

УДК 621.039.623:533.924:546.34

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗАМКНУТОГО ЛИТИЕВОГО КОНТУРА НА ТОКАМАКЕ T-11M

Я.А. Васина^{1, 2}, А.С. Джурик¹, А.С. Пришвицын^{1, 2}, С.В. Мирнов^{1, 2}, В.Б. Лазарев¹

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Работа посвящена физическим вопросам технологии создания первой стенки стационарного токамака-реактора с использованием литиевой защиты. Анализируется эмиттер-коллекторная схема циркуляции лития в пространстве плазменный шнур—стенка. Основным предметом анализа — поиск наиболее эффективных комбинаций эмиттер—коллектор. Эксперименты велись на токамаке T-11M с использованием диагностики в видимой и инфракрасной областях излучения плазмы и коллекторов, изготовленных на базе капиллярных пористых систем (КПС), заполненных литием. Помимо оптических методов, плазма защитного литиевого слоя исследовалась с помощью зонда Маха. В итоге было установлено, что из четырёх возможных коллекторных комбинаций наиболее оптимальной является «симметричная», когда геометрически идентичные коллекторы размещены вдоль тора на 180°. Это подавляет развитие магнитных островов, вызванное их присутствием, и, как следствие, предотвращает повышенный перенос лития внутрь шнура и на стенку. Практическая рекомендация, которая делается на основании этого: все эмиттеры и коллекторы лития в токамаках, где предполагается использование эмиттер-коллекторной схемы, предпочтительно устанавливать симметрично и попарно максимально удалённо от резонансной магнитной поверхности.

Ключевые слова: токамак, плазма, обращённые к плазме компоненты, литий.

OPTIMIZATION OF THE TECHNOLOGICAL SYSTEM OF A CLOSED LITHIUM CIRCUIT AT T-11M TOKAMAK

Ya.A. Vasina^{1, 2}, A.S. Djurik¹, A.S. Prishvitsyn^{1, 2}, S.V. Mirnov^{1, 2}, V.B. Lazarev¹

¹JSC RF TRINITI, Moscow, Troitsk, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper is devoted to physical issues of technology for creating the first wall of a stationary tokamak reactor using lithium protection. The emitter-collector circuit of lithium circulation in the plasma of column-wall space is analyzed. The main subject of analysis is the search for the most effective emitter-collector configurations. Experiments were conducted on the tokamak T-11M using diagnostics in the visible and infrared range of plasma and collectors made on the basis of capillary porous systems (CPS) filled of lithium. In addition to optical methods, the behavior of the protective lithium layer was studied using a Mach probe. As a result, it was found that of the four possible collector combinations, the most optimal is «symmetrical», when geometrically identical collectors are installed along the torus by 180°. This way suppresses the development of magnetic islands caused by a presence of collectors, and as a result, prevents increased transfer of lithium, to inside of the plasma column, and to the wall. A practical recommendation that can be made on this basis is all lithium emitters and collectors of tokamaks, where it is assumed to use the emitter-collector circuit, should be installed symmetrically and in pairs.

Key Words: tokamak, plasma, plasma facing components, lithium.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-3-47-59

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее жёстких требований, предъявляемых к использованию будущих токамаков в качестве реакторов УТС, является их способность функционировать в стационарном либо квазистационарном режиме с коэффициентом использования установленной мощности (КИУМ) $>0,7$. Анализ данных, полученных на различных токамаках [1], показывает, что одним из основных препятствий на пути к достижению этой цели является ограничение длительности их рабочих импульсов. Это происходит из-за накопления внутри камеры токамака продуктов эрозии обращённых к плазме элементов. В связи с этим большое значение приобретает проблема выбора материала этих элементов.

Благодаря малому атомному номеру ($Z = 3$) и низкой температуре плавления (180,5 °C) литий применяется в качестве обращённого к плазме материала. Одним из преимуществ жидкометаллической поверхности в сравнении с «классической» твёрдой первой стенкой является возможность её обновления и самовосстановления в ходе разряда, что увеличивает срок службы обращённых к плазме элементов. Кроме того, экспериментально показано, что использование лития в токамаках способствует увеличению времени удержания плазмы, уменьшению количества примесей и снижению рециклинга водорода [2—4]. В опытах на токамаке TFTR было впервые [2] продемонстрировано, что литий, инжектированный в периферийную плазму (SOL) в

условиях использования нейтральной инжекции (NBI), практически не проникает в горячую центральную зону, одновременно смягчая своим некорональным излучением взаимодействие плазмы со стенкой. Ослабленное проникновение лития в центр плазменного шнура наблюдалось впоследствии на различных токамаках, где литий применялся в качестве защиты элементов первой стенки [5].

Научно-исследовательская программа токамака Т-11М ориентирована на разработку и применение жидкометаллических литиевых технологий на основе капиллярных пористых систем (КПС) [6]. Главное направление этих исследований — создание защитного литиевого слоя между первой стенкой токамака и горячей зоной плазменного шнура. Литиевая защита первой стенки токамака-реактора призвана ослабить эрозионное воздействие горячей плазмы на его внутрикамерные элементы, увеличивая тем самым их эксплуатационный ресурс.

Ключевая технологическая задача, требующая при этом решения, — создание стационарного контура циркуляции лития вблизи границы плазменного шнура. Основными элементами такого контура должны стать эмиттеры и коллекторы лития [1]. Функция эмиттеров — ввод лития в периферийную зону шнура в процессе разряда. Функция коллекторов — контролируемый сбор инжектированного лития и тем самым ограничение его накопления на стенках камеры токамака. В стационаре собранный литий предполагается возвращать в жидкой фазе в эмиттер без нарушения вакуума в камере и перерыва рабочего цикла. В настоящей работе на токамаке Т-11М исследовались различные эмиттер-коллекторные комбинации на основе КПС-лимитеров с жидким литием с целью поиска их наиболее оптимального варианта, позволяющего собрать на коллекторы максимальное количество эмитируемого лития.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ДИАГНОСТИКА

Токамак Т-11М. Эксперименты проводились на токамаке с омическим нагревом Т-11М [1, 7], который имеет лимитерную конфигурацию и вакуумную камеру круглого сечения. Основные параметры данной установки: $R = 0,7$ м, $a = 0,27$ м, $B_T = 1—1,5$ Тл, $J_p = 70—90$ кА, длительность импульса до 250 мс.

В качестве эмиттеров и коллекторов лития использовались литиевые лимитеры на основе КПС двух типов: продольный, расположен под малым углом к магнитным силовым линиям тороидального поля B_T , и вертикальный, расположенный перпендикулярно B_T . С 2015 по 2017 г. использовалась система с одним продольным и одним вертикальным лимитером. В 2017 г. симметрично первому продольному Li-лимитеру на основе КПС 2 (рис. 1) в камере токамака был установлен такой же второй 3 (см. рис. 1). Оба продольных лимитера имели одинаковые конструкции и размеры. Таким образом, в ходе описываемых нами экспериментов могли использоваться три подвижных Li-лимитера на основе КПС: один вертикальный и два продольных. Все лимитеры были изготовлены АО «Красная Звезда» [6]. Каждый из них можно было нагревать до 500 °С с помощью встроенного нагревателя. Это позволило использовать продольные лимитеры как коллекторы лития (при начальной температуре их поверхности от 20 до 30 °С) или как эмиттеры лития (при начальной температуре их поверхности от 200—500 °С). При этом в ходе разряда рабочие температуры коллекторов не должны были превышать 300 °С, а рабочие температуры эмиттеров из-за нагрева в ходе разряда могли расти вплоть до 700 °С. Разница достигалась различным вертикальным положением лимитеров относительно края плазменного шнура. Таким образом, меняя начальную температуру эмиттера, можно было регулировать интенсивность инжекции лития в плазменный шнур.

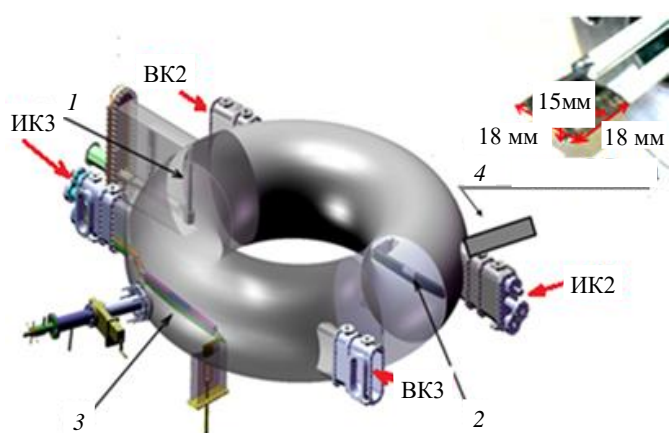


Рис. 1. Схема токамака Т-11М: 1 — вертикальный Li-лимитер (лимитер 1); 2 — продольный Li-лимитер 2 (размещён симметрично лимитеру 3 (3) относительно оси токамака); 4 — зонд Маха; ИК2 и ИК3 — инфракрасные камеры; ВК2 и ВК3 — видеокамеры, регистрирующие поведение рабочих поверхностей продольных лимитеров 2 и 3

Каждый из них можно было нагревать до 500 °С с помощью встроенного нагревателя. Это позволило использовать продольные лимитеры как коллекторы лития (при начальной температуре их поверхности от 20 до 30 °С) или как эмиттеры лития (при начальной температуре их поверхности от 200—500 °С). При этом в ходе разряда рабочие температуры коллекторов не должны были превышать 300 °С, а рабочие температуры эмиттеров из-за нагрева в ходе разряда могли расти вплоть до 700 °С. Разница достигалась различным вертикальным положением лимитеров относительно края плазменного шнура. Таким образом, меняя начальную температуру эмиттера, можно было регулировать интенсивность инжекции лития в плазменный шнур.

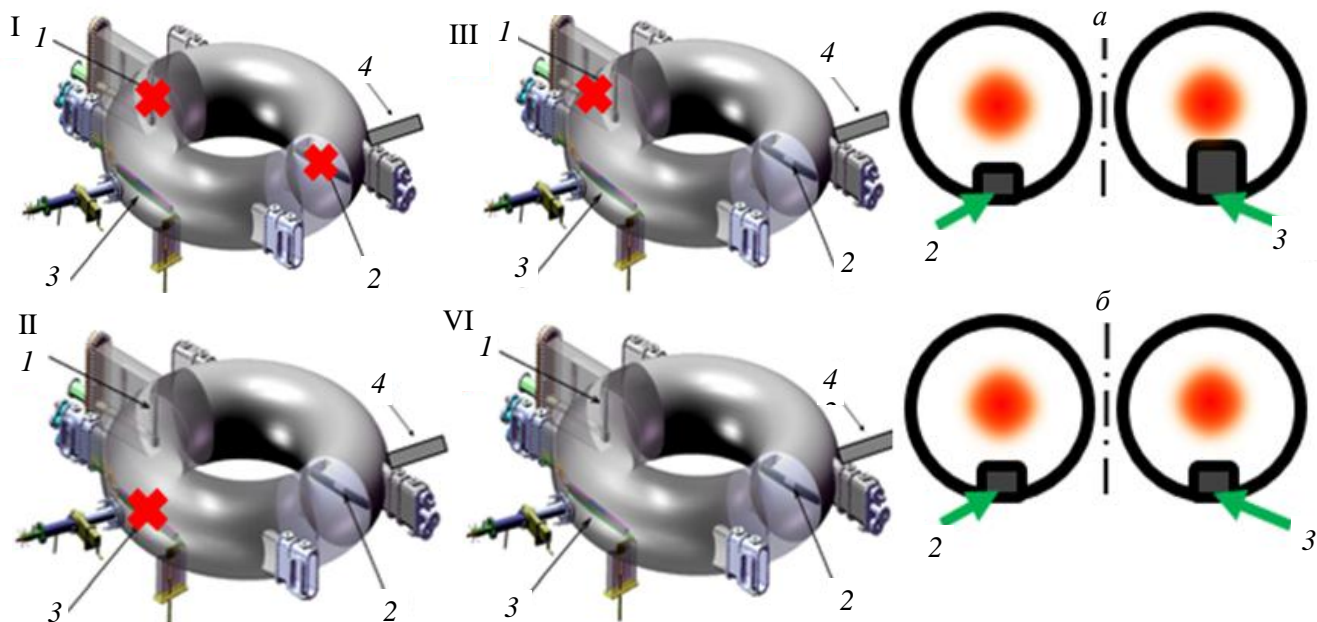


Рис. 2. Четыре схемы расположения Li-лимитеров в токамаке T-11M: **X** — отсутствие соответствующего лимитера: I — один продольный лимитер 3 (3); II — вертикальный лимитер 1 (1) + один продольный лимитер 2 (2); III — один продольный лимитер 2 в тени лимитера 3; IV — вертикальный лимитер 1 и два продольных лимитера 2 и 3 расположены симметрично; а, б — вид сечения токамака в местах размещения Li-лимитеров 2 и 3; 4 — зонд Маха

В ходе экспериментов 2018—2020 гг. были испытаны четыре различные комбинации эмиттер-коллекторных систем (рис. 2):

I. Продольный литиевый КПС-лимитер 3 использовался одновременно как эмиттер и коллектор лития. Горячая область, расположенная в его геометрическом центре, была эмиттером, а холодные концы — коллекторами;

II. Вертикальный лимитер 1 использовался как эмиттер лития, а продольный литиевый лимитер 2 использовался как коллектор;

III. Продольный литиевый лимитер 3, активно контактирующий с плазмой, использовался как эмиттер лития. Продольный литиевый лимитер 2, находящийся в тени лимитера 3 на глубину 1—2 см, использовался как коллектор;

IV. Вертикальный лимитер 1 использовался как эмиттер лития, а оба симметрично расположенных продольных лимитера 2 и 3, находящихся на одинаковом расстоянии от стенки вакуумной камеры, использовались как коллекторы.

Рассмотренные схемы можно разделить на два типа: симметричные (IV) и несимметричные (I, II, III). Главное отличие указанных комбинаций лимитеров и коллекторов заключается в их положении относительно плазменного шнура. Так, в симметричной системе контактирующие с плазмой поверхности продольных лимитеров находились на одном уровне (см. рис. 2), а в несимметричных системах один из продольных лимитеров системы был смещён ближе к границе плазменного шнура на 5—2 см, чем другой.

Диагностика. Основным инструментом диагностики пристеночной плазмы на токамаке T-11M является зонд Маха [7]. Он состоит из двух вольфрамовых электродов диаметром 2 мм, разделённых пластинкой из стальной либо ниобиевой фольги. На электроды зонда можно было подавать положительное (для определения электронной температуры) или отрицательное (для определения ионного тока насыщения) напряжение относительно пластины. Зонд можно было вводить в камеру токамака на заданное расстояние с помощью специально разработанной жидкометаллической муфты. Подробно конструкция зонда и обработка вольт-амперных характеристик описаны в [7].

Для наблюдения за поведением поверхности продольных лимитеров во время разряда использовались:

- две высокоскоростные цветные оптические камеры Baumer HXG20C. Они позволяли получить информацию о свечении нейтрального (красный цвет, LiI, 670,7 нм) и однократно ионизованного лития Li^+ (зелёный цвет, 549 нм) на поверхности продольных лимитеров, а также на пластине зонда Маха;

- две высокоскоростные инфракрасные камеры InfratecVarioCam HD Head 680 и 880. Они позволяли получить информацию о температуре поверхности продольных лимитеров в ходе разряда.

Работа всех камер была синхронизована.

ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Определяющей характеристикой тепловых потоков, приходящих на поверхность продольных лимитеров, является мощность теплового потока P на единицу площади поверхности. Переход от наблюдаемого прироста температуры поверхности δT к P в общем случае описывается уравнением

$$\frac{d(c\rho\lambda\delta T)}{dt} = -\frac{c\rho\lambda\delta T}{\tau_c} + P, \quad (1)$$

где λ — глубина проникновения тепла в толщину лимитера; c — удельная теплоёмкость материала поверхности лимитера; ρ — плотность материала поверхности лимитера; δT — прирост температуры его поверхности в ходе нагрева, получаемый из интенсивности сигнала ИК с учётом «коэффициента серости» [8]; τ_c — характерное время остывания поверхности; P — искомая мощность теплового потока.

Глубина проникновения λ и τ_c в общем случае меняется в процессе нагрева, что, безусловно, усложняет процедуру определения абсолютного значения P в общем случае. Однако в нашем частном случае двух идентичных продольных лимитеров для сравнения их относительного поведения в условиях разных P становится возможным предположить в первом приближении $c\rho\lambda \approx \text{const}$ и $\tau_c \approx \text{const}$ и переписать уравнение (1) в следующем упрощённом виде:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = -\frac{\Delta T}{\tau_c} + P/c\rho\lambda, \quad (2)$$

где ΔT — измеряемый прирост температуры за заданные конечные промежутки времени Δt разряда, выбранные с учётом усреднения случайных флуктуаций ИК-сигналов.

Характерное время охлаждения поверхности лимитера τ_c может быть определено при этом по динамике поведения $\Delta T(t)$ после окончания разряда ($P = 0$). Зная τ_c , можно найти относительный ход $P(t)$ в процессе разряда:

$$P(t) \sim \frac{\Delta T}{\Delta t} + \frac{\Delta T}{\tau_c}. \quad (3)$$

Абсолютные значения P находились в отдельных случаях расчётным путём с привлечением известных значений $c\rho\lambda$.

На рис. 3, б (комбинация III, эмиттер 2 убран в патрубок) в качестве примера показан временной ход $\Delta T(t)$, измеряемый одновременно обеими ИК в процессе разряда для двух продольных лимитеров в одном

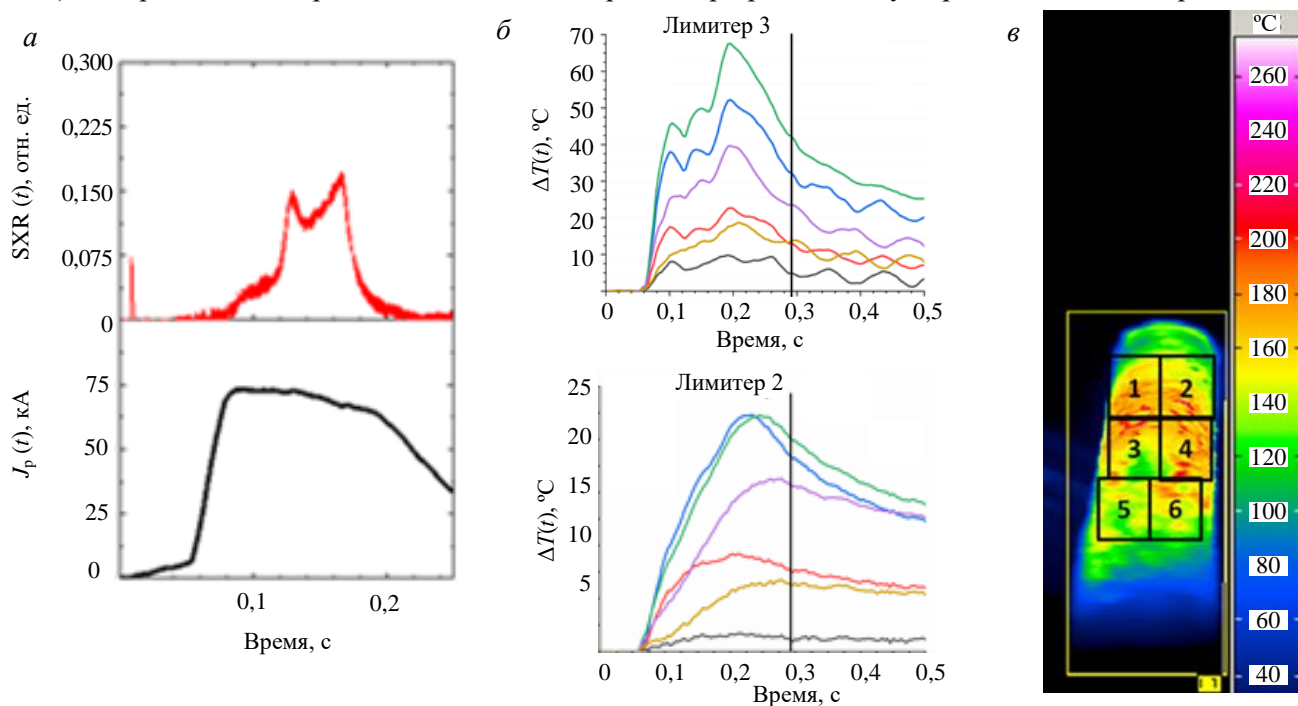


Рис. 3. Временная зависимость мягкого рентгена SXR (—) и тока разряда J_p (—) (а); временная зависимость $\Delta T(t)$ поверхности лимитеров 3 и 2 в процессе разряда № 48 397 для зон поверхности температурой T_1 (—), T_2 (—), T_3 (—), T_4 (—), T_5 (—), T_6 (—) (чёрная вертикальная линия показывает окончание разряда) (б); распределение температуры на поверхности лимитеров (в)

из типичных рабочих режимов T-11M. Временной ход $\Delta T(t)$ в обоих случаях приведён для различных зон поверхности лимитеров, близких и удалённых от максимума энерговыделения. По всем зонам отчётливо виден интенсивный подъём ИК-температуры в начальной фазе разряда, его прерывание некоторой МГД-особенностью с импульсом рентгена SXR (см. рис. 3, *a*) и последующие вслед за этим «плато» и спад $\Delta T(t)$ после окончания разрядного импульса.

Ограничившись зоной максимального энерговыделения на контактной поверхности лимитеров 3 и 2, можно, пользуясь выражением (3), оценить относительный ход $P(t)$ в процессе разряда для каждого из них в отдельности. Кроме того, их сдвиг по высоте относительно границы плазменного шнура на 1,5—2 см (комбинация III на рис. 2) позволяет оценить глубину проникновения теплового потока в тень (SOL) «основного» лимитера 3, формирующего фактическую «границу» шнура.

На рис. 4 показаны результаты таких вычислений: $P(t)$ в ходе разряда для продольных лимитеров 3 (1 на рис. 4) и 2 (2 на рис. 4). Неожиданный провал на подъёме температуры лимитера 3 ассоциируется с развитием в этот момент на границе шнура некоторой МГД-активности, что формально означало бы локальное охлаждение поверхности лимитера. Источником такого неожиданного «охлаждения» зоны активного взаимодействия плазма—лимитер могла бы стать локальная капельная эрозия лития в момент

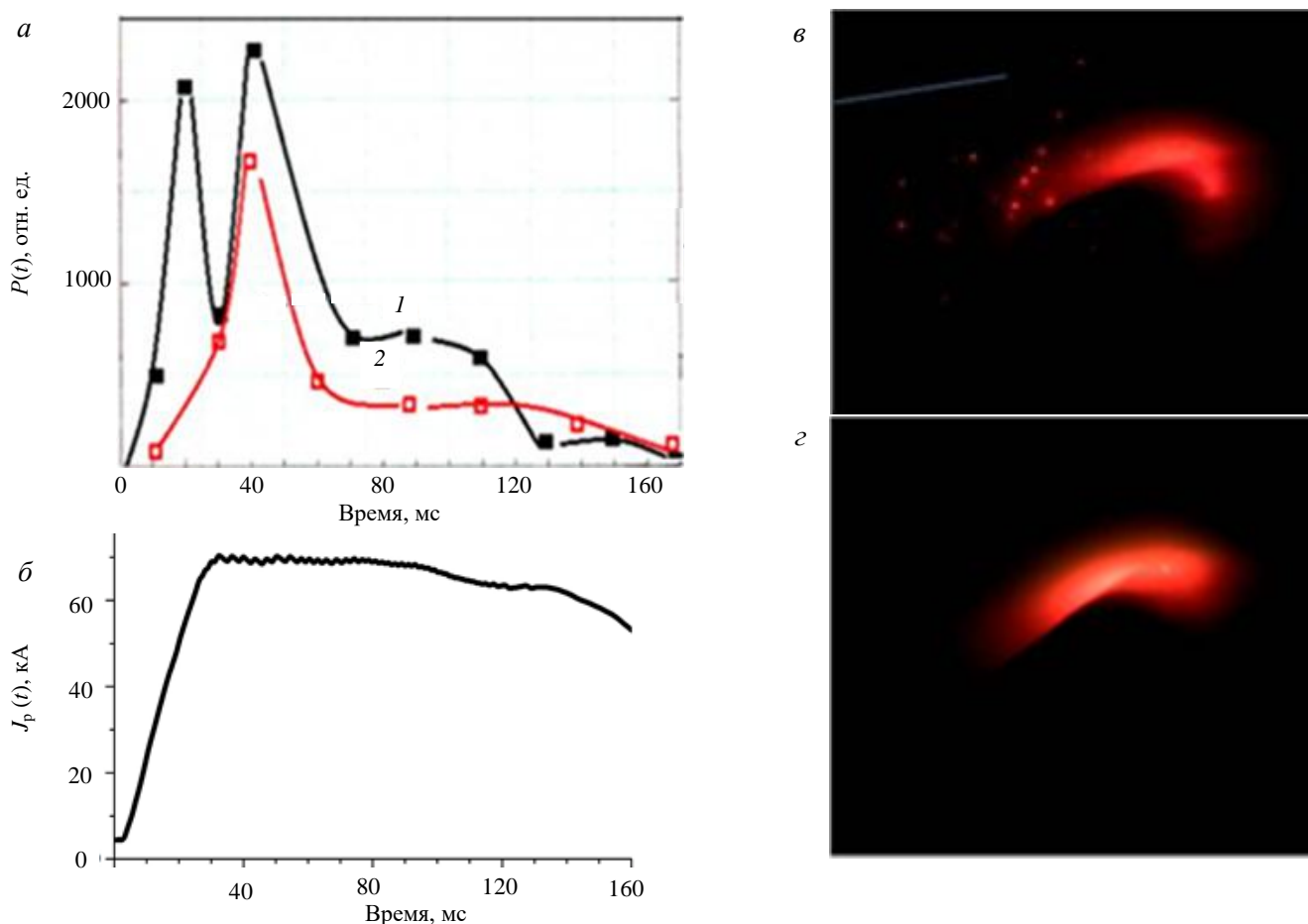


Рис. 4. Временной ход мощности теплового потока на лимитер 3 (1), ход мощности теплового потока на лимитер 2 (2) (*a*); $J_p(t)$ — временной ход тока плазмы (≈ 70 кА) (*б*); вид лимитера 3 в момент развития особенности (*в*), в «спокойной» фазе разряда (*з*)

МГД-особенности, когда нагретая литиевая плёнка на поверхности лимитера срывается в плазму в виде капель, обнажая более глубокие «холодные» слои. Действительно, мелкие литиевые капли сопровождают развитие этой особенности. На рис. 4, *в* и *з* активная зона поверхности того же лимитера представлена в видимом свете (ВКЗ на рис. 1). Красное свечение (LiI, 670,7 нм) соответствует линейчатому излучению нейтрального лития. Случай на рис. 4, *в* — с каплями в момент развития особенности и на рис. 4, *з* — в спокойной фазе разряда. Для усреднённого по площади поверхности потока тепла на лимитер является характерным рост в начальной фазе развития разряда, пока литий не наполнил SOL лимитера и перифе-

рийную зону шнура, затем значительный спад до некоторого квазистационарного уровня (до 3 раз), определяемого, предположительно, излучательными потерями периферийной зоны.

Сравнивая энерговыделение на лимитерах 3 и 2, можно было оценить глубину проникновения тепла в SOL лимитера 3. Как можно видеть на рис. 4, в «квазистационарной» стадии разряда энерговыделение на лимитере 2 оказывалось ниже энерговыделения на лимитере 3 примерно в 2 раза. Полагая, что проникновение тепла в глубину SOL носит характер, близкий к экспоненциальному $\exp(-\delta r/\lambda_T)$, где δr — расстояние от кромки лимитера 3 в сторону стенки, λ_T — характерная глубина проникновения тепла в SOL, то, учитывая, что сдвиг Δr между кромками лимитеров 3 и 2 составлял 1,5—2 см, значение λ_T должно было бы находиться в пределах $2,5 \pm 0,5$ см. В какой мере эта величина зависит от интенсивности литиевого потока, поступающего в плазму с лимитера 3, т.е. с его фактического эмиттера?

Для ответа на этот вопрос был проведён эксперимент с увеличением литиевой эмиссии лимитера 3 при сохранении основных параметров разряда в той же геометрии III, что и предыдущий эксперимент, а именно продольный лимитер 3 оставался эмиттером лития, а лимитер 2 — коллектором. Разница состояла в том, что путём форсирования предварительного подогрева лимитера 3 до 300—350 °С вместо обычных 200—250 °С его литиевую эмиссию удалось увеличить в 2—2,5 раза, что можно было наблюдать с помощью высокоскоростных камер в видимом свете.

На рис. 5 показан результат сравнения двух экспериментов: с «нормальной» температурой лимитера 3 (I) 200—250 °С (см. рис. 4) и форсированной (II). В обоих случаях температура продольного лимитера—коллектора 2 составляла 20—50 °С. Сравнение показывает, что увеличение инъекции лития лимитера—эмиттера 3 в указанные 2—2,5 раза вызвало ослабление потока тепла на лимитер 2 в 3 раза в начале разряда (40 мс от начала) и примерно в 2 раза в его средней фазе (100—120 мс). Наиболее вероятно, что основной причиной этого снижения стало возросшее переизлучение на литии энергии плазменных потоков, достигающих лимитер 2 по пути к стенке. Вычисления, подобные проделанным, обнаружили, что новое значение λ_T оказалось ниже почти в 2 раза — около $1,3 \pm 0,3$ см.

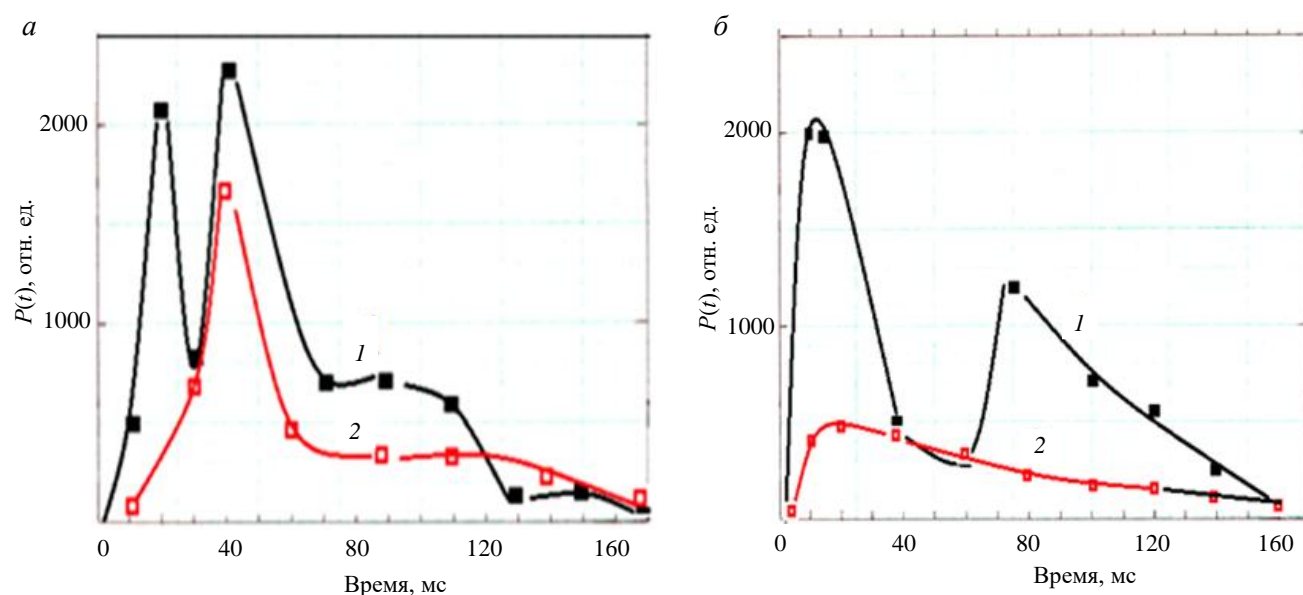


Рис. 5. Мощность, приходящая на поверхность продольных лимитеров в экспериментах с «нормальной» (а) и увеличенной (б) инъекцией лития: — — продольный лимитер 3 (1); — — лимитер 2 (2)

Тем самым приведённый пример демонстрирует основную защитную функцию лития — ослабление локальных тепловых потоков из зоны горячей плазмы к стенке камеры и её внутрикамерным элементам, что способствует снижению интенсивности их эрозии и тем самым удлинению рабочего импульса токамака [1]. Какая комбинация литиевых коллекторов наиболее оптимальна для этого?

ИСПЫТАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ КОМБИНАЦИЙ КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ

Основным инструментом исследования плазмы, заполняющей SOL в Т-11М, стал подвижный (по R , r и вокруг оси симметрии) зонд Маха [7]. В качестве показателя относительной величины литиевого потока вдоль магнитного поля была использована интенсивность свечения нейтрального лития, отражённого поверхностью его центральной пластины, погружённой в SOL. Её скоростная видеосъёмка в свете линии LiI (670,7 нм) позволила получить радиальное распределение интенсивности свечения нейтрального лития $I(r)$ в ходе разряда для всех четырёх упомянутых конфигураций лимитеров-коллекторов.

Полученные результаты для квазистационарной фазы разряда Т-11М с током 70 кА, $B_T = 1—1,2$ Тл представлены на рис. 6 в полулогарифмическом масштабе. Соответствующие экспериментальные точки хорошо описываются экспоненциальными зависимостями $I \sim \exp(r/\lambda)$, где r — расстояние пластинки от стенки камеры, λ — характеристическая длина распределения лития в SOL.

Как следует из рис. 6, определённая таким путём длина λ почти идентична для всех несимметричных коллекторных систем и снижается в 2 раза при переходе от первой к четвёртой схеме. Это означает, что переход к симметричной системе коллекторов привёл к снижению радиального переноса лития в области SOL и, следовательно, к уменьшению потерь лития на стенку.

Если продольный поток лития идентифицировать с его плотностью, то уже на удалении 6 см (10—4 см) от горячей зоны к стенке она снижалась в 7 раз в случаях I и II, в 12 раз в случае III и в 40 раз в симметричном случае IV.

Измерения радиального распределения ионного тока насыщения на электроды зонда в симметричной и несимметричных системах коллекторов (рис. 7) указали на их ещё одно важное отличие: радиаль-

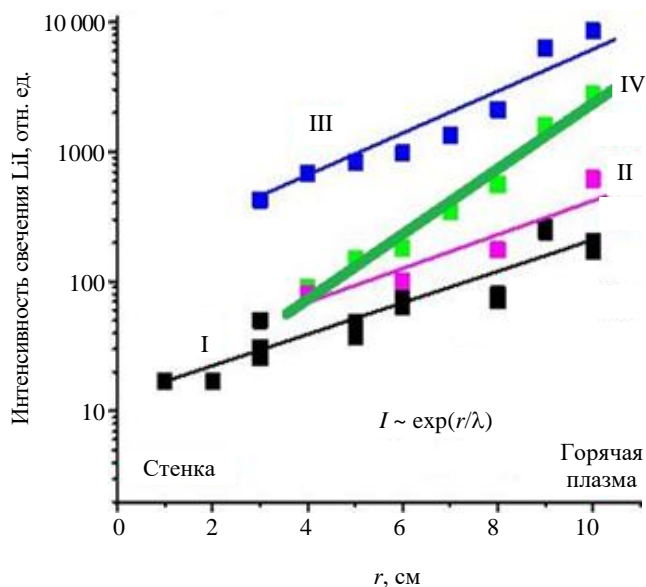


Рис. 6. Радиальное распределение свечения нейтрального лития у поверхности пластины зонда Маха: $\lambda = 3,1$ (I), $3,0$ (II), $3,65$ (III), $1,75$ см (IV)

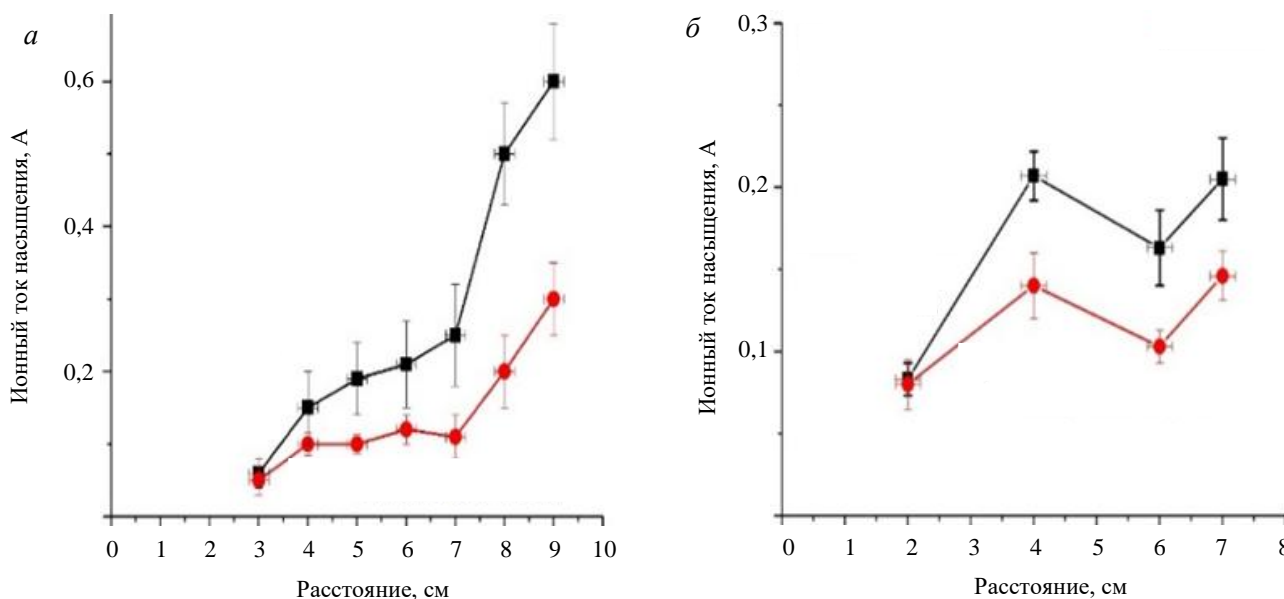


Рис. 7. Радиальные распределения ионного тока насыщения в симметричной (а) и несимметричной (б) системе коллекторов: —■— электрод 1, ионная сторона; —●— электрод 2, электронная сторона

ное распределение ионного тока насыщения в несимметричной системе имеет максимум на расстоянии 4 см, в то время как его распределение в симметричной системе спадает монотонно. Электрод 1 находился на ионной стороне, а электрод 2 — на электронной. Подобная аномалия может указывать на серьёзное возмущение магнитных поверхностей в области SOL. Одним из объяснений такого поведения могло бы стать предположение о том, что асимметрия коллекторов (эммиттеров) провоцирует зарождение магнитных островов, разрушающих магнитные поверхности в этой области. Зона их развития (точки O и X) обычно ассоциируется с локальным ростом переноса плазмы поперёк магнитного поля как внутрь, так и наружу по r , т.е. с уплощением всех градиентов и соответственно радиального распределения ионов лития в этой области. Отметим, что видимая разница ионного тока насыщения на ионной и электронной сторонах зонда одинаково свойственна как симметричной, так и несимметричной системе лимитеров. Это может указывать на общий дрейф плазмы SOL в сторону ионного тока [7], тем самым объясняя неоднократно наблюдавшуюся разницу красного (LiI, 670,7 нм) свечения на ионной и электронной стороне всех лимитеров T-11M, погружённых в SOL [1, 9]. Вращение периферии плазмы как по току (в SOL), так и против (во внедиафрагменной зоне протекания разрядного тока) является достаточно общим явлением. Оно наблюдалось на установках T-10 [10] и DITE [11].

ПРОВОКАЦИЯ РАЗВИТИЯ МАГНИТНОГО ОСТРОВА

Может ли геометрическая асимметрия лимитеров-коллекторов стать причиной возникновения магнитного острова? Известно, что магнитный остров создаёт винтовое магнитное возмущение, резонансное соответствующей рациональной (опасней всего целочисленной) магнитной поверхности $q(r_s) = m$. Такое возмущение обязано возникнуть, если, например, в плазменный шнур погрузить диэлектрический лимитер, пересекая им линии тока. То же произойдёт и в случае электропроводящего лимитера, как только плотность тока, который должен был пересекать лимитер с электронной стороны, существенно превысит плотность ионного тока насыщения с противоположной ионной. В итоге такой лимитер, став препятствием для протекающего тока, превращается в источник его эквивалентного винтового возмущения с отрицательной модуляцией по отношению к основному току и соответственно в источник винтового магнитного возмущения. Учитывая, что в токамаке наиболее опасные целочисленные $q(r_s)$ располагаются, как правило, вблизи токовой границы плазменного шнура, её всякое достаточно глубокое возмущение локальным лимитером превращается для них в источник резонансного магнитного возмущения.

Простые оценки показывают, что область резонансного винтового тока с отрицательной модуляцией в условиях $q(r)$, нарастающего к краю, что типично для токамаков, с необходимостью провоцирует развитие точки O магнитного острова, «обтекающего» возмущённую область, т.е. локальный лимитер. При этом усиленный перенос плазмы на стенку мимо лимитера, сопровождающий возникновение острова, будет воспринят внешним наблюдателем как увеличение λ .

Убедиться, что такой механизм в условиях T-11M реален, позволил эксперимент с глубоким (до 2 см) вертикальным сдвигом плазменного шнура сверху вниз одновременно на продольные литиевые лимитеры 3, 2 (схема III), при этом лимитер 3 снова возвышался над лимитером 2 по вертикали на ~1,5—2 см (см. рис. 2), т.е. оставался основным. Сдвиг был выбран для того, чтобы по разности ИК-сигналов снова, как и в предыдущем случае, проследить за эволюцией λ .

В условиях цилиндрической симметрии плазменного шнура вдали от опасных резонансов его сдвиг сверху на комбинацию таких слегка разнесённых по вертикали симметричных лимитеров не должен был бы изменить качественно соотношения между приходящими на них потоками тепла (см. рис. 4, 5). Так и было, пока сдвиг был мал (1 см). Однако, когда сдвиг достиг 2 см, соотношение между нагревом лимитеров скачком поменялось — поток тепла на продольный лимитер 2 в 2 раза превзошёл поток на лимитер

тер 3, который при этом почти не изменился. На рис. 8 последовательно показана от импульса к импульсу динамика изменения ИК-сигналов $\sim T(t)$ на оба лимитера по мере сдвига шнура по вертикали от +1 (штатная позиция) через 0 до -1 см.

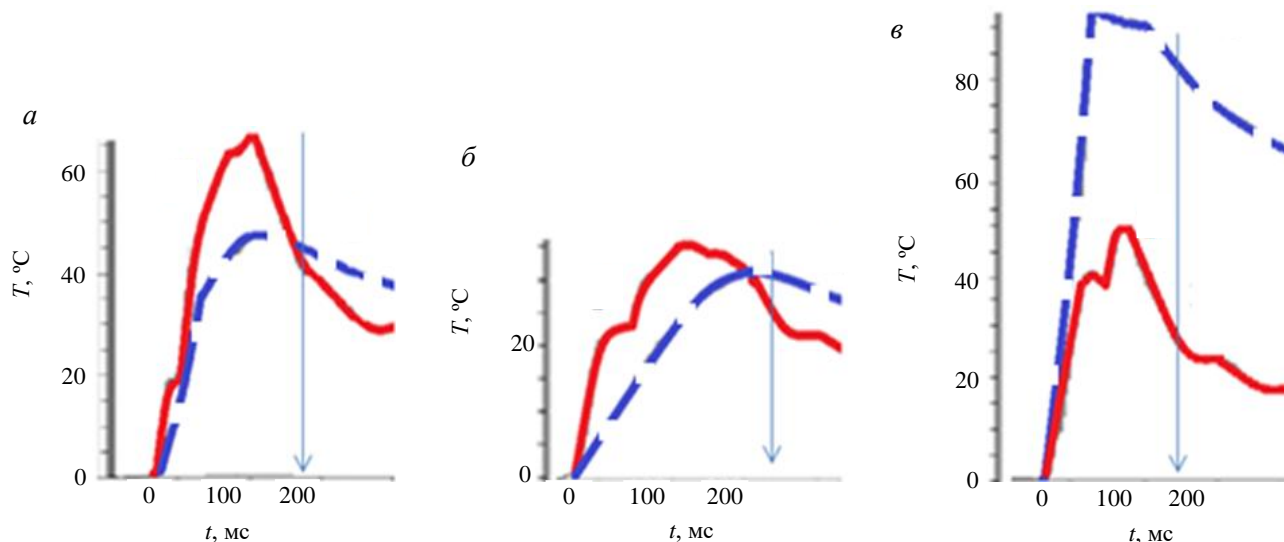


Рис. 8. Динамика нагрева продольных лимитеров 3 (—) и 2 (---) в ходе разряда при трёх разных вертикальных смещениях центра плазменного шнура относительно центра разрядной камеры: +1 (а), в центре камеры (б) и на 1 см ниже центра камеры (в). Голубая стрелка показывает конец разряда

Подобный резкий переход — ожидаемое следствие развития магнитного острова. Учитывая, что на краю шнура $q(a)$ было в зоне 4—3, его смещение вниз на лимитер на 2 см означало пересечение краевых магнитных поверхностей и рост на краю винтового токового возмущения $m = 3$ вплоть до образования там новой магнитной конфигурации островного типа $m/n = 3/1$. В итоге главный источник возмущения лимитер 3 должен был бы оказаться в точке О острова с обтеканием его тепловыми потоками, а лимитер 2, разнесённый (отстоящий) вдоль тора (см. рис. 1) точно на 180° , — в одной из точек X островной структуры $m/n = 3/1$, т.е. строго в фокусе энергетических потоков из шнура наружу, что и продемонстрировал мощный рост сигнала ИК2 (см. рис. 1) с его поверхности. В промежуточной позиции (смещение 0 см) могла развиваться мелкая островная конфигурация вблизи $q(r_s) = 3,5 = m/n = 7/2$. В этом случае оба лимитера оказывались бы в точке О с примерно одинаковым энерговыделением, что не противоречит рис. 8.

В качестве графической иллюстрации изложенной схемы на рис. 9 показаны две альтернативы поведения магнитной конфигурации токамака в условиях различной глубины погружения лимитера в плазменный шнур аналогичных, но смещённых по r лимитеров 2 и 3 (согласно рис. 2): а — резонансное возмущение магнитной поверхности с целочисленным $q(r_s)$ ещё мало и цилиндрическая симметрия сохраняется (для большей наглядности выбрано $q(r_s) = 3$), б — резонансное возмущение достаточно для образования островной структуры. Лимитеры 2 и 3 сдвинуты по малому радиусу, т.е. их комбинация принципиально асимметрична.

Заметим, что для наиболее опасного резонанса при $q(r_s) = 3$, $n = 1$ сдвиг по азимуту вдоль тора точек О и X составит 180° , как это и произошло в нашем случае.

Как и следовало ожидать, при $\Delta = -1$ см (см. рис. 8) видекамера ВК2, в зоне наблюдения ко-

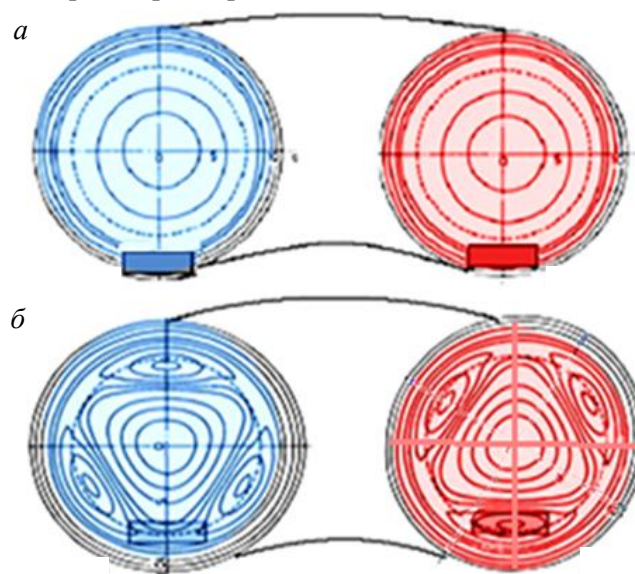


Рис. 9. Две альтернативные схемы влияния лимитеров, погружаемых в плазменный шнур: а — без пересечения резонансной магнитной поверхности, $q(r_s) = 3$ (---) и б — с пересечением

торой находилась поверхность лимитера 2 (см. рис. 1), зарегистрировала яркую вспышку (2 на рис. 10) с энергичным выбросом литиевых капель. Заметим, что при этом лимитер 3 (1 на рис. 10), погружённый в плазменный шнур, казалось бы, глубже лимитера 2, демонстрировал по всей своей контактной поверхности достаточно ровное красное свечение, что качественно согласуется с идеей его обтекания плазменным потоком, т.е. образованием в зоне лимитера 3 точки О.

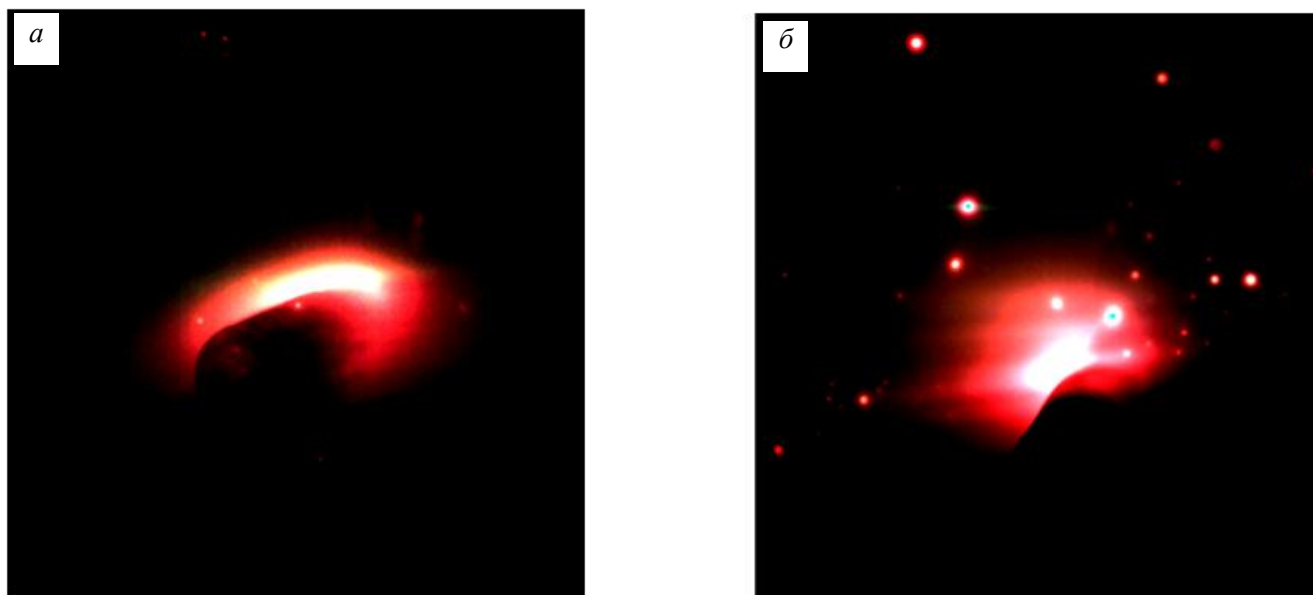


Рис. 10. Свечение в видимом свете вблизи лимитеров: в случае образования точки О вокруг продольного лимитера 3 (а) и точки Х в зоне продольного лимитера 2 (б), зарегистрированное синхронизированными видеокамерами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование инфракрасной диагностики позволило получить новые детали, характеризующие перераспределение тепловых потоков между эмиттером и коллекторами лития в ходе плазменного разряда на токамаке Т-11М. В частности, было наглядно продемонстрировано, как увеличение эмиссии лития снижает тепловую нагрузку на коллектор, создавая тем самым очевидную предпосылку к увеличению эксплуатационного ресурса всех внутрикамерных элементов токамака.

Были проанализированы четыре геометрически различные конфигурации эмиттеров и коллекторов. Наиболее оптимальной из них оказалась геометрически симметричная. Она позволила примерно в 5 раз снизить нежелательный уход инжектированного лития на стенку по сравнению с любой из асимметричных конфигураций. При этом характеристическая длина λ проникновения лития в SOL уменьшилась примерно в 2 раза — с 3,5 до 1,7 см. Важная практическая рекомендация, которая может быть сделана на основании этого, состоит в том, что все эмиттеры и коллекторы лития будущих токамаков, где предполагается использование лития, предпочтительно устанавливать симметрично и попарно.

Если основой наблюдаемого отличия между симметричной и асимметричными коллекторными комбинациями действительно является разбиение магнитной конфигурации на острова, для их ликвидации достаточно, чтобы вносимые лимитерами магнитные возмущения в области О и Х оказались идентичны. Условие строго попарного размещения предполагает установку продольных лимитеров точно через 180° , как это было выполнено в симметричном случае IV.

Последствия вынужденного нарушения этого принципа продемонстрировали недавние эксперименты на Т-10, где в так называемом Act-regime [12] одиночный литиевый эмиттер для получения максимальной эмиссии лития был углублён в периферийную зону токового шнура примерно на 2 см. При этом горячая зона Т-10 оказалась практически на всю глубину заполнена литием. Похожее заполнение плазмы литием наблюдалось ранее на токамаке Т-11М в режиме развития малого срыва [13]. Там подобное стремительное проникновение лития в центральную зону объяснялось дрейфом ионизованного лития вдоль сепаратрисы магнитного острова, развивающегося вблизи границы в ходе малого срыва. Аналогия кажется авторам достаточно убедительной.

Идея симметричной эмиттер-коллекторной схемы с минимальными потерями лития на стенках рабочей камеры могла бы быть взята за основу при создании дивертора квазистационарного ТИН на базе токамака. Для этого достаточно было бы мультиплицировать схему (см. рис. 1), равномерно распределяя вдоль тора парные (смещённые через 180°) коллекторы лития продольного типа [1, 9] и соответствующие им парные же вертикальные эмиттеры. Мультиплицирование предполагает решение двух основных задач: по возможности равномерное распределение излучающего слоя лития вдоль тора и одновременно более равномерное распределение теплового потока по охлаждаемым приёмным элементам стержневого типа, геометрически подобным коллекторам Т-11М. Стержневая геометрия имеет два важных преимущества: во-первых, стержни, выходящие наружу, допускают периодическую замену в процессе рабочего цикла, что не допускает ни одна из существующих диверторных схем, во-вторых, работая одновременно в качестве эмиттера лития своей, «горячей» частью и коллектора «холодной», они за счёт КПС-связи образуют малый замкнутый контур циркуляции лития, разгружая тем самым внешний контур подачи и сбора лития.

На рис. 11 в качестве примера показана одна из симметричных версий литиевой эмиттер-коллекторной схемы для токамака Т-15МД [14]: *a* — вертикальное сечение разрядной камеры Т-15МД с вертикальным эмиттером подобно Т-11М в горизонтальной трубке, *b* — вид сверху на горизонтальное сечение камеры с двумя парами продольных коллекторов. Продольные коллекторы 1, 3 и 2, 4 повернуты относительно друг друга на 180° , а их попарные комбинации смещены относительно друг друга на 90° . Аналогично попарно следовало бы располагать и эмиттеры. Очевидно, что окончательный выбор количества коллекторов и их взаимоположений позволит сделать только будущий эксперимент.

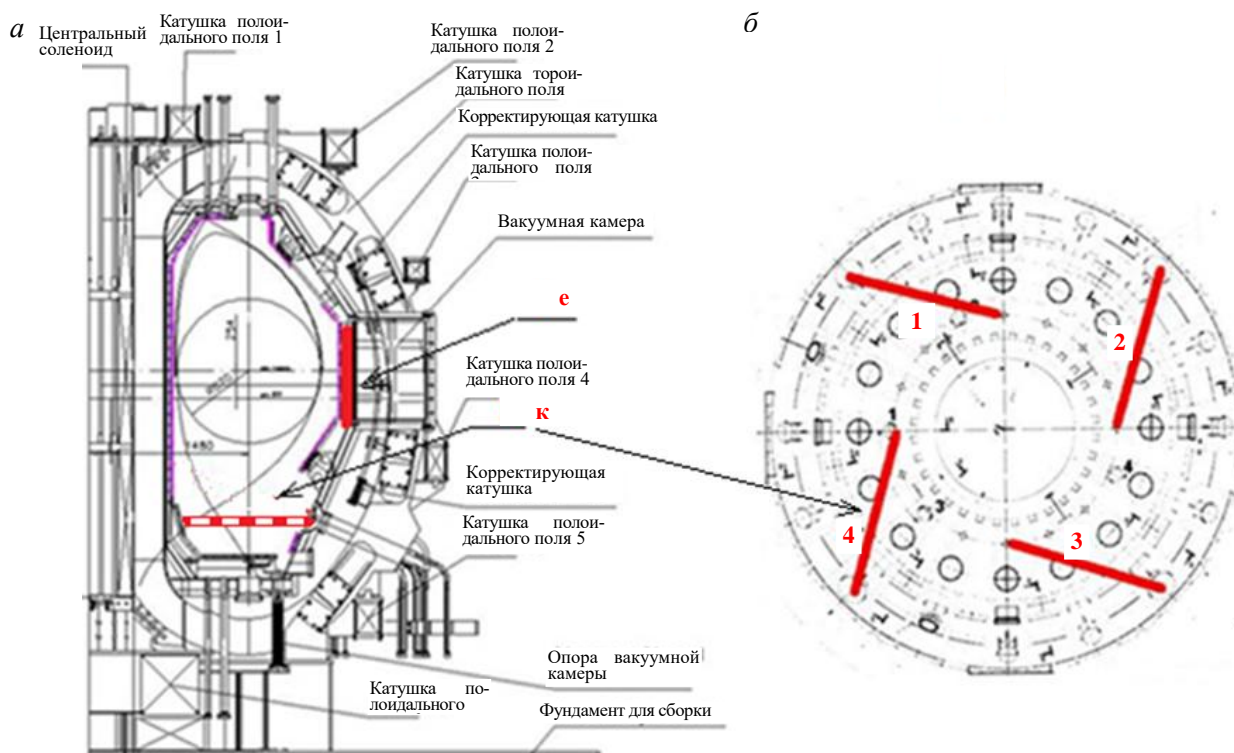


Рис. 11. Вертикальное (*e* — эмиттер, *k* — коллекторы 1—4) (*a*) и горизонтальное (коллекторы 1—4) (*b*) сечения камеры токамака Т-15МД

В заключение авторы считают необходимым ещё раз подчеркнуть, что литиевые лимитеры, без которых представленная работа не могла бы быть проведена, были изготовлены в АО «Красная Звезда» под руководством и с участием И.Е. Люблинского, А.В. Верткова и М.Ю. Жаркова с сотрудниками в рамках договора на выполнение НИОКР от 13.09.2019 № 313/1694-Д с АО «Наука и инновации» Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом». Авторы выражают им свою глубокую признательность, а также благодарность за активную помощь в проведении экспериментов на токамаке Т-11М сотрудникам АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» С.И. Кравчуку, Е.А. Кузнецову, В.А. Морозову, М.М. Мурачеву, В.Г. Отрощенко, В.Г. Петрову, Ю.В. Петрову, Н.П. Петровой и Н.Т. Джигайло.

REFERENCES

1. **Mirnov S.V.** Tokamak evolution and view to future. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 1.
2. **Mansfield D.K., Johnson D.W., Grek, B. et al.** Observations concerning the injection of a lithium aerosol into the edge of TFTR discharges. — Ibid., 2001, vol. 41, № 12, pp. 1823—1834.
3. **Hu J.S., Zuo G.Z., Ren J. et al.** First results of the use of a continuously flowing lithium limiter in high performance discharges in the EAST device. — Ibid., 2016, vol. 56, № 4.
4. **Apicella M.L., Lazarev V., Lyublinski I. et al.** Lithium capillary porous system behavior as PFM in FTU tokamak experiments. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 386—388, pp. 821—823.
5. **Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E. et al.** Review of recent experiments on the T-10 tokamak with all metal wall. — Nucl. Fusion., 2017, vol. 57, № 10.
6. **Evtikhin V.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V. et al.** Lithium divertor concept and results of supporting experiments. — Plasma Phys. Contr. Fusion, 2002, vol. 44, № 6, pp. 955—977.
7. **Vasina Ya.A., Shcherbak A.N., Gasparyan Yu.M. et al.** Investigation of the edge plasma parameters and measurements of the plasma longitudinal rotation velocity by a mach probe in a lithium experiment on the T-11M tokamak. — Plasma Phys. Reports, 2018, vol. 44, pp. 657—663.
8. **Prishvitsyn A.S., Krat S.A., Kharina A.P. et al.** The dependence of lithium emissivity from temperature in vacuum. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2019, vol. 42, № 2, pp. 89—95 (in Russian).
9. **Mirnov S.V., Belov A.M., Djigailo N.T. et al.** Experimental test of the system of vertical and longitudinal lithium limiters on T-11M tokamak as a prototype of plasma facing components of a steady-state fusion neutron source. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 12.
10. **Vershkov V.A.** Edge plasma investigation on T-10. — J. Nucl. Mater., 1989, vol. 162—164, № C, pp. 195—199.
11. **Pitts R.A., Vayakis G., Matthews G.F. et al.** Poloidal SOL asymmetries and toroidal flow in DITE. — J. Nucl. Mater., 1990, vol. 176—177, № C, pp. 893—898.
12. **Mirnov S.V. et al.** Origin of rapid impurity penetration to plasma center during the disruption in tokamak T-11M. — In: Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. Sorrento, Italy, 4—10 October 2000. IAEA-CN-77/EXP3/08.
13. **Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R. et al.** Study of lithium influx, radiation, transport and influence on plasma parameters in the T-10 tokamak. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2019, vol. 62, № 2.
14. **Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N. et al.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2019, vol. 42, № 1, pp. 15—38 (in Russian).

AUTHORS

Vasina Ya.A. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 108840 Troitsk, Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; ian.vasina@yandex.ru

Djurik A.S. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 108840 Troitsk, Moscow, Russia; adzburik@triniti.ru

Prishvitsyn A.S. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 108840 Troitsk, Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; asprishvitsyn@mephi.ru

Mirnov S.V. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 108840 Troitsk, Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia

Lazarev V.B. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 108840 Troitsk, Moscow, Russia; v_lazarev@triniti.ru

Received 20 May 2020

Revised 15 June 2020

Accepted 5 August 2020

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, issue 3, pp. 47—59