрев плазмы (первые эксперименты).

### ВЧ нагрев плазмы на основной частоте ионно-циклотронного резонанса

Эксперименты по высокочастотному нагреву плазмы на частотах ионно-циклотронного резонанса в сферическом токамаке Глобус-М подготавливались в течение нескольких лет [103]. Как уже обсуждалось в предыдущих параграфах, рассматривалось два различных экспериментальных сценария в этом диапазоне частот. Предварительное моделирование, выполненное Ирзаком М.А., Дьяченко В.В. и Щербининым О.Н., показало примерно одинаковую эффективность поглощения ВЧ волн [104, 58] в сценарии с малой добавкой и нагрева на высоких гармониках. Как следовало из расчетов, эффективность нагрева плазмы могла отличаться из-за того, что мощность вкладывалась в различные компоненты плазмы (ионный и электронный). Первоначально комплекс ВЧ аппаратуры подготавливался для нагрева плазмы по второму сценарию на частоте  $\sim 30$  МГц. Такая частота соответствовала 3-4 гармонике ионно-циклотронной частоты водородных ионов. Однако отсутствие заметных результатов на американских СТ CDX-U и NSTX в экспериментах по нагреву на высоких гармониках с помощью БМЗ волн при больших экспериментальных возможностях аппаратуры (ВЧ мощность NSTX составляла до 6МВт), заставило нас пересмотреть свое решение.

В 2003 году были проведены первые эксперименты по ВЧ нагреву плазмы в режиме малой водородной добавки в дейтериевую плазму при тороидальных магнитных полях порядка 0.4 Тл [105]. Генератор комплекса ВЧ нагрева и контур антенны были перестроены на диапазон основных гармоник ионной циклотронной частоты водорода (7.5 - 9 МГц). После тренировки антенны малой мощностью уровень вводимой мощности был увеличен до 200 кВт. На Рис. 25 приведены осциллограммы параметров плазмы в разряде токамака при вводе ВЧ мощности.

На том же рисунке приведены осциллограммы параметров плазмы в импульсе омического нагрева. Видно, что под воздействие ВЧ импульса наблюдается примерно 30% рост плотности и двукратный рост ионной температуры. Более подробно изменение ионной температуры показано на Рис.26-а. отдельно для водорода и дейтерия. Измерения проводились с помощью 12 канального анализатора энергии атомов перезарядки АКОРД-12. Ионная температура показана для ВЧ нагрева (ICRH) и в омическом разряде (OH). Временное поведение температуры двух сортов ионов говорит об эффективном энергообмене между ионами основной

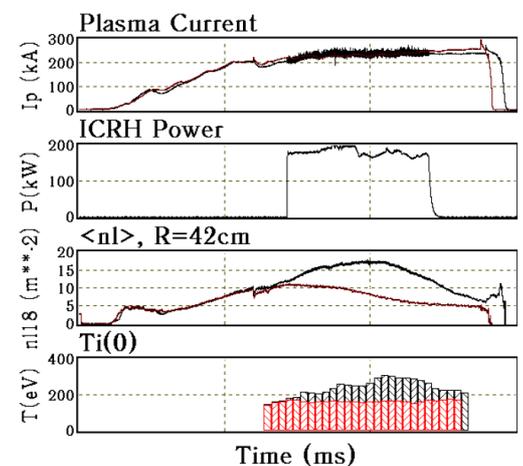


Рис. 25. Сверху вниз: ток плазмы, ВЧ мощность, линейная плотность, ионная температура

плазмы и водородной добавки. Также на Рис. 26-б. сплошной линией показано изменение ионной температуры, рассчитанное по транспортному коду. Поведение ионной температуры во время ВЧ нагрева было промоделированное по 1.5-мерному транспортному коду ASTRA [106]. В транспортных расчетах были использованы скейлинг для L-моды ITER-89P [107] для электронной и нео-классический скейлинг (Chang-Hinton) [108] для ионной температуропроводности. Наиболее близкого соответствия временной эволюции экспериментально измеренной и расчетной ионной температуры удалось добиться при значении  $\chi_i \approx 0.7 \cdot \chi_i(neo)$ . В экспериментах по ВЧ нагреву не было зафиксировано нагрева электронного компонента плазмы, вероятно из-за того, что ВЧ мощность, поглощенная электронами (около 100 кВт), существенно ниже уровня мощности омического нагрева. Расчеты по коду ASTRA подтверждают слабое влияние ВЧ нагрева на электронную температуру.

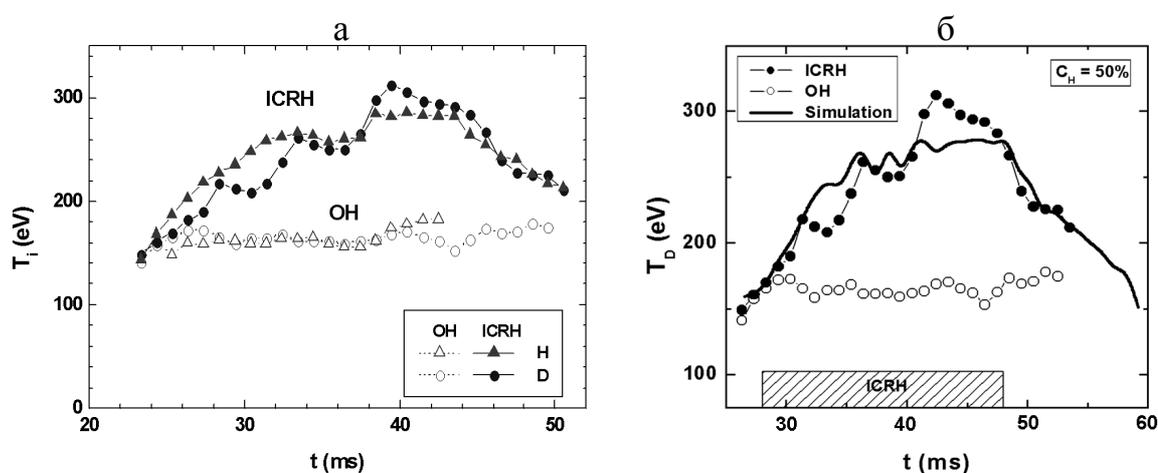


Рис. 26 (а) – динамика ионной температуры: протоны (треугольники), дейтроны - кружки при ИЦ ВЧ нагреве плазмы (б) – измеренное и расчетное поведение (сплошная линия) температуры дейтронов в том же импульсе

Результат предварительных экспериментов показал, что нагрев идет за счет передачи энергии от “малой” добавки (водород) к ионам основного сорта (дейтерий). Также важно, что наблюдаемое на опыте уменьшение потоков протонов с большой энергией (ограничение энергии “хвоста” высокоэнергичных ионов на уровне 4-6 кэВ), может дать преимущество примененному методу нагрева (уменьшение бомбардировки стенок, ограничение раскачки альфвеновских неустойчивостей и т.д.).

### Дополнительный нагрев плазмы методом нейтральной инжекции

В качестве еще одного инструмента нагрева и исследования плазмы в сферическом токамаке Глобус-М был применен метод инжекции пучка высокоэнергичных атомов. Применение метода нейтральной инжекции на малых токамаках сопряжено с рядом трудностей, связанных в первую очередь с малым размером плазмы-мишени и камеры по сравнению с размерами пучка и орбитами быстрых ионов. Необходимо подобрать параметры инжекции и плазмы-мишени таким образом, чтобы минимизировать потери от пролета пучка насквозь, от захвата частиц на неустойчивые орбиты и обеспечить удовлетворительное поглощение пучка плазмой. Для выбора параметров инжекции и

плазменного шнура В.М. Леоновым были проведены предварительные численные расчеты по 1.5-мерному транспортному коду ASTRA [109]. Основные расчеты были проведены для энергии атомов пучка  $E=30$  кэВ, мощности вводимой в токамак  $P_{NBI}=0.6$  МВт и прицельного параметра  $R_p \approx 0.24$  м. Такие параметры мог обеспечить в предельном режиме источник ионов (ИПМ-2), применяемый в последствии в эксперименте. Расчеты позволили сделать предварительный выбор диапазона параметров плазмы-мишени для предварительного согласования с параметрами инжекции.

В экспериментах на Глобус-М использовался модернизированный инжектор установки Токамак-11, который эксплуатировался в ИАЭ им. Курчатова с 1975 по 1983 г. Эксперименты на Глобус-М были начаты в 2003 г. при скромных параметрах источника ионов ИПМ-2 ( $P_{NBI}=0.3-0.45$  МВт,  $E=24-28$  кэВ, длительность пучка до 30 мс). Инжекция проводилась атомным водородным, а в единичных опытах также и дейтериевым пучком в дейтериевую плазму. Основные параметры экспериментов:  $B_T=0,4$  Т;  $I_p=0,15-0,25$  МА,  $n=(1,5-3) \cdot 10^{19} \cdot \text{м}^{-3}$  и мощность омического нагрева  $P_{OH} \approx 0.4$  МВт. Осциллограммы параметров плазмы в первых экспериментах показаны на Рис. 27. Центральная электронная температура, измеренная методом томсоновского рассеяния, составляла  $T_e(0) = 400-600$  эВ; ионная температура  $T_i(0) = 180-200$  эВ. В первых экспериментах концентрация плазмы заметно возрастала из-за интенсивного взаимодействия плазма-стенка (количество частиц пучка захваченных в плазму увеличивает концентрацию не более чем на 5%).

На Рис. 28. показана временная зависимость ионной температуры во время инжекции.

Из рисунка видно, что центральная ионная температура плазменного шнура возрастает примерно в 2-2.5 раза, причем этот рост слабо зависит от рода инжектируемых частиц. Оценка среднего времени удержания энергии в плазме при инжекционном нагреве составила  $\sim 4.5$  мс. Рассчитанное по параметрам плазмы значение среднего отношения давления плазмы к давлению тороидального поля  $\langle \beta_T \rangle$  при этом увеличивалось до  $\sim 5\%$ .

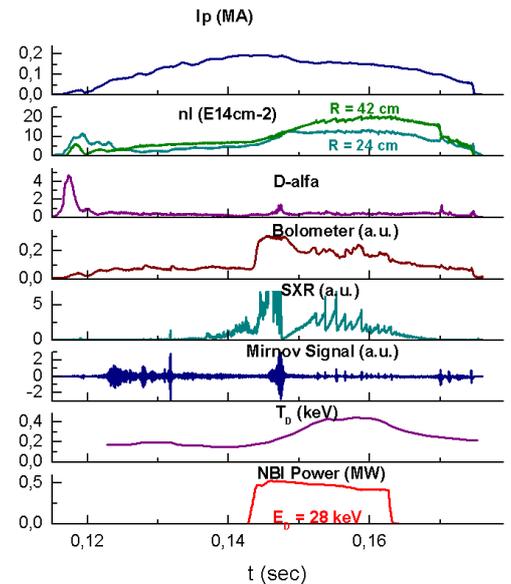


Рис. 27. Параметры плазмы в импульсе с нейтральной инжекцией. Сверху вниз: ток плазмы, линейная плотность плазмы на хордах 24 и 42 см, излучение D-альфа, обзорный болометр, интенсивность мягкого рентгеновского излучения, сигнал МГД зонда, температура дейтронов

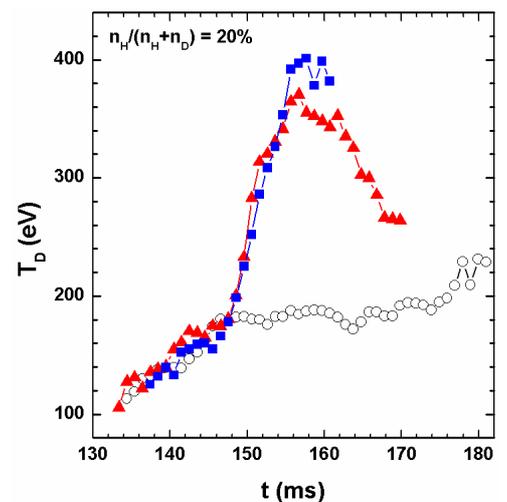


Рис. 28. Поведение ионной температуры дейтериевой плазмы во время импульса нейтральной инжекции.  $\blacktriangle$  – водородный пучок,  $\blacksquare$  – дейтериевый пучок

## 10. Диагностический комплекс

При создании комплекса диагностики токамака Глобус-М были предприняты попытки оснастить его такими современными приборами, которые позволяли бы получать максимальный объем информации за каждый импульс установки при минимальной стоимости.

При разработке задания на проектирование диагностической аппаратуры учитывалось, что плазма сферических токамаков в принципе является более сложным объектом для диагностики, чем плазма обычного токамака. Ее отличие в сильной тороидальности, большой вытянутости плазменного шнура по вертикали, приводящей к значительной двумерной неоднородности и, как следствие, анизотропии параметров плазмы по различным направлениям. Кроме этого, рабочий диапазон токов и концентрации плазмы в сферических токамаках выше, а магнитное поле ниже, чем в обычных токамаках. При включении и выключении систем нагрева и подачи топлива в плазму необходимо отслеживать динамику переходных процессов, происходящих с различными характерными временами, поэтому временная эволюция параметров и их распределений требует специальных режимов работы диагностических систем. Недостаток знаний о плазме сферического токамака не позволял достаточно адекватно предсказывать параметры плазмы на основе модельных расчетов. В большинстве случаев, в технические задания на проектирования приходилось включать максимальный диапазон измеряемых величин. Перечень диагностических систем I и II очереди, которыми Глобус-М оснащен в настоящее время, приведен в Табл. 2. Описание некоторых систем, а также результаты их апробации в эксперименте приведены в [110, 111, 47, 112, 113, 114].

Из установленных на токамаке систем наиболее сложной является система многоимпульсного томсоновского рассеяния. При проектировании таких сложных систем цена ошибки возрастает. Проиллюстрируем сложности проектирования на примере этой системы. Программа исследований задает диапазон средних концентраций  $5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} < n_e < 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , и температуры плазмы  $50 \text{ эВ} < T_e < 1500 \text{ эВ}$ . Для измерения пространственных профилей минимально измеримая концентрация должна быть хотя бы в 5 раз ниже средней. Подходящим прототипом для такого диапазона параметров является система, основанная на применении неодимового лазера и наиболее чувствительных лавинных фотодетекторов, снабженных интерференционными фильтрами с высокими коэффициентами пропускания. Подобные системы были использованы на токамаках ASDEX, DIII-D и JT-60. Однако, из-за большого числа спектральных каналов в каждой пространственной точке и применения лазеров на алюмо-иттриевом гранате с частотой повторения 50-100 Гц, стоимость системы томсоновского рассеяния на этих токамаках была сопоставима со стоимостью всего токамака Глобус-М в целом, что существенно превышало лимит средств, выделенных на эту диагностику. К тому же малая выходная энергия использованных лазеров делала их непригодными для условий Глобус-М. Для снижения стоимости системы было решено ограничить число спектральных каналов на каждую пространственную точку до четырех, что

Табл. 2. Диагностический комплекс токамака Глобус-М

Измеряемый параметр	Диагностика	Комментарии
<b>I Очередь</b>		
Ток по плазме, ток по камере	Пояс Роговского	3 пояса (1 внутри и 2 снаружи вакуумной камеры)
Напряжение на обходе	Полнообходные петли	10 внешних тороидальных петель
Энергосодержание плазмы	Диаманитные петли	2 внешних полоидальных петли
Положение и форма плазменного шнура, $\Delta R \approx 1.5\text{см}$	Магнитные зонды; Потоковые петли, Дифференциальные потоковые зонды  CCD камера	2 комплекта магнитных зондов: Основной- 32 - двухкоординатные магнитные зонды, 2 - полоидальные потоковые петли и 5 - дифференциальные потоковые зонды; Дополнит. – 21 магнитный зонд  400 кадров/с
Интегральная линейная плотность, $nl < 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$	Микроволновый интерферометр	3 вертикальных канала, $\lambda=2\text{мм}$ ,
Мониторинг спектральных линий ( $H_{\alpha}$ и линии примесей)	Спектроскопия видимой области спектра	Отдельные спектральные линии
МГД активность	МГД зонды	2 МГД зонда на наружной и внутренней границе плазмы
Температура электронов, МГД центральной зоны	Детектор SXR диапазона	2 канала с Be фольгами 100 и 300 мкм
<b>II Очередь</b>		
Форма границы плазмы, магнитные поверхности, энергосодержание $\Delta R \approx 0.5\text{см}$	Полнообходные плазменные петли, цифровая система обработки и регистрации	21 полнообходная магнитная петля, код равновесия EFIT
Структура МГД возмущений плазменного шнура	тороидальные МГД зонды полоидальные МГД зонды; Камера-обкура SXR диапазона-32 пространственных канала	21 - тороидальный массив зондов 28 - полоидальный массив зондов; Пропорциональные газовые счетчики
Эффективный заряд плазмы	Спектроскопия видимой области спектра	Обзорная спектрометрия
2D изображение плазмы в SXR диапазоне	Камеры-обскуры SXR диапазона	32 каналные пропорциональные газовые счетчики
Убегающие электроны	Быстрые спектрометры HXR диапазона	2 $\gamma$ -спектрометра с временным разрешением $<1\text{мс}$ и детекторами NaI большой апертуры, $E_{\gamma} < 20 \text{МэВ}$
СВЧ излучение плазмы (гармоники ЭЦ частоты, убегающие электроны)	Радиометры прямого и супергетеродинного усиления	$\lambda=8 \text{мм}$ супергетеродинный приемник $\lambda=3 \text{см}$ приемник прямого усиления
Профиль мощности радиационных потерь	Болометры с пространственным разрешением	Пирозлектрические болометры 1-обзорный 3 хордовых
Периферийный профиль концентрации электронов	Сканирующий импульсный радар-рефлектометр	Каналы с фиксированной частотой 18, 50, 60 ГГц; Свиппирующий канал 26-40 ГГц
Профили температуры и концентрации электронов	Многоимпульсная лазерная система томсоновского рассеяния	Пакет из 20 импульсов лазера за разряд токамака с интервалом в пакете от 0.4мс до 0.1с
Температура ионов, изотопный состав плазмы	Анализатор атомов перезарядки	12 энергетических каналов, дисперсия $E  V$
Интегральная линейная плотность в режимах с высокой плотностью, $nl < 6 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$	Микроволновый интерферометр	3 вертикальных канала, $\lambda=0.8 \text{мм}$

немного сужало динамический диапазон. По этой причине, для надежной регистрации сигналов во всем диапазоне, требования на выходную энергию лазера были увеличены до 5-10 Дж в каждом импульсе. Кроме этого лазер должен был генерировать серию импульсов с такой энергией (10-20 шт.) в течение одного разряда токамака для отслеживания временной эволюции параметров. Дополнительные требования задавали также желательный минимальный интервал между выходными импульсами (0.3-0.4 мс) для регистрации быстрых переходных процессов. В

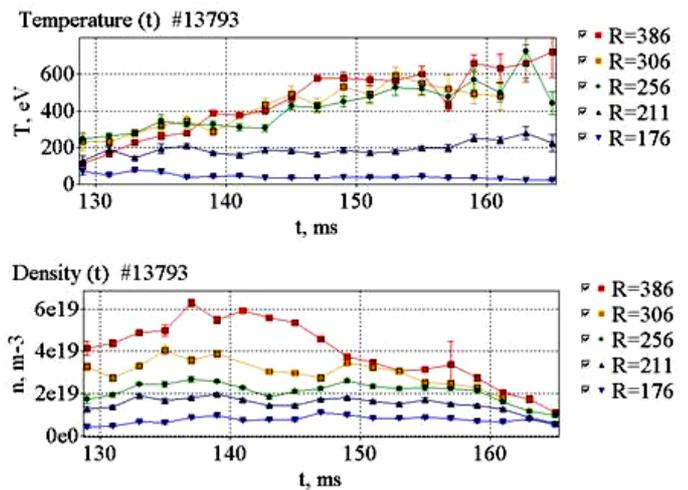


Рис. 29. Временная эволюция температуры и концентрации электронов для различных пространственных точек  $R=0.176-0.386$  м в омическом разряде Глобус-М.

результате целого ряда компромиссов была спроектирована двухкаскадная лазерная система на неодимовом стекле с 20 индивидуальными источниками питания для каждого лазерного импульса. Это позволяло в очень широких диапазонах изменять задержку между импульсами лазера и отслеживать динамику процессов с разными характерными временами. Применение лазера на неодимовом стекле существенно увеличивало выходную энергию импульсов [115]. Пример измерения концентрации с минимально возможным временным промежутком между импульсами был приведен в п. 8. На Рис. 29. приведен пример измерения временной эволюции температуры и плотности плазмы в омическом разряде токамака Глобус-М в точках плазменного шнура с различными координатами по большому радиусу. В данном конкретном импульсе минимальная концентрация, измеренная аппаратурой, составляет  $4 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ .

Система диагностики томсоновского рассеяния записывала и обрабатывала около 800 рабочих сигналов за каждый разряд токамака и автоматически выдавала на пульт значения концентрации и температуры в каждом импульсе лазера.

Примеры измерения профилей концентрации и температуры в предельных режимах с максимальной температурой и максимальной плотностью приведены на Рис. 30. Как видно из рисунка, достигнуты удовлетворительные характеристики аппаратуры по соответствию измеримому диапазону концентраций и температур, заданных при проектировании.

Не останавливаясь на подробностях, можно утверждать, что в результате работы был введен в эксплуатацию комплекс диагностик токамака Глобус-М, в составе которого апробированы в рабочем режиме системы, не имеющие мировых аналогов (видеокамера с мгновенной регулировкой экспозиции, радар-рефлектометр со свиппированием частоты, система томсоновского рассеяния). Успешная работа диагностик стала возможной благодаря комплексному подходу к проектированию, унификации требований к записи и обработке сигналов большинства диагностик, позволяющему, в основном, использовать общую систему сбора и обработки данных. Расчет на получение в каждом

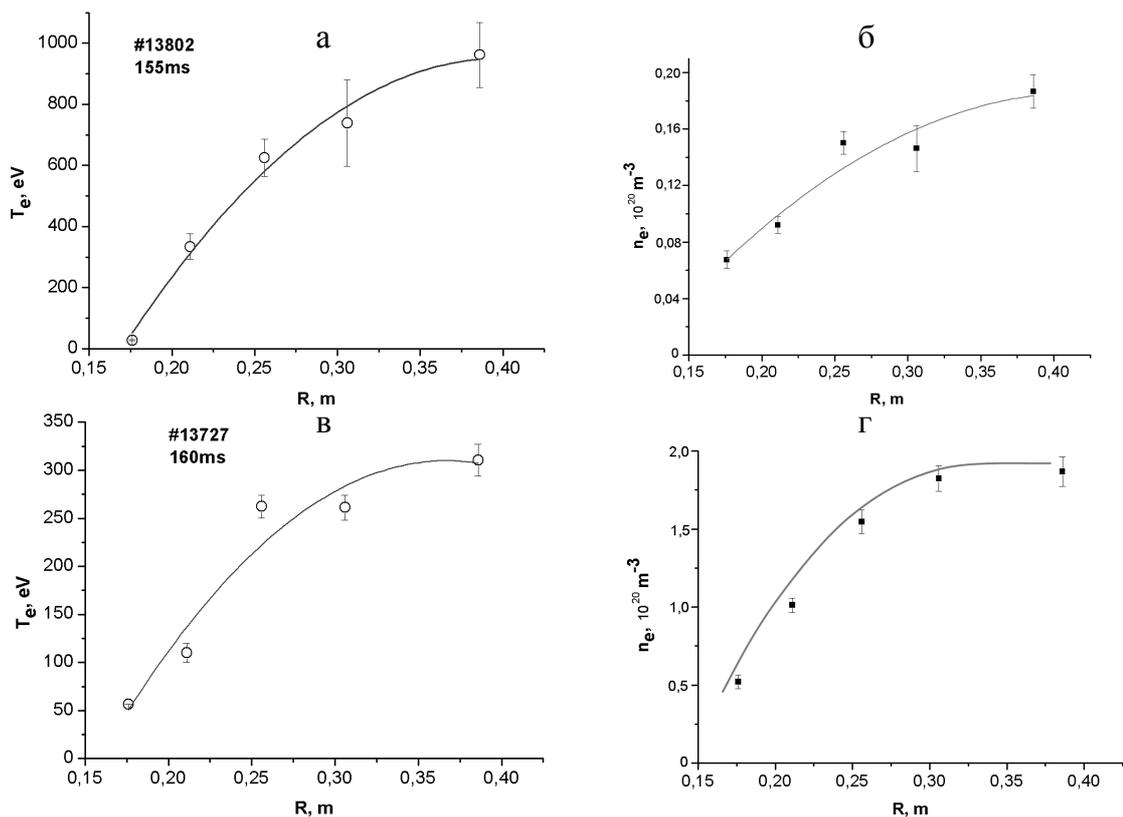


Рис. 30. Профили  $T_e(R), n_e(R)$  в режиме с максимальной температурой (а и б) - разряд №13802, ОН,  $I_p=250$  кА и максимальной плотностью (В и Г) - разряд №13727, NBI 28 кэВ, 30 А,  $I_p=250$  кА

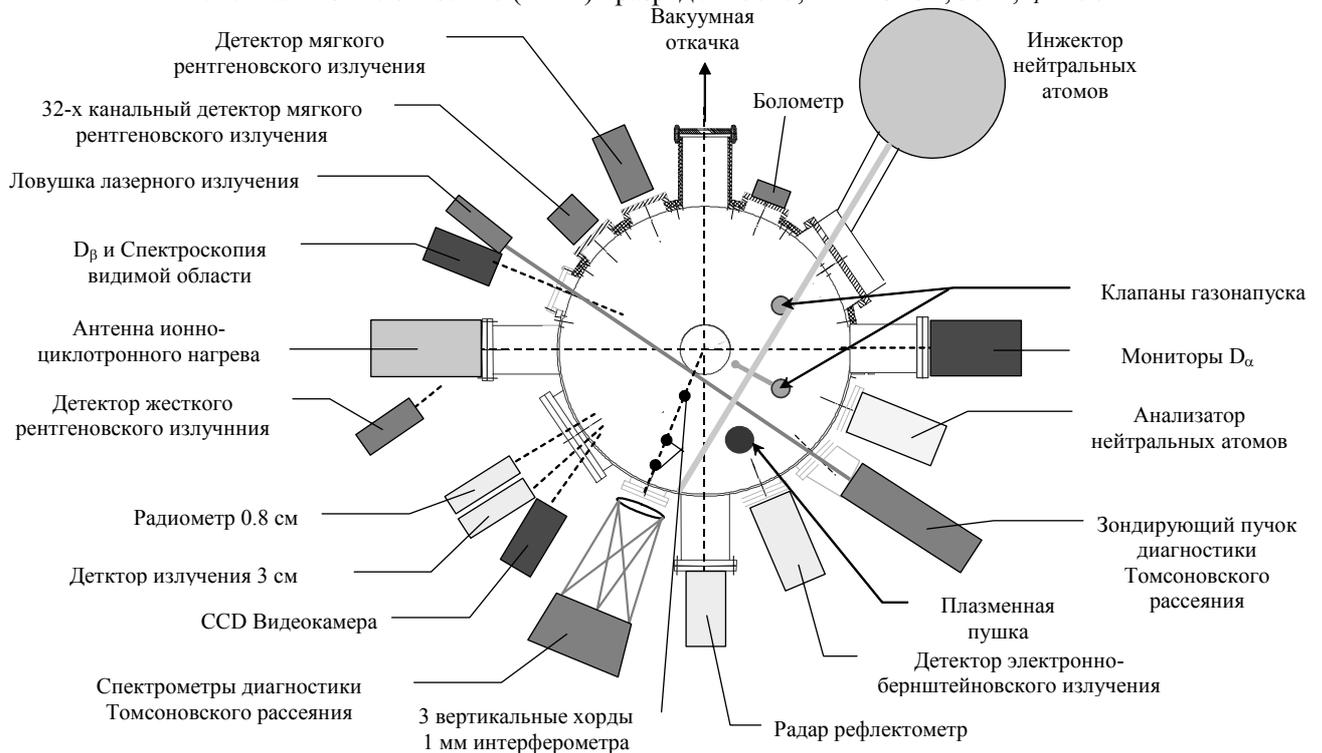


Рис. 31. Схема размещения диагностического и специального оборудования на Глобус-М  
 рабочем импульсе установки индивидуальных характеристик разряда, исключая зависимость от условий воспроизводимости в токамаке Глобус-М полностью себя оправдал и позволил получить большую часть результатов данной работы. В завершение параграфа на Рис. 31. представлена схема размещения диагностического оборудования и систем токамака Глобус-М.

## Заключение

В представленной к защите работе изложены материалы по разработке и созданию первого российского сферического токамака Глобус-М в период 1994 – 1999 гг. Также в работе представлены результаты исследований, выполненных в течение 1999 – 2006 гг. на сферическом токамаке Глобус-М.

Разработаны физическое обоснование, концепция и программа исследований сферического токамака Глобус-М. Показано, что при разумных требованиях к размерам установки и мощности систем нагрева, возможно достижение рекордных для Российских токамаков параметров. На базе расчетов равновесных магнитных конфигураций продемонстрированы основные преимущества сферического токамака Глобус-М.

Исследованы особенности пробоя газа и индукционного подъема тока вихревым электрическим полем в сферическом токамаке Глобус-М. Показано, что при индукционном способе подъема тока, эффективность использования магнитного потока в сферических токамаках выше, чем в обычных.

Изучено поведение убегающих электронов в сферическом токамаке Глобус-М. Показано, что в убегании электронов доминирует классический, Дрейсеровский механизм ускорения. Обнаружен эффект ограничения как количества убегающих электронов и переносимого ими тока, так и их предельной энергии, даже при значительном превышении ”предела по убеганию”. Не подтвержден эффект генерации пучка ускоренных электронов при срыве тока в СТ.

Проведена первичная идентификация пространственной структуры МГД возмущений в диапазоне частот до 30 кГц в режиме омического нагрева. Показано, что наиболее опасными МГД возмущениями являются моды с низкими полоидальными и тороидальными волновыми числами, а развитие моды  $m/n=2/1$  зачастую приводит к потере глобальной устойчивости шнура и срыву тока. Достигнут идеальный МГД предел по кинк модам и нормализованному току. Продемонстрировано, что время термоколлапса при разрушении магнитной конфигурации во время малого срыва больше, чем в обычных токамаках, что может смягчать последствия срыва.

Проведены исследования омических режимов с высокой, предельной плотностью и показана возможность достижения предела Гринвальда при внешнем газонапуске и низких значениях запаса устойчивости ( $q_{95} \approx 3.5$ ), что не имеет аналогов среди сферических токамаков.

Установлены экспериментальные границы области рабочих параметров сферического токамака Глобус-М в режиме омического нагрева. Показано, что границы области либо совпадают (большая плотность), либо превышают соответствующие пределы для обычных токамаков (малая плотность, цилиндрический запас устойчивости). Достигнуты проектные показатели параметров, заложенные в эскизный проект, а по ряду позиций (максимальный ток, предельная плотность) они даже превышены.

Впервые в практике экспериментов на токамаках для подачи топлива (рабочего газа) в горячую зону плазменного шнура применена двухступенчатая плазменная пушка. Показано, что

проникновение струи через окружающее шнур магнитное поле происходит за счет времяпролетной рекомбинации плотной струи плазмы в поток нейтралей с той же скоростью. Зафиксирован полуторакратный рост полного числа частиц плазмы-мишени, а также быстрый рост концентрации по всему объему плазменного шнура, включая центр за времена меньшие диффузионных.

Разработан сценарий эксперимента и, впервые на сферических токамаках, проведен эксперимент по ионно-циклотронному высокочастотному нагреву плазмы на частотах основной гармоники водорода (7.5-9 МГц) при добавке водорода к основной дейтериевой плазме. Обнаружен значительный, в два раза, нагрев ионов дейтерия. В рамках существующих моделей удержания показано, что достигаемые в эксперименте параметры объясняются хорошим удержанием ионов (неоклассическое или лучше).

Подготовлено оборудование, предложен сценарий эксперимента и проведен первый в России успешный эксперимент по нагреву плазмы сферического токамака при инжекции в дейтериевую плазму пучка энергичных атомов водорода и дейтерия (энергия 24-25 кэВ, мощность ~0.4 - 0.5 МВт). Обнаружен значительный, в два и более раза, нагрев ионов дейтерия.

Сформулированы требования к комплексу физических диагностик токамака Глобус-М, позволяющему в каждом рабочем импульсе токамака получать индивидуальные характеристики разряда, исключив тем самым зависимость от условий воспроизводимости разряда. После изготовления проведена экспериментальная апробация ряда уникальных диагностик (видеокамера, радар-рефлектометр, система томсоновского рассеяния).

Основные проектные и достигнутые параметры сферического токамака Глобус-М в режиме омического нагрева приведены Табл. 3.

Табл. 3 Параметры сферического токамака Глобус-М в режиме омического нагрева

Параметр	Проект	Достигнуто
Тороидальное магнитное поле ( $R=0.36\text{м}$ , Тл)	0.6	0.55
Ток плазмы, МА	0.3	0.35
Большой радиус, $R$ , м	0.36	0.36
Малый радиус, $a$ , м	0.24	0.24
Аспектное отношение, $R/a$	1.5	1.5
Вертикальное удлинение плазменного шнура	2.2	2.2
Треугольность	0.3	0.45
Средняя плотность плазмы, $\text{м}^{-3}$	$1 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{20}$
Длительность разряда, сек	0.2	0.1
Расход магнитного потока, мВб	300	240

**Актуальность** выполненной работы подтверждается необходимостью улучшения экономических, эксплуатационных и экологических показателей будущего токамака реактора (увеличение бета, смягчение последствий срывов, в перспективе переход на экологически чистое топливо). Результаты, полученные в ходе работы, могут быть использованы на сферических и обычных токамаках следующего поколения.

**Научная новизна** заключается в том, что впервые на сферическом токамаке с тесно вписанной в камеру плазмой подтверждены основные преимущества магнитной конфигурации с малым аспектным отношением. А именно, доказано, что в такой конфигурации при малом магнитном поле возможно получение МГД устойчивых режимов вблизи границы идеальной устойчивости плазмы (режимов с предельной плотностью и током плазмы). Также проведен ряд пионерских экспериментов по подаче топлива в центральную зону шнура и нагреву плазмы.

**Научная и практическая ценность** результатов работы состоит в том, что создан и введен в эксплуатацию первый российский сферический токамак с самой большой плотностью тока в мире, что позволяет получать режимы недоступные на других токамаках. Исследована область рабочих параметров, которая оказалась шире, чем на обычных токамаках. Отработаны, исследованы и сопоставлены с традиционными методиками способы генерации плазмы в сферическом токамаке с помощью индукционного пробоя и плазменной пушки. Предложен и осуществлен метод подачи топлива с помощью двухступенчатой плазменной пушки. Также успешно опробован не применявшийся до этого на сферических токамаках метод нагрева плазмы на основной гармонике ионной циклотронной частоты. В ходе работы по сооружению токамака Глобус-М были разработаны уникальные технологии (новый проводник с улучшенными прочностными характеристиками, технология производства тонкостенных вакуумных оболочек, технология подготовки вакуумных поверхностей, технология низкотемпературного отжига нержавеющей стали и ряд других).

**Основные положения, выносимые на защиту:**

- (1) – Физическое обоснование, выбор концепции токамака и разработка программы исследований сферического токамака Глобус-М.
- (2) – Пробой и старт разряда в токамаке Глобус-М, специфика условий развития разряда в сферических токамаках в сравнении с обычными.
- (3) – Эффект ограничения количества убегающих электронов и переносимого ими тока в сферических токамаках. Особенности поведения убегающих электронов в СТ.
- (4) – Достижение идеального предела МГД устойчивости по отношению в внешним МГД кинк-возмущениям в сферическом токамаке.
- (5) – Достижения предела Гринвальда при газонапуске в омическом режиме и низких значениях запасах устойчивости.
- (6) – Установление экспериментальной границы области рабочих параметров сферического токамака Глобус-М в режиме омического нагрева. Достижение и превышение проектных параметров токамака Глобус-М в режиме омического нагрева.
- (7) – Применение двухступенчатой плазменной пушки для подачи топлива (рабочего газа) в горячую зону плазменного шнура и инициализации разряда.

(8) – Формулировка сценария и проведение первого на сферических токамаках эксперимента по ионно-циклотронному высокочастотному нагреву плазмы на частотах основной гармоники водорода при добавке водорода к основной дейтериевой плазме.

(9) – Разработка требований к комплексу физических диагностик токамака Глобус-М, в том числе и ряду уникальных, позволяющих получать в каждом рабочем импульсе токамака индивидуальные характеристики разряда, исключив тем самым зависимость от условий воспроизводимости.

**Достоверность результатов**, представленных в работе подтверждена документами о введении Глобус-М в эксплуатацию, достижением большинства проектных параметров уже в омическом режиме, многократной экспериментальной поверкой полученных данных, сопоставлением результатов с данными экспериментов, проведенных на других сферических и обычных токамаках.

**Апробация.** Полный список публикаций автора по теме работы содержит более 90 печатных трудов (представлен в ВАК). В рамках доклада процитированы 47 печатных работ (помечены \* в списке литературы). Основные результаты докладывались на Международных и Российских конференциях по физике плазмы и УТС (IAEA – 1996, 1998, 2000, 2002, 2004, 2006 гг., EPS – 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001 (устный доклад), 2002, 2003 (приглашенный доклад), 2004, 2005 гг., Звенигород – 1997 (устный доклад), 1998 (обзорный доклад), 2000 (устный доклад), 2001 (обзорный доклад), 2002 (обзорный доклад), 2004, 2005 гг.). Результаты были доложены на международных рабочих совещаниях по сферическим токамакам (1994, 1995, 1996, 1997, 1998, 2001, 2005, 2006), ежегодных международных технических совещаниях IAEA по компактным конфигурациям и плотной замагниченной плазме (1999 – 2005), ежегодном международном симпозиуме Culham - Ioffe Symposium (1994 – 2005). Также результаты докладывались и на других международных и российских конференциях и рабочих совещаниях: Симпозиуме по технологии УТС – 1995, 1996, 1998, Всероссийской конференции по диагностике высокотемпературной плазмы 2005, на Совещании по сильным микроволнам в плазме – 1999, на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и ИЯС РНЦ Курчатовский институт.

Важно иметь ввиду, что в создании такого сложного электрофизического устройства, каким является сферический токамак Глобус-М, принимала участие большая группа ученых и инженеров Физико-Технического института им. А.Ф. Иоффе, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Ленинградского Северного Завода, а также ученые и инженеры РНЦ Курчатовский институт и ТРИНИТИ и др., работу которых координировал автор. Особо важную роль в создании установки сыграли академик В.Е. Голант, Н.В. Сахаров и К.Г. Шаховец (ФТИ), В.А. Беляков, В.А. Коротков, В.Ф. Сойкин и Е.Г. Кузьмин (НИИЭФА), Г.П. Гардымов, Н.Я. Дворкин и В.В. Миков (Ленинградский Северный Завод). Без участия вышеперечисленных ученых и инженеров было бы невозможно спроектировать и

изготовить сферический токамак Глобус-М. Автор выражает им глубокую благодарность и признательность за многолетние усилия по созданию установки.

Не меньшей благодарности заслуживают специалисты из тех же и других организаций (Тяжпромэлектропроект, Су-35, Ленэнерго и др.), которые принимали участие в подготовке проектной документации, контроле изготовления, привязке к территории, сооружении экспериментального зала, реконструкции источников питания, изготовлении технологических систем, диагностик первой очереди, физическом пуске токамака и обеспечении работ: Э.А.Азизов, Т.Ю.Акатова, А.С.Ананьев, Н.Н.Анисенков, Е.Л.Артамонов, С.Е.Бендер, С.А.Булгаков, В.И.Васильев, А.Б.Выморков, В.Г.Дынкин, Г.Н.Долгушев, Е.Ю.Женишек, Е.П.Жуков, Е.Л.Зыкин, Н.М.Иванов, А.А.Кавин, Е.А.Кузнецов, Ю.А.Ковалько, Ю.А.Косцов, В.Н.Куликов, А.А.Кучинский, И.Н.Лейкин, А.А.Малков, В.Б.Минаев, О.А.Миняев, И.А.Миронов, А.Н.Новохатский, А.А.Обухов, И.В.Павлюкович, К.А.Подушникова, А.Р.Полевой, В.И.Силин, А.К.Редкач, Е.Н.Румянцев, В.С.Узлов, С.В.Фандеев, О.Г.Филатов, С.В.Шаталин, В.В.Шпейзман, Н.В.Шустова, В.А.Ягнов.

Хочу поблагодарить специалистов подготовивших, настроивших и осуществляющих эксплуатацию диагностик, систем нагрева, участвовавших в экспериментах на разных этапах работы и являющихся соавторами ряда полученных результатов: А.Г.Барсукова, В.И.Варфоломеева, Г.А.Гаврилова, В.В.Дьяченко, В.Г.Капралова, С.В.Крикунова, Б.В.Кутеева, Р.Г.Левина, В.М.Леонова, В.Б.Минаева, А.Б.Минеева, Е.Е.Мухина, А.А.Панасенкова, М.И.Патрова, В.Г.Петрова, А.А. Петрова, Ю.В.Петрова, В.В.Рождественского, Н.В.Сахарова, Г.Н.Тилинина, С.Ю.Толстякова, Л.Л.Шапиро, Ф.В.Чернышева, И.Н.Чугунова, А.Е.Шевелева, О.Н.Щербинина. А также Г.М. Воробьева и С.Г.Калмыкова, принимавших участие в начальной стадии работы. Отдельная благодарность руководству Лаборатории высокотемпературной плазмы, Отделения Физики Плазмы Атомной Физики и Астрофизики ФТИ, дирекции ФТИ им. А.Ф.Иоффе, а также всем службам института за постоянное внимание и помощь в работе.

Безусловно, очень важную роль в создании установки и осуществлении научной программы играют финансирующие организации – основной вклад в сооружение собственно установки внес Международный Технологический Центр (МНТЦ). Российская академия наук и Министерство образования и науки несут основное бремя расходов на эксплуатацию, закупку оборудования и проведение исследований. Существенную поддержку оказывает Росатом РФ, финансирующий исследования по программе УТС. Выражаю глубокую благодарность руководству этих организаций.

К сожалению, в рамках данной работы невозможно перечислить всех специалистов, принимавших (более 400 чел.) и продолжающих принимать участие в работах на сферическом токамаке Глобус-М – всем им глубокая благодарность.

## Приложение – список цитированной литературы

- 1 Aimar, R., et al. Nucl. Fus. 2001, 40, 1301
- 2 Shafranov, V.D., Yurchenko, E.I., 1971, Proc. of 4<sup>th</sup> Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion, Madison, IAEA, Vienna, v.2, IAEA-CN-28/F-13, p. 519
- 3 Sykes, A., et al., 1983, Proc. of 11<sup>th</sup> EPS On Contr. Fusion and Plasma Phys., Aachen, W. Germany, p.363
- 4 Troyon, F.R., et al., 1984, Plasma Physics and Contr. Fusion, Vol.26, 209
- 5 Bespoludennov, S., et al., Soviet Journal of Plasma Physics, 1986, vol.12, 771
- 6 Peng Y-K.M., Stricler D.J., Nuclear Fusion, 1986, V.26, No.6, 769
- \* 7 V.K. Gusev, F. Alladio, A.W. Morris, *Basics of Spherical Tokamaks and Progress in European Research*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 2003, **45**, issue 12.1, A59 -A82
- 8 Bruhns, H., et al., 1987, Nucl. Fus., v.27, 2178
- 9 Collins G.A., et al., 1988, Nuclear Fus., v.28, 255
- 10 Shafranov, 1970, Sov. J. Techn. Phys., vol.15, 175;
- 11 Wesson, 1978, Nuclear Fusion, Vol.18, 87
- 12 S.C. McCool, et. al. 1995, *Preprint FRCR # 468, The University of TEXAS, Austin, USA*
- 13 Hakkarainen, S.P. et al., Phys. Fluids, B **2** (7) 1990, 1565
- 14 Roberto, M., Galvao, R.M.O., 1992, Nuclear Fusion, Vol. 32, No.9;
- 15 Kalmykov S.G., 1992, Soviet Journal of Plasma Phys., Vol. 18, 10, 685
- 16 Galeev, A.A, Sagdeev, R.Z., *Voprosy Teorii Plazmy*, 1973, issue7, p.205
- 17 Rozhansky, V. et al., Nuclear Fusion, 2002, Vol.42, 1110;
- 18 Rozhansky, V. et al., 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg 2003 ECA Vol. 27A, P-3.91
- 19 Carolan, P.G., et al., Proc. Of 19<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conf. Lyon, France, 2002, IAEA-CN-94/EX/C2-6
- 20 J.P.Freidberg, *Ideal magnetohydrodynamics*, 1998, Plenum Press, N-Y, p.269
- 21 Kruskal, M.D., Schwarzschild, M., 1954, Proc. R. London, Ser. A 233, 348
- 22 Shafranov V.D., 1956, At. Energy, v5, 38
- 23 Zakharov, E.L. In *Reviews of Plasma Physics*, Ed.: B.B. Kadomtsev, Consultant Bureau, N.Y., vol.7, p.18, 1981
- 24 Medvedev, S. Yu., et al., 28th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Funchal, ECA Vol. 25A (2001) 21-24
- 25 ITER Physics Basis, Nuclear Fusion, 1999, Vol.39, No.12, p. 2260
- 26 Ferron, J.R., et al., Phys. Fluids, B**5** (1993), 2531
- 27 Menard, J.E., et al., Nuclear Fusion, Vol.37, No.5, 1997, 595
- 28 Sykes, A., 2001, Plasma Phys. Contr. Fusion, V.43, No.12A, A127
- 29 Armstrong R., Choe W., Finkenthal M., Gusev V., et al., *Investigation of the effect of resistive MHD modes on spherical torus performance in CDX-U*, Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conf., IAEA-CN-64/C2-2, Montreal, (1996)
- 30 S.C. McCool, et. al. 1995, "USTX – the university ST experiment", *Preprint FRCR # 468, The University of TEXAS, Austin, USA*
- \* 31 Gusev V.K., Plasma Devices and Operations, Vol.9, N 1-2, (2001), p.1
- \* 32 Vasily K. Gusev, et al., Fusion Technology, vol.34, (1998), p.137
- \* 33 Gusev V.K., et. Al., *Central Inductor of Globus-M tokamak*, Proc. IEEE Transaction on Magnetics, v.32, Number 4, Part I (1996), p.2415-2417
- \* 34 Gusev V.K., et. al., *Globus-M Central Solenoid*, Proc. 16th IEEE/ NPSS Symposium on Fusion Engineering, University of Illinois, Piscataway, NJ 08855-1331, IEEE, v.2 (1995), p.1460-1463
- \* 35 Gusev V.K., et al., *Design and technology manufacturing of Globus-M tokamak central solenoid*, In Proc of Intern. Workshop Spherical Torus'97, S.Petersburg, Russia (1997), v.2, pp.755-764

- \* 36 Gusev V.K., et al., *Globus-M experiment at the final stage of preparation*, Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, Japan (1998), v.3, pp. 1139-1142 (CDP/02)
- \* 37 Alekseev A.V., ..., Gusev V.K., et al., *Globus-M tokamak magnets*, Proc. 19th Symposium Fusion Technology, PD9, Lisbon, Portugal (1996)
- \* 38 Belyakov V.A., Dvorkin N.Ya., Gusev V.K., et al., *Spherical tokamak Globus-B load assembly*, Proc. 20th Sympos. on Fusion Technology, Marseille, France, v.2 (1998)
- 39 V.A. Belyakov, et.al., *Design and Assembly of the Globus-M Tokamak Magnets*, Plasma devices and Operations, Vol.9, N. 1-2, (2001), p.39
- \* 40 Сферический токамак Глобус-М, Эскизный проект, пояснительная записка, Санкт Петербург, Архив ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1994, №1301, Фонд 3, опись5
- \* 41 V.A. Belyakov, ..., V.K. Gusev, et al., *Project of spherical tokamak Globus-M*, 1994, Preprint РТИ # 1629
- \* 42 Golant V.E., Gusev V.K., et al., *Globus-M. From Concept to Engineering*, Proc. 16th IEEE/ NPSS Symposium on Fusion Engineering, University of Illinois, Piscataway, NJ, IEEE, v.2 (1995), p.1464-1467
- \* 43 V. Gusev, *Globus-M project goal and activities review (Construction stage of Globus-M project)*, Proc. of International Workshop on Spherical Torus and US-Japan Workshop for Low Aspect Ratio Tokamaks, 4-6 December, 1996, Vol.1, Culham Science & Engineering Center, Abingdon, Oxfordshire OX14 3DB, UK, p. 550-582
- \* 44 Dvorkin N.Ya., Gardymov G.P., Gusev V.K., et al., *Problem of characterization of vacuum vessel shell for spherical tokamak Globus-M at different stages of fabrication*, Proc.8th Inter. Symp. on Nondestructive Characterization of Materials, Boulder, Colorado, USA Plenum press, New York (1997), p.157-162
- 45 Глухих В.А. и др., *Физико – технические основы управляемого термоядерного синтеза*, СПб, Из-во Политехнического ун-та, 2006, 238с
- \* 46 M.Atalikov, ..., V.Gusev, et al., “Globus-M power supply system”, Pl. Dev. & Oper., 2001, vol 9, p. 119-128
- 47 S.E.Bender et al., “Magnetic diagnostics on Globus-M tokamak”, Pl. Dev. & Oper., 2001, vol 9, p. 143-157
- 48 Lao, L., et al., Nuclear Fusion, Vol. 25, No 10 (1985)
- \* 49 V.Gusev, *Globus-M Program (Motivation, Background, Plan)*, Workshop on Establishing Physic Basis Needed to Access the Potential of CT Reactors, 1994, Oak-Ridge, USA
- \* 50 Гусев В.К., и др., *Проект сферического токамака Глобус-М (программа исследований и статус)*, Тезисы докладов XXIV Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, Москва, (1997), М-У2-1, стр.3
- \* 51 Gusev V.K., *General features and plans of Globus-M experiment*, Proc. IAEA Techn. Committee Meeting on Spherical Tori & 4th Int. workshop on Spherical Tori, Tokyo, Japan, (1998), p.232-238
- \* 52 Гусев В.К., и др., *Сферический токамак Глобус-М*, ЖТФ т.69, (1999), N 9, стр. 58-62
- \* 53 Gusev V.K., *Spherical tokamaks concept and status*, Strong Microwaves in Plasmas, Proc. of the Intern. Workshop N.Novgorod, Russia, 2-9 august 1999, V1, 223-239, (2000)
- \* 54 В.К. Гусев, *Современное состояние исследований по УТС в сферических токамаках*, Тезисы докладов 29 Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 25 Февраля-1 Марта 2002г
- 55 В.Е.Голант, В.И.Федоров Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках, Москва, Энергоатом, 1986, стр. 47
- 56 A.R. Esterkin, E.Z. Gusakov, M.A. Irzak. Spherical Torus'97 (Proc. Int. Workshop St. Petersburg, Russia, 1997, Vol.1, p. 265
- \* 57 Gusev V.K., et al., *Status of spherical tokamak Globus-M*, Proc. International Congress on Plasma Physics and 25th European Physics Society Conf. Prague, Czech Rep., (1998), v.22C, p.576-579

- 58 В.В.Дьяченко, и др., ЖТФ, **73**(8), (2003), стр.126
- 59 M. Ono, High harmonic fast waves in high beta plasmas, *Phys. Plasmas*, **2**, p.4075, 1995
- 60 Pereverzev G.P. et al., Rep.IPP5/42, Garching, Germany (1991); rep. IAE-5358/5, Moscow (1992)
- 61 V.G.Merezhkin et al., *Fizika Plazmy* **14** (1988) 131
- 62 S.P.Hirshman, *Phys. Fluids* **31** (1988) 3150
- 63 ITER Physics Basis Editors et al., *Nucl. Fusion* **39** (1999) 2605
- \* 64 V.K. Gusev et al., *Nuclear Fusion*, **41**, 2001, 919
- 65 Sharapov V.M., et al., *Journal of Nuclear Materials*, 220-222 (1995), p.730
- \* 66 V.K.Gusev, et al., *Plasma Formation and First OH Experiments in GLOBUS-M Tokamak*, Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. Sorrento, Italy, 2000, Exp1/03
- 67 Ejima S., et al., *Nucl. Fusion*, **22**, (1998), 1275
- 68 H.Dreicer, *Phys.Rev*, **115**, 238 (1959)
- \* 69 V.K.Gusev, et al., *Overview of Results and Program Development in Globus-M Spherical Tokamak*, in Proc. of 2nd IAEA TCM on Spherical Tori and 7th International Spherical Torus Workshop, (2001), Sao Jose dos Campos, Brazil
- \* 70 V.K.Gusev, *Operational limits and plasma stability in OH discharge of Globus-M spherical tokamak*, Proc. of 28<sup>th</sup> EPS conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Funchal, ECA, vol.25A (2001) 1317
- 71 I.M. Pankratov et al., *Nuclear Fusion*, **38**, (1998) 279
- \* 72 А.Е.Шевелев, И.Н.Чугунов, В.К. Гусев и др., *Физика Плазмы*, 2004, т.30, №2, с.180-184
- \* 73 V.K.Gusev, et al., *Runaway Electrons Acceleration in Globus-M Spherical Tokamak*, Proc. of 29th EPS Conference on Plasma Physics and Control Fusion, Montreux, Switzerland, 17 – 21 June 2002, P4.104
- 74 Knoepfel H., Spong D.A., *Nuclear Fusion*, 1979, v.19, no.6, p.785
- 75 G.Martin et al., ITER Workshop on Disruptions (1991)
- 76 Y.Gribov, ..., A.Mineev, et al., ITER-FEAT Scenarios and Plasma Position/Shape Control, 18<sup>th</sup> IAEA FEC, Sorrento, Italy, 2000, IAEA-CN-77/ITERP/02
- 77 ITER Physics Basis, *Nuclear Fusion*, 1999, Vol.39, No.12, p. 2345
- 78 P.Helander, et al., *PPCF* **44** (2002) B247-B262
- \* 79 Armstrong R., Choe W., Finkenthal M., Gusev V., et al., *Investigation of the effect of resistive MHD modes on spherical torus performance in CDX-U*, Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conf., IAEA-CN-64/C2-2, Montreal, (1996)
- \* 80 W.Choe, ..., V.Gusev, et al., In Proc of 24<sup>th</sup> EPS Conf on Contr Fusion and Pl Phys, Germany, 1997, Vol. 21A, part III, 1197
- 81 Э.Прист, Т.Форбс, *Магниное пересоединение*, Москва, Физматлит, 2005
- 82 W. Zwingmann, M. Ottaviani, *Nonlinear simulation of magnetic reconnection with a drift kinetic electron model*, 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, ECA Vol.28G, P-4.105 (2004)4
- 83 Semenov I., et al., 2003 *Phys. Plasmas*, **10**, 664
- 84 Degtyarev L., et al. *Comput. Phys. Commun.* **103** (1997) 10
- 85 Kadomtsev B.B., *Tokamak plasma: a complex physical system*, IOP Publishing Ltd, London, 1992
- 86 Greenwald M. 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** No 8 (2002) R27
- \* 87 V.K. Gusev, et al., *High Performance OH Regimes in the Globus-M Spherical Tokamak*, Proc. of 31th EPS Conference on Plasma Phys. London, 2004, ECA Vol. 28G, P-4.158
- 88 F.X.Soldner, E.R.Muller, F.Wagner, et al., *Improved confinement in High Density Ohmic Discharges in ASDEX*, *Phys.Rev.Lett.*, 1988, v61, No9, p.1105
- 89 Greenwald, M., et al., *Nuclear Fusion*, 1988, Vol. 28, 2199
- 90 Sykes A., *Tech. Physics* **44** (1999) 1047
- 91 J.A.Wesson, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) A337-A346

- 92 I. Lehane et al., Proc. 30th EPS Plasma Phys. Conf. St. Petersburg 2003 ECA 27A P3-92
- \* 93 V.K. Gusev, et al., *Density limits and control in the Globus-M Spherical Tokamak*, Nuclear Fusion, **46** (2006) S584-S591
- 94 ITER Phys Basis, Nuclear Fusion, 1999, vol.39, No12, p.2185
- \* 95 V.B. Minaev, ..., V.K. Gusev, et al., *First Results of the Experiment with NBI on the Globus-M Spherical Tokamak*, Proc. of 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg. 2003 ECA Vol.27A. P-2.174
- \* 96 V. Amoskov, ..., V. Gusev, et al., *Simulation and analysis of eddy currents induced in the GLOBUS-M tokamak*, Plasma Devices and Operations, Vol.13, No.1, 2005, 25–38
- \* 97 V.K. Gusev *New Results from the Globus-M Spherical Tokamak*, Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conf., Lyon, France, 2002, EX/P3-10
- \* 98 Абрамова К.Б., Воронин А.В., Гусев В.К., и др., Физика плазмы, 31, №9, 1-9 (2005)
- 99 Voronin A.V. and Hellblom K.G. 2001 Plasma Phys. and Controlled Fusion 43 (11) 1583
- 100 R. Raman, et al., Nuclear Fusion **37** (1997) 964
- 101 E. Hinnov and J.G. Hirschberg, Phys. Rev. **125** (1962) 795
- \* 102 Voronin A.V., Gusev V.K., et al., Nuclear Fusion, 45, 1039–1045 (2005)
- \* 103 Гусев В.К. и др., ЖТФ, (1999), т.69, N 9, стр. 58-62
- 104 Ирзак М.А. и др., Физика Плазмы **25**, 659 (1999)
- \* 105 В.К. Гусев, В.В. Дьяченко, Ф.В. Чернышев, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, О.Н. Шербинин *Первые эксперименты по ВЧ нагреву плазмы в сферическом токамаке Глобус-М на ионно-циклотронных частотах*, Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып. 16.
- \* 106 O.N. Shcherbinin, ..., V.K. Gusev, ..., V.M. Leonov, Nuclear Fusion **46** (2006) S592-S577
- 107 Yushmanov, P.N., et al., *Nucl. Fusion*, **30**(10) (1990) 1999
- 108 Chang, C.S., Hinton, F.L., Phys. Fluids, **29** (1986) 3314
- \* 109 А.Г. Барсуков, В.К. Гусев, Л.А. Есипов, В.В. Кузнецов, В.М. Леонов, А.В. Лупин, В.Б. Минаев, А.А. Панасенков, Г.Н. Тилинин Репринт ИАЭ-6353/7, Москва 2005
- \* 110 Гусев В.К., и др., *Малогабаритный светосильный спектрометр с высоким разрешением*, Оптический журнал 64, 8 (1997), стр.49
- \* 111 V.V. Bulanin, ..., V.K. Gusev, et al., *The Globus-M Diagnostics Design*, Plasma Devices and Operations, Vol. 9, No. 1-2, 2001, 129-142
- \* 112 Б.Фэн, ..., В.К. Гусев, и др., *Наблюдения радиационных потерь в сферическом токамаке Глобус-М*, Письма в ЖТФ, 2003, **29**, вып. 11, с.1-6
- \* 113 В.М. Амосков, ..., В.К. Гусев, и др., *Определение положения и формы плазменного шнура по данным внешних магнитных измерений для токамака Globus-M в режиме реального времени*, Физика Плазмы, 2003, **29**, N.12, с.1075
- \* 114 Э.А. Азизов, ..., В. Гусев и др., *Первые результаты, полученные с помощью сканирующего импульсного радара-рефлектометра на токамаке Глобус-М*, Физика плазмы, 2004, том 30, № 4, 1–10
- \* 115 С.Ю. Толстяков, В.К. Гусев, и др., *Разработка диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М*, ЖТФ, 2006, т. 76, вып. 7, с. 27