

Физика сферических токамаков

© Алан Сайкс

EURATOM/UKAEA Fusion Association
Culham Science Centre, Abingdon, Oxon, OX14 3DB, UK

(Поступило в Редакцию 14 января 1998 г.)

Сферические токамаки представляют собой предельный случай обычных токамаков, сочетая в себе простоту конструкции с привлекательными физическими характеристиками. Будучи потенциально важными для программы управляемого термоядерного синтеза сами по себе, сферические токамаки дают, кроме того, многое и для понимания физики обычных токамаков, например, вносят вклад в моделирование скейлингов удержания для ИТЕР и в исследования общих свойств плазмы, таких как удержание энергии и МГД процессы. Приведен обзор результатов, полученных на сферических токамаках-прототипах первого поколения, и обозначены основные направления дальнейших исследований.

Введение

В 1986 г. Пенг и Стриклер [1] обозначили многочисленные потенциальные теоретические преимущества концепции "сферических торов", в которых аспектное отношение $A = R/a$ существенно уменьшено по сравнению с обычными токамаками и приближается к единице. Предполагалось [2], что плазма таких "сферических токамаков" наряду с типично "токамачным" удержанием и МГД устойчивостью, обусловленными схожими значениями коэффициента запаса устойчивости q , будет обладать и рядом благоприятных характеристик, присущих сферомакам и устройствам с обращенным пинчем. Были предсказаны такие преимущества, как естественная вытянутость плазмы в вертикальном направлении ($k \sim 2$); высокое тороидальное бета и так называемые "изодинамические" области, предполагающие улучшенное удержание. В настоящее время эти предсказания нашли экспериментальное подтверждение, в частности, на установке START в Калэмской лаборатории [3], а также на ряде малых сферических токамаков (например, CDX-U, HIT, TS-3, MEDUSA, ROTAMAK-ST).

Эти обнадеживающие результаты подтолкнули к разработке и созданию следующего поколения сферических токамаков, включающего GLOBUS-M (Российская Федерация), MAST (Великобритания), PEGASUS и NSTX (США), ETE (Бразилия) и TST (Япония).

Новая геометрия поставила новые задачи и одновременно явилась важным тестом теории магнитного удержания. Последние теоретические работы, стимулированные результатами экспериментов, показывают, что сферические токамаки могут иметь дополнительные преимущества в области устойчивости и удержания плазмы. Следующее поколение больших сферических токамаков сооружается в настоящее время с важной конкретной целью: они должны улучшить наше понимание физики систем с тороидальным удержанием плазмы, проверить новые теоретические предсказания и указать путь к компактным термоядерным установкам с высоким бета, имеющим прикладное значение, например для тестирования материалов и производства электроэнергии.

1. Результаты экспериментов на сферических токамаках

Первые сферические токамаки были созданы путем введения центрального стержня в существующие экспериментальные термоядерные установки, например в ротамаке в Лукас Хайтс [4], гейдельбергском сферомаке [5] и в "родамаке" SPHEX [6]. В каждом из этих малых экспериментов были получены важные и обнадеживающие результаты по равновесию и устойчивости плазмы. К примеру, на гейдельбергской установке было обнаружено, что небольшой ток в стержне стабилизирует неустойчивость опрокидывания, а создание тороидального поля в установке SPHEX повысило эффективность передачи энергии от пушки к плазме, но все это были эксперименты с холодной плазмой. Первая экспериментальная проверка концепции сферических токамаков в горячей плазме ($> 100 \text{ eV}$) была предпринята в Калэмской лаборатории на токамаке с малым аспектным отношением START [3]. Хотя START и был сконструирован всего лишь для проверки концепции сферических токамаков, на нем удалось достичь важных результатов со следующими типичными параметрами: большой радиус $R \sim 0.3 \text{ m}$, малый радиус $a \sim 0.23 \text{ m}$, аспектное отношение ~ 1.3 , вытянутость плазмы 1.8, объем плазмы 0.5 m^3 , $\langle n_e \rangle \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, вакуумное тороидальное поле на оси установки (при R_0) $\sim 0.3 \text{ T}$ и ток плазмы до 310 кА.

1) Особенности равновесия плазмы. Одной из характерных черт сферических токамаков является увеличение эффективности использования тороидального поля по мере уменьшения аспектного отношения A , связанного со значительным ростом коэффициента запаса устойчивости на границе g_a и обусловленного тороидальными эффектами. Это было подтверждено аккуратными зондовыми измерениями магнитного поля на низкотемпературной установке Rotamak-ST во Флайндерсе [7]. В то время как в центре плазмы магнитные поверхности выглядят так же, как и в обычном токамаке, на краю плазмы (с чрезвычайно малым аспектным отношением ~ 1.1) силовые линии сконцентрированы в

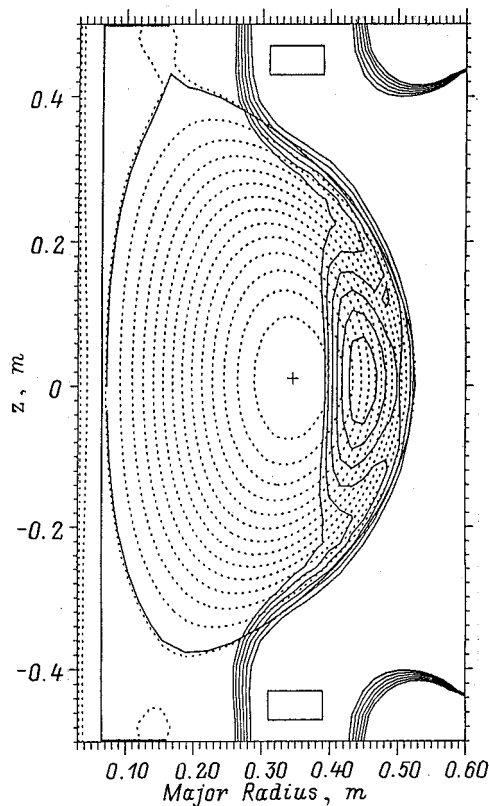


Рис. 1. Наблюдение магнитной ямы (локального минимума $|B|$) в разряде № 35533 с высоким бета ($\beta_T \sim 40\%$). Пунктир — магнитные поверхности, сплошные линии — контуры $|B|$.

основном во внутренних областях с высоким магнитным полем, что ведет к существенному росту q . Коэффициент запаса устойчивости на границе плазмы в типичном разряде в Rotamak-ST превышает 20 при значении цилиндрического эквивалента $q_{cyl} = 5a^2 k B_t / R I_p = 2.1$.

Такое увеличение коэффициента запаса устойчивости q влечет за собой ряд последствий. К примеру, тороидальное поле в центре существующих и строящихся сферических токамаков следующего поколения обычно раз в 10 ниже, чем в обычных токамаках, и нормализованный ток $I_N = I_p / (a B_0)$ может достигать высоких значений, прежде чем величина q упадет ниже 2. Поскольку по скейлингу Тройона β пропорционально I_N , это означает, что могут быть получены высокие значения β (см. следующий раздел). В дополнение к этому при высоких β , полученных на START, связанный с этим диамагнитный эффект компенсирует парамагнитный эффект, обусловленный большим значением нормализованного тока, так что на профиле $|B|$ может появиться магнитная яма (рис. 1) (результаты на рис. 1–6 относятся к START). Это улучшает устойчивость плазмы [8], а также, изменяя траектории, уменьшает долю запертых частиц и, следовательно, приводит к росту эффективности генерации тока. Эффективность использования тороидального поля может быть охарактеризована простым параметром —

отношением тока плазмы к току центрального стержня I_p / I_{rod} . В последних экспериментах на сферических токамаках было получено отношение I_p / I_{rod} , превышающее единицу. На START было достигнуто $I_p / I_{rod} = 1.2$ в плазме с аспектным отношением $A = 1.3$ [3], а на установке Rotamak-ST недавно было получено $I_p / I_{rod} = 1.1$ при $A = 1.1$ без всяких признаков достижения МГД предела [7]. На установке TS-3 в Токио исследовался переходный режим между сферомаком и сферическим токамаком и было показано, что значение I_p / I_{rod} может быть существенно увеличено и при очень низких значениях $A = 1.1$ превысить 3 в соответствии с результатами численных расчетов [9].

2) Высокое значение бета. Отношение β тепловой энергии плазмы к магнитной является характеристикой эффективности термоядерной установки. При использовании инжектора нейтральных частей с мощностью 1 МВт, арендованного в Окриджской Национальной лаборатории (США), на START было получено среднее $\beta \sim 40\%$ (рис. 2), более чем в три раза превышающее наибольшее значение, когда-либо полученное в обычном токамаке (здесь β определено как $\beta_T = 2\mu_0 \int p dV / (V B_0^2)$, где V — объем плазмы, B_0 — вакуумное тороидальное поле в геометрическом центре плазмы). Фактор β_N , представляющий собой отношение β к нормализованному току I_N , был увеличен до $\beta_N \sim 5.9$ и вдобавок было продемонстрировано, что высокие значения бета ($\beta_T > 30\%$ и $\beta_N > 4$) могут поддерживаться в течение времени, в несколько раз превышающего время удержания энергии [10].

3) Центральное бета в токамаке START. Центральное бета, определенное здесь как $\beta_0 = 2\mu_0 \times p_a / B_a^2$, где p_a и B_a — давление плазмы и вакуумное тороидальное поле, измеренные на магнитной оси, может достигать на START 100%. В то время как среднее бета адекватно определяется путем обработки данных магнитных измерений с использованием кода EFIT [11], центральное бета не определяется

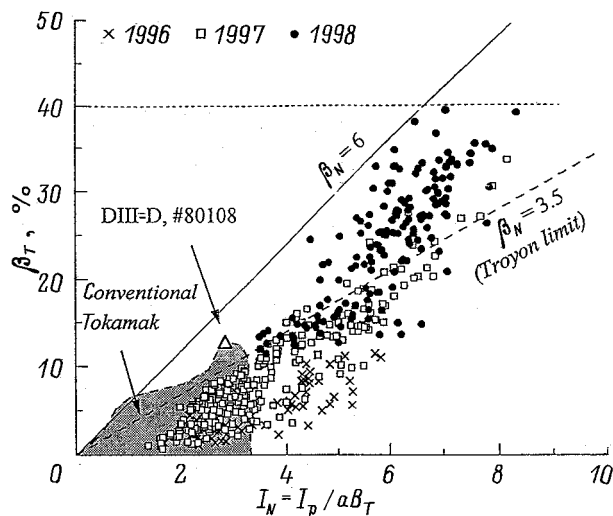


Рис. 2. Измерение средних значений β_T .

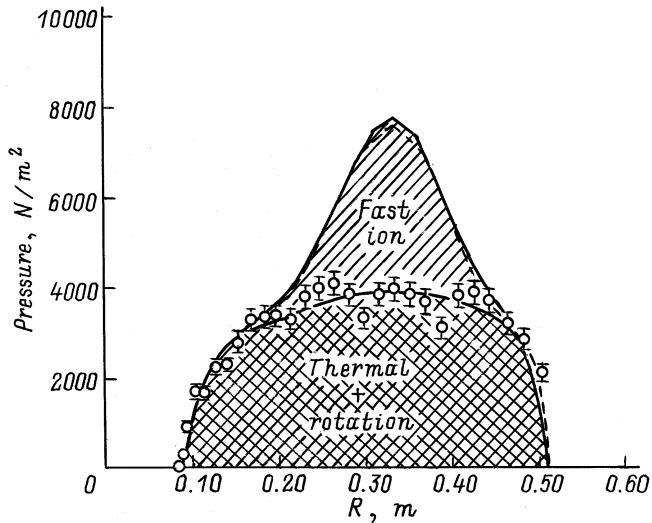


Рис. 3. Измерение значений β в центре. Сплошная линия — сумма тепловой энергии (определенной по томсоновскому рассеянию и спектроскопии нейтралей перезарядки) и давления быстрых ионов (при искусственно навязанной изотропии), штриховая — результат расчета по коду EFIT на основе магнитных измерений.

также надежно и требует дополнительного анализа с использованием данных по профилям электронной температуры и плотности, полученных с помощью диагностики томсоновского рассеяния по 30 точкам. Профиль тепловой ионной температуры измерялся по диагностике спектров нейтральных частиц CELESTE, а поведение быстрых ионов рассчитывалось с помощью метода Монте-Карло. Профили отдельных компонент показаны на рис. 3 для момента времени $t = 36$ ms в разряде 36544 с $\beta_T = 31\%$ и $\beta_0 = 99\%$. Наблюдается хорошее соответствие при сравнении полной энергии с результатами обработки по равновесному коду EFIT (штриховая линия).

4) Область рабочих параметров. а) Предел по плотности. В режимах с высоким давлением на START были получены высокие плотности $n_e \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}$ с числом Гринвальда $G = \pi a^2 n_e / I_p [10^{20} \text{ m}^{-3} / \text{MA}] \sim 1$. Область рабочих параметров была еще более расширена путем инжекции в плазму макрочастиц замороженного дейтерия изнутри/сверху. Макрочастица испаряется и подпитывает рабочим газом центральные области плазмы. Результаты, полученные на START, показывают увеличение плотности плазмы примерно в три раза, расширяя тем самым область рабочих параметров, как показано на рис. 4, приближаясь к числу Гринвальда $G \sim 1.5$ и параметру Мураками $M = n_e R / B [10^{20} \text{ m}^{-2} / \text{T}] \sim 2.4$ [12–14]. Осциллограммы сигналов, полученных в разряде с нейтральной инжекцией 34881 с периферийной МГД активностью типа ELM, при инжекции в него макрочастиц показаны на рис. 5. Зарегистрировано двукратное увеличение плотности, усредненной по линии наблюдения; прекращаются пилообразные колебания, но активность ELM

не прекращается в соответствии с успешным впрыском дейтерия в центральную область разряда.

б) Предел по q . Замечательной особенностью разрядов с высоким бета в диверторной конфигурации с двумя нуль-точками является возможность работы с очень низкими значениями $q_{95} = 2.3$. В первоначальных расчетах использовалась модель плазмы с диафрагмой, в которой для разрядов с малым аспектным отношением и большим значением коэффициентов вертикальной вытянутости и треугольности внешней магнитной поверхности предполагалось предельное значение q на границе ~ 4 . Последние расчеты с использованием модели плазмы с сепаратрисой показали, что достижимыми являются значения $q_{95} \sim 1.1$ (предполагая некоторую стабилизацию за счет стенки).

в) Предел по бета. На установке START была продемонстрирована повышенная устойчивость конфигураций с малым аспектным отношением при очень высоких значениях бета. В плазме с $\beta_N > 4$ и малым широм в центре удалось приблизиться ко второй области устойчивости для "баллонных" мод. Полученные на START значения β_N , значительно превышают обычный предел Тройона $\beta_N = 3.5$, показанный на рис. 2, что находится в разительном контрасте с ситуацией на больших бесстолкновительных токамаках с обычным аспектным отношением, где неоклассические тиринг-моды ограничивают β_N примерно на уровне 2. Недавние расчеты равновесия [15] показали, что стабилизирующий член Глассера значительно больше для типичных условий сферических токамаков. Исследования на больших сферических токамаках следующего поколения с более горячей и менее столкновительной плазмой позволят проверить, окажутся ли все эти благоприятные предсказания достаточными для поддержания режимов с высоким β_N , наблюдавшихся на START.

5) Внутреннее перезамыкание магнитных силовых линий. Область рабочих параметров на START в режимах с высокой плотностью и

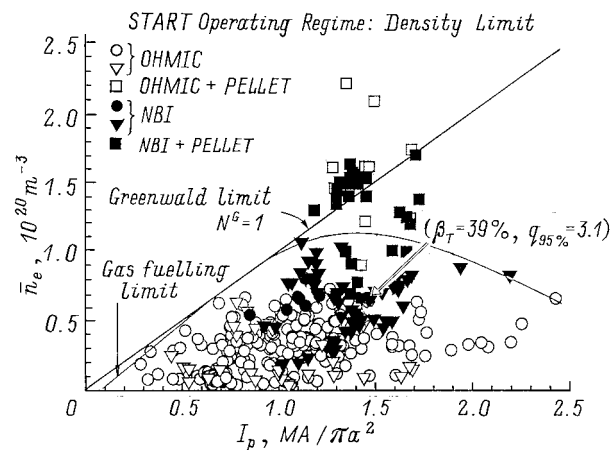


Рис. 4. Область рабочих параметров, демонстрирующая увеличение доступности при инжекции макрочастиц с использованием инжектора Фраскати/Ризо. Показан предел для работы в режиме разрядов с напуском газа.

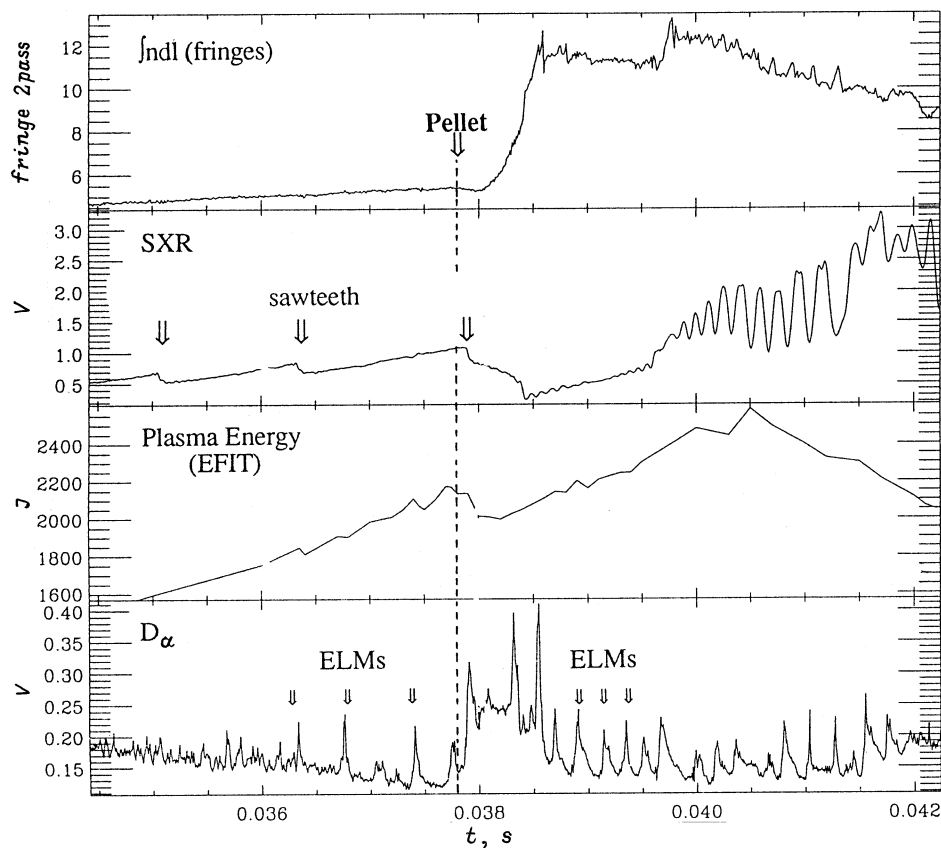


Рис. 5. Инжекция макрочастиц в разряд с ELM-неустойчивостями в режиме с инъекцией пучка нейтральных частиц.

низким q обычно ограничивалась явлением, называемым внутренним перезамыканием линий магнитного поля, или IRE. Оно имеет схожие черты с "мягкими срывами", имеющими место в обычных токамаках (включая прекурсор и сброс тепловой энергии) и происходит обычно один или два раза в течение каждого разряда на START и наблюдается также на CDX-U [16], Medusa [17] и HIST [18]. Представляется, что это связано с МГД модами с низкими m ; к примеру, малое IRE иногда происходит на ранней стадии разряда в START, когда вначале значение q в центре падает ниже 2 и быстро нарастает неустойчивость с $m = 2$. Большой газонапуск или уменьшение тороидального поля (и/или увеличение тока плазмы) также могут привести к серии IRE.

Хайаши и др. предложили интересную нелинейную модель процесса IRE [19]. Было показано, что при малых аспектных отношениях моды $m = 2/n = 2$ и $m = 1/n = 1$ могут взаимодействовать между собой (в соответствии с тем, что наблюдалось на CDX-U) и перезамыкание внутренних и внешних магнитных полей может приводить к выбросам тока, уменьшению тепловой энергии и винтовым возмущениям, наблюдаемым в экспериментах.

Расчет равновесия, основывающийся на данных магнитных зондов и измерениях профиля, показывает, что следствием IRE на START является уплощение профиля

тока. Это согласуется с теорией релаксации, предсказывающей переход плазмы в состояние с минимумом магнитной энергии, что в токамаке связано с уплощением профиля тока. При малых аспектных отношениях плазма имеет большую естественную вертикальную вытянутость, которая еще более увеличивается при уменьшении внутренней индуктивности, что наблюдалось экспериментально. Это ведет к росту q на границе плазмы и имеет стабилизирующий эффект (раздел 1.7).

6) Неустойчивости в сферических токамаках, вызванные частицами с высокой энергией. При нагреве плазмы пучком нейтральных частиц на START наблюдалось несколько различных классов МГД неустойчивостей [11]. Возбуждение на START альфвеновских неустойчивостей за счет высокоэнергичных ионов является, очевидно, эффектом безвредным, что может быть внутренне присущей чертой сферических токамаков, характеризующихся низкими тороидальными полями. Однако предстоит еще выяснить, в какой степени возникающие на START неустойчивости обусловлены характеристиками, уникальными именно для этой установки. Расчеты траекторий частиц показывают, что значительное число ионов пучка пересекают последнюю замкнутую магнитную поверхность и нейтрализуются. Этот эффект, ведущий к неустойчивому распределению в пространстве скоростей, будет уже не так важен в установке MAST, а в реакторах на основе сферического

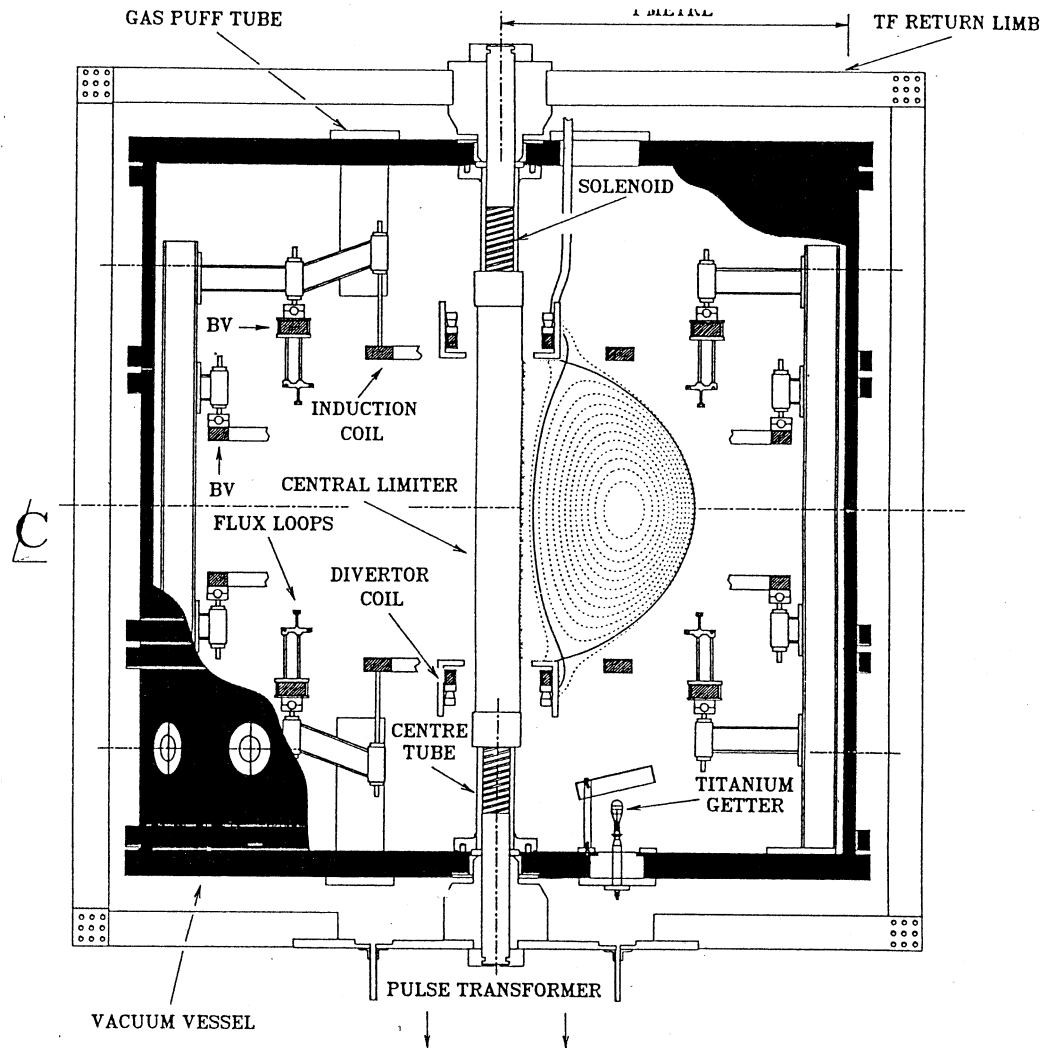


Рис. 6. Схема эксперимента, на которой показана близость к плазме диверторных обмоток в типичном режиме с высокими параметрами.

токамака он будет вообще пренебрежимо мал. Таким образом, один из источников развития неустойчивости на START будет, скорее всего, отсутствовать в больших сферических токамаках.

7) Устойчивость к большим срывам. До октября 1995 г. внутренние перезамыкания линий магнитного поля (IRE) в плазме START с малым аспектным отношением ($A < 1.8$) не наносили большого вреда; их единственным следствием были уменьшение запаса тепловой энергии, выброс тока и увеличение вытянутости плазмы; никаких больших срывов тока замечено не было (за исключением режимов с $A > 1.8$). Объяснение этого очевидного "иммунитета" к большим срывам было предложено в [20]. Вслед за уплощением профиля тока, связанного с IRE, плазма с малым аспектным отношением заметно увеличивает свою вытянутость в вертикальном направлении, что ведет к росту q_{95} и увеличению запаса устойчивости. Кроме того, уменьшение индуктивности шнура приводит к значительному приросту тока плазмы,

что противодействует уменьшению большого радиуса плазменного кольца и таким образом предотвращает усиленное взаимодействие плазмы с внутренним цилиндром камеры.

Близкое расположение к плазме диверторных обмоток, как видно из рис. 6, препятствует увеличению вытянутости. Действительно, после установки на START диверторных обмоток в 1995 г. стали происходить срывы разряда при низких q . Есть надежда, что большой зазор, предусмотренный в следующей установке MAST, вновь восстановит высокую устойчивость по отношению к большим срывам. Такая устойчивость явилась бы большим преимуществом в будущих больших установках с высокими значениями плазменного тока и еще одним важным свойством, требующим изучения на сферических токамаках следующего поколения.

8) Удержание энергии в токамаке START. Точные расчеты времени удержания энергии в START затруднены в связи с малой длительностью разряда и

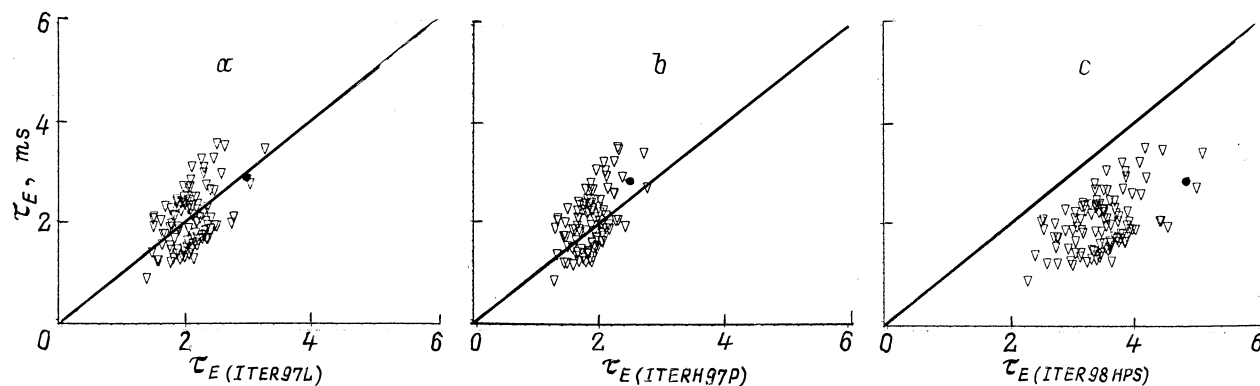


Рис. 7. Сравнение данных со START (в омическом режиме и режиме с нейтральной инжекцией) с последними скейлингами ИТЕР для L - (*a*) и H -моды (*b*). Последние разряды с улучшенным удержанием на START не включены. *c* — те же данные сравниваются с последним скейлингом ИТЕР-98 Кардауна.

неопределенностью в измерениях поглощенной мощности пучка. Для определения запаса энергии плазмы в тепловой компоненте вначале по коду EFIT определяется полный энергозапас плазмы, исходя из тщательно калиброванных данных магнитных измерений, а затем из него вычитается рассчитанная доля быстрых ионов. Вводимая мощность P берется здесь как сумма омической мощности и поглощенной мощности нейтрального пучка. Для этого из полной мощности пучка вычитается доля мощности, прошедшей насквозь, и потери частиц пучка с первой орбиты (в сумме они могут достигать на START до 50% из-за относительно низкого тока и малых размеров плазмы).

На рис. 7 сравниваются результаты, полученные на START (для режима L -моды с дополнительным нагревом, без признаков H -моды) с общепринятым скейлингом ИТЕР-97 для времен удержания в токамаках с обычным аспектным отношением в L -моды (*a*) и H -моды (*b*). Следует отметить, что предсказания этого эмпирического скейлинга для времен удержания в H - и L -моды при аспектном отношении, характерном для START, весьма схожи, однако существует (см. ниже) экспериментальное свидетельство того, что на START могут существовать режимы улучшенного удержания, очень похожие на H -моды. Эта аномалия может быть устранена посредством изменения зависимости от аспектного отношения в скейлинге ИТЕР для H -моды, предложенном недавно Кардауном [21], которое не меняет предсказания для ИТЕР, но дает улучшенные предсказания для данных START. На рис. 7, *c* новый скейлинг (названный ИТЕР-98HPS) сравнивается с базой данных для режима L -моды на START. Точка, отмеченная значком \bullet , соответствует разряду 35533 с 40%-ным бета. Разряды на START, в которых наблюдались периферийные неустойчивости, описанные в следующем разделе, в настоящий момент обрабатываются.

Ожидается, что уточненные данные по времени удержания, полученные на сферических токамаках следующего поколения, окажут большое воздействие на скейлинги для токамаков.

9) Особенности улучшенного удержания в токамаке START. В недавних разрядах на START, продемонстрировавших выдающиеся результаты, проявились некоторые характеристики, типичные для режима улучшенного удержания плазмы в H -моды [22]. Они включают в себя длительные периоды, сопровождающиеся ELM-неустойчивостями, изменения в полоидальном вращении, падение интенсивности линии D_α (что видно и по тому, что граница плазмы становится значительно более четко выраженной), пьедестал плотности на краю плазмы, спонтанный рост плотности. Быстрый рост энергосодержания, наблюдающийся в периоды между ELM-неустойчивостями, свидетельствует о значительном улучшении удержания.

Наблюдаемые на START разряды с ELM-неустойчивостями являются первым указанием на то, что в сферическом токамаке может быть получен режим улучшенного удержания с транспортным барьером. Хотя в типичных разрядах параметры плазмы существенно превышали обычный порог для перехода в H -моды [23], этого удалось добиться только в отдельных разрядах с наилучшими условиями по вакууму и при специфических комбинациях параметров. Это может быть связано с относительно плохим вакуумом внутри установки и/или с высокой концентрацией нейтральных частиц на периферии, усугубленными большим значением отношения вакуумного объема к объему плазмы (порядка 20:1). Так что детали перехода в H -моды являются еще одной особенностью сферических токамаков, ожидающей дальнейшего изучения.

Расчеты Револьдта и др. [24] показали, что инкремент нарастания неустойчивости, связанной с бесстолкновительными электростатическими тороидальными дрейфовыми модами, очень быстро падает по мере уменьшения аспектного отношения при $A < 1.5$. Более поздние расчеты электромагнитной гирокинетической микроустойчивости [25] показали, что в сферических токамаках с $A \sim 1.4$ и высоким $\beta \sim 45\%$ широкие, устойчивые по отношению к МГД профили давления имеют широкую скорость, превышающий линейный инкремент нарастания

всех дрейфовых мод и ITG мод, связанных с градиентом ионной температуры. Эти вычисления предсказывают, что в установках следующего поколения может быть получено значительное уменьшение переноса, вызванного турбулентностью плазмы (возможно, уже частично имеющее место в экспериментах на START).

10) Физика периферийной области на токамаке START. Тепловая нагрузка на поверхности, обращенная к плазме, представляет собой важную проблему при малых аспектных отношениях, так как выделяющаяся из плазмы мощность может распределяться по меньшей площади. Детальное исследование распределения выделяемой мощности по четырем основным точкам на диверторных пластинах в стандартной двухнулевой диверторной конфигурации показало сильную асимметрию между внешней и внутренней сторонами установки, а также асимметрию между верхом и низом на внутреннем обходе [26].

Области энерговыделения на пластинах дивертора обычно узкие (порядка 0.5–1.5 см), что ввиду значительного расширения полоидального потока по сравнению с экваториальной плоскостью (примерно в 8–12 раз) указывает на наличие больших градиентов поперек области, лежащей снаружи от сепаратрисы [27]. Наблюдаемая асимметрия между верхом и низом обусловлена, как кажется, дрейфом частиц, вызванным наличием электрического поля в области за сепаратрисой, который может доминировать над дрейфом в тороидальном магнитном поле. Однако асимметрия между внешней и внутренней сторонами пластин дивертора, возможно, не связана с эффектом дрейфа частиц.

По результатам наблюдений поток мощности из плазмы в наружный слой за сепаратрисой обычно превышает значение, предсказываемое на основании сравнения относительной площади поверхностей. Действительно, наибольшие плотности потока мощности (около 4–8 MW/m² в разрядах на START с нейтральным пучком) были обнаружены (случайно) на внешней стороне пластин дивертора.

11) Токи гало в сферических токамаках. В токамаках с обычным аспектным отношением плазменный шнур с вертикально вытянутой формой полоидального сечения изначально неустойчив по отношению к смещениям в вертикальном направлении. Если во время срыва разряда система обратных связей не срабатывает, то вертикальное перемещение плазменного шнура и сброс тока часто сопровождается появлением токов гало, протекающих по составной цепи, замкнутой через плазму и окружающие ее проводники. Тороидальная асимметрия токов гало порождает боковые и опрокидывающие силы, действующие на камеру. Результаты с обычных токамаков, таких как COMPASS-D [28], указывают на то, что полный ток гало может достигать 40% от тока плазмы при значительной тороидальной асимметрии (фактор тороидального пикирования достигает ~ 3.5).

Хотя плазма START может сохранять вертикальную устойчивость при значительной вытянутости (зависящей

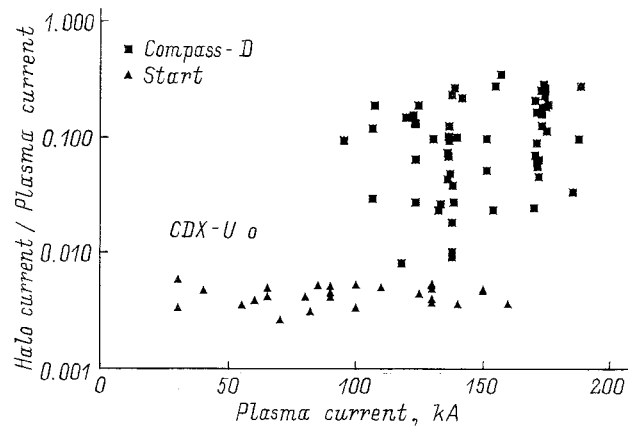


Рис. 8. Сравнение токов гало, измеренных на COMPASS-D (аспектное отношение ~ 2.6) и на START (аспектное отношение ~ 1.3–1.5).

от профиля тока), вертикальные смещения могут происходить при больших вытянутостях и/или во время срыва. Измерения токов гало подтвердили результаты с CDX-U [16] о том, что в сферическом токамаке симметричные токи гало в центральной колонне очень малы (< 3% от полного тока плазмы), имеют слабую асимметрию (< 5%) и, следовательно, не должны представлять проблемы в установках следующего поколения. Результаты с COMPASS, START и CDX-U сравниваются на рис. 8.

Эти результаты согласуются с последними моделями, которые описывают тороидальную асимметрию в терминах индуктивно связанных элементов цепи плазменная стенка [29,30]. Механизм зависит от составной цепи, замыкающей тор как в полоидальном, так и в тороидальном направлениях. При низком аспектном отношении относительно малая длина обхода вокруг внутреннего цилиндра камеры позволяет наведенным токам протекать в тороидальном направлении, что создает стабилизирующий эффект, препятствующий развитию токов гало.

Выводы

Как указывалось в предыдущих разделах, у START и других прототипов сферических токамаков имеется множество очень обнадёживающих особенностей ($\beta_T \sim 40\%$, $\beta_0 \sim 100\%$, магнитная яма, режим улучшенного удержания, устойчивость к срывам и т.д.). Результаты этих экспериментов позволяют под другим углом зрения взглянуть на физику систем с тороидальным удержанием и уменьшить неопределенность при использовании скейлингов. Важной задачей установок следующего поколения с горячей, бесстолкновительной плазмой и мега-амперным током, таких как GLOBUS-M, PEGASUS, ETE, MAST и NSTX, является проверка этих результатов в бесстолкновительных режимах и расшире-

ние базы данных токамаков путем разработки скейлингов по аспектному отношению и линейным размерам.

Потенциально сферические токамаки дают возможность проложить дешевую дорогу к осуществлению управляемого термоядерного синтеза через создание как объемных источников нейтронов, так и ядерных электростанций [31], но вначале важно продемонстрировать возможность работы в непрерывном режиме (предсказываемую теоретически) посредством эффективной генерации плазменного тока с высокой долей бутстреп-тока и возможность работы с большой вертикальной вытянутостью плазменного шнура, требуемой для достижения высокого КПД ядерной электростанции.

Я хотел бы поблагодарить рабочие группы START и нейтрального инжектора в Калэмской лаборатории и многих других коллег в Калэме и во всем остальном мире, которые предоставили мне свои материалы. Данная работа выполняется при совместной поддержке Евроатома и Департамента торговли и промышленности Великобритании. Инжектор нейтральных частиц для START был арендован у Департамента энергетики США, эксперименты с инжекцией макрочастиц проводились во взаимодействии с Ризо и ENEA (Фраскати), а численный код EFIT был предоставлен Джeneral Атомикс.

Список литературы

- [1] Peng Y-K.M., Strickler D.J. // Nuclear Fusion. 1986. Vol. 26. P. 769.
- [2] Robinson D.C. // Fusion Energy and Plasma Physics. World Scientific Press, 1987. P. 601.
- [3] Sykes A. et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1997. Vol. 39. P. 247.
- [4] Collins G.A., Durance G., Hogg G.R., Tendys J., Watterson P.A. // Nuclear Fusion. 1988. Vol. 28. P. 255.
- [5] Bruhns H., Brendel R., Raupp G., Steiger J. // Nuclear Fusion. 1987. Vol. 27. P. 2178.
- [6] Browning P.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 1722.
- [7] Jones I.R., Deng C., El-Fayoumi I.M., Euripides P. // Phys. Rev. Lett. 1998.
- [8] Palumbo D. // Nuovo Cimento. 1968. Vol. 53. P. 507.
- [9] Yamada M., Morita A., Pomphrey N. et al. // Nuclear Fusion. 1996. Vol. 36. P. 1210.
- [10] Gryaznevich M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 50. P. 3972.
- [11] Lao L.L. et al. // Nuclear Fusion. 1985. Vol. 25. P. 1611.
- [12] Ribeiro C. // Proc. 25th EPS Conf. on Controlled Fusion & Plasma Physics. Prague, 1998. P. 741.
- [13] Medvedev S. // Ibid. P. 658.
- [14] Gryaznevich M., McClements K. et al. // Ibid. P. 724.
- [15] Kruger S.E., Hegna C.C., Callen J.D. // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5. P. 455.
- [16] Ono M. et al. // Proc. of IAEA. Fusion Energy. Montreal, 1996. Vol. 271.
- [17] Fonck R. // Proc. of International Workshop on ST. Culham, 1996. Vol. 1. P. 49.
- [18] Nagata M. et al. // Ibid. Vol. 2. P. 717.
- [19] Hayashi T. To be presented at the 17th IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, 1998.
- [20] Sykes A. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. P. 1665.

- [21] Kardaun O.J.W. // Proc. of the ITER Confinement Workshop, PPPL. Princeton (USA), 1998.
- [22] Carolan P.G. et al. // Plasma Phys. & Contr. Fusion. 1998. Vol. 40. P. 615.
- [23] Snipes J.A. // Proc. 24th EPS Conf. on Controlled Fusion & Plasma Physics. Berchtesgaden, 1997. Vol. 3. P. 961.
- [24] Rewoldt G. et al. // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. P. 1667.
- [25] Dorland W., Kotschenreuther M. Private communication.
- [26] Morel K., Counsell G.F., Helander P. // Presented at 13th PSI Conf. San Diego, 1998. To appear in Journal of Nuclear Materials.
- [27] Counsell G.F. et al. // Presented at 13th PSI Conf. San Diego, 1998. To appear in Journal of Nuclear materials.
- [28] Castle G.G. & Morris A.W. // Proc. of EPS conf. Kiev, 1996.
- [29] Caloutsis A., Gimblett G.G. // UKAEA FUS. 393. 1998. To appear in Nuclear Fusion.
- [30] Pomphrey N., Bialek J.M., Park W. // Nuclear Fusion. 1998. Vol. 38. P. 449.
- [31] Robinson D.C. // Proc. Intern. Symposium on Plasma Dynamics in Complex Electromagnetic Fields. Kyoto, 1997. P. 157.