

Сравнение вариантов литиевого дивертора для токамака ДЕМО-ТИН

© В.Г. Скоков,¹ В.Ю. Сергеев,¹ Е.А. Ануфриев,¹ Б.В. Кутеев^{2,3}

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

² Национальный исследовательский центр „Курчатовский Институт“, 123182 Москва, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, 115409 Москва, Россия
e-mail: V.Skokov@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 03 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 18 ноября 2020 г.

Принято к публикации 19 ноября 2020 г.

Для разрабатываемого в России токамака ДЕМО-ТИН обсуждается выбор концепции дивертора с испаряющимся жидким литием, удовлетворяющей требованиям по снятию тепловой нагрузки от пристеночной плазмы и обеспечивающей приемлемый уровень изменения ионного состава основной плазмы. Представлены результаты численного моделирования и оптимизации конструкции диверторов с несколькими объемами, секционированными щелевыми диафрагмами. Оценены параметры литиевых потоков, вытекающих в пристеночный слой, для интервала изменения температуры диверторных камер от 500 до 1000 К в условиях газокинетических и свободномолекулярных режимов истечения литиевого пара из дивертора. Проведенный анализ процессов, снижающих выход лития из камер и проникновение его в основной объем плазмы внутри сепаратрисы, показал, что секционирование эффективно снижает вытекающие потоки до приемлемых уровней $\sim 10^{20}$ at/s.

Ключевые слова: дивертор, литий, тепловая нагрузка, ДЕМО-ТИН.

DOI: 10.21883/JTF.2021.04.50619.259-20

Введение

Вопросы отвода тепла, приносимого плазмой в дивертор токамака, продолжают оставаться нерешенной инженерно-физической проблемой создания термоядерного энергетического реактора [1] и термоядерного источника нейтронов [2], в том числе компактного [3].

В экспериментах на современных токамаках обнаружено, что поперечный размер диверторного слоя Scrape-Off Layer (SOL) в области взаимодействия с элементами дивертора слабо зависит от размеров установки и уменьшается с ростом тока плазмы [4]. Например, для ИТЭР с током 15 МА размер SOL в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля (upstream) оценивается как 1 mm [4]. В результате для демонстрационного термоядерного реактора продольные потоки тепла ≈ 20 GW/m² [5] при выходе на материальную поверхность дают значения нормального к ней теплового потока, которые на порядок превышают приемлемые инженерные значения ≈ 10 MW/m² [1].

Для снижения теплового потока на диверторные пластины было предложено много подходов [6,7]. Напуск инертных газов для достижения режима полного детачмента (отрыва плазмы от поверхности) позволяет переизлучить значительную часть мощности, но сопровождается охлаждением области X-точки и, как следствие, центральной области плазмы. Для создания так называемых диверторов с длинной ногой сепаратрисы

(super-X divertor) [8] и других сложных магнитных диверторных конфигураций типа снежинки (snow-flake) [9] необходимо располагать дополнительные катушки внутри вакуумной камеры и защищать их от нейтронных потоков. В результате конструкция установки и технологии обслуживания дивертора заметно усложняются.

Был выдвинут ряд предложений [10–12] по использованию систем с жидкими металлами (литием, оловом) для защиты обращенных к плазме поверхностей от эрозии, организации теплоотвода в периферийной плазме и управления составом примесей. При этом жидкий металл может непосредственно взаимодействовать с периферийной плазмой разряда. Одной из модификаций являются лимитеры с капиллярно-пористыми структурами (КПС) (см., например, [13]), в которых жидкий металл удерживается на поверхности капиллярными силами. На установке NSTX [14] литиевая жидкометаллическая пластина испытывалась в открытой диверторной конфигурации. Литий был жидкий и находился в ваннах, формировал нижний однонулевой дивертор за счет силы тяжести. Следует заметить, что длина ноги в однонулевом диверторе установки была небольшой, и жидкий литий находится вблизи сепаратрисы. Ряд конструкций с жидким литием на поверхности испытывался на установках без диверторов в лимитерной конфигурации плазмы. Таким образом, практически во всех экспериментах периферийная плазма взаимодействовала с открытыми литиевыми жидкометаллическими поверхностями, с ко-

торых трудно ограничить поток лития в плазму при росте тепловой нагрузки.

В условиях высоких плазменных нагрузок, характерных для будущих термоядерных установок, такие варианты выглядят неадекватными. Наиболее перспективными на сегодня представляются подходы, основанные на испарении жидкого лития потоками тепла из пристеночной плазмы и со стенок в замкнутом объеме, предложенные Нагаямой [15] и Голдстоном [5]. Они относительно просты в реализации и представляются способными достичь необходимого стационарного режима для потоков тепла и частиц плазмы из основного объема в диверторную область.

Нагаяма в своей работе [15] предложил разместить в диверторе токамака-реактора две последовательные тороидально-симметричные камеры, связанные с плазмой и друг с другом щелевыми отверстиями, через которые плазма SOL доходит до диверторных пластин с поверхностью в виде жидкого лития. Температура стенок двухкамерной конструкции поддерживается внешними системами охлаждения выше уровня температуры плавления лития ($\approx 180^\circ\text{C}$), обеспечивая жидкое состояние лития. Основная мощность SOL-плазмы, втекающая в камеры дивертора, снимается за счет испарения лития в области точки удара (strike point). В первой камере предполагается поглощение основного потока паров стенками. Часть образующихся литиевых паров должна осаждаться на холодных стенках, другая часть пролетает через щель между камерами испарителя. В работе предполагается, что давление пара в камере будет при указанных температурах достаточно низким для реализации условий свободно-молекулярного разлета в заметной части объема и области выходной щели. В таких условиях число выходящих в SOL литиевых частиц определяется апертурой выходного отверстия, а также плотностью и температурой атомов лития. Предусмотрена также система откачки, очистки загрязненного лития и пополнения бассейна. Этот вариант дивертора ниже будет называться подходом с конденсирующими литий стенками.

Голдстон, в свою очередь, предложил похожую конструкцию дивертора для токамака-реактора ДЕМО [5], состоящую из 5 последовательных тороидально-симметричных камер, которые также соединены между собой щелями, через которые проходит сепаратриса. Каждая из камер наполнена парами лития при определенных температурах стенок и соответствующих давлениях. Эти пары способны переизлучить заметную часть мощности, приходящей в дивертор из SOL. Радиационные потери плазмы на литиевых парах Голдстон оценивал, используя среднюю энергию излучения на один атом лития $\approx 10\text{ eV}$, исходя из расчетов столкновительно-излучательной модели [16].

Последовательность камер представляет собой дифференциальную систему откачки: давление литиевых паров падает примерно на порядок при переходе от камеры к камере при движении в сторону основной плазмы.

Температуры стенок камер для создания плотных литиевых паров поддерживаются при достаточно высоких значениях (до 950°C). В связи с этим ниже данный вариант будет именоваться подходом с испаряющими стенками.

В настоящей работе проводится сравнительный анализ и оцениваются возможности применения обоих подходов для дивертора, разрабатываемого в проекте Демонстрационного термоядерного источника нейтронов (ДЕМО-ТИН) [17,18]. В разд. 1 приведены параметры проекта ДЕМО-ТИН и описаны ключевые критерии выбора параметров дивертора. Конструкции диверторной зоны, а также оценки их параметров в подходе испаряющих и конденсирующих стенок диверторных камер приведены в разд. 2 и 3 соответственно. В разд. 4 обсуждаются достижимые параметры диверторов в рамках двух подходов. В заключении суммированы основные результаты работы.

1. Установка ДЕМО-ТИН

Разрабатываемый в настоящее время сверхпроводящий токамак ДЕМО-ТИН [17,18] имеет следующие основные параметры: большой радиус $R = 320\text{ cm}$, малый радиус $a = 100\text{ cm}$, треугольность $\delta = 0.41$, ток по плазме $I_p = 4.5\text{ MA}$, тороидальное магнитное поле $B_t = 5\text{ T}$, электронная и ионная температуры в центре $T_{e,i}(0) \cong 11\text{ keV}$, средняя плотность $\langle n \rangle = 8 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$. Мощность DT-синтеза в стационарном режиме должна составлять до 40 MW , нейтронный выход — свыше $1 \cdot 10^{19}\text{ s}^{-1}$. Температура плазмы и ее плотность в SOL были оценены как: $T_{pl} = 150\text{ eV}$, $n_{pl} = 4 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$. Указанные данные получены в результате описанного в работе [19] гибридного моделирования ДЕМО-ТИН с помощью кодов SOLPS4.3 и ASTRA. Диверторная конфигурация — двухнулевая, ноги дивертора со стороны слабого и сильного магнитного полей принято называть „внешней“ и „внутренней“ соответственно. Тепловая нагрузка в этой конфигурации будет симметрично делиться между верхним и нижним диверторами. Между внешней и внутренней ногами каждого дивертора мощность будет распределяться в отношении 10 и 3 MW [19–21]. При этом тепловой поток вдоль магнитного поля на входе в дивертор будет достигать значений $\sim 1\text{ GW/m}^2$. Очевидно, что необходимо найти решение, приводящее к снижению на несколько порядков потока тепла на материальные поверхности дивертора.

Эскиз трехкамерной конструкции с жидким литием для внешней и внутренней ног нижнего дивертора можно найти в работе [18]. Для обсуждения расчета параметров в обоих подходах на рис. 1 показан фрагмент данной конструкции для внешнего нижнего дивертора. Номера камер дивертора обозначены цифрами $i = 1-3$, начиная с дальней от плазмы. В данном варианте длины всех камер L_i вдоль сепаратрисы составляют 7.5 cm , а ширины щелей поперек сепаратрисы $H_i = 5\text{ cm}$. Для

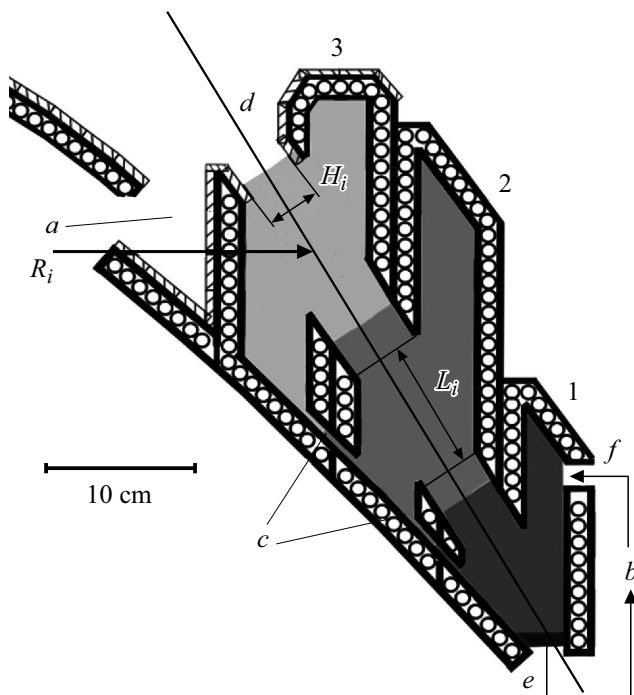


Рис. 1. Схема литиевого дивертора ДЕМО-ТИН. Цифрами показаны номера камер. *a* — щели для откачки, *b* — система очистки и перекачки лития, *c* — щели для стекания жидкого лития в камеру 1, *d* — сепаратриса, *e* и *f* — выход лития в дивертор соответственно. Насыщенность серого цвета иллюстрирует относительное давление лития в камерах. R_i и L_i — усредненный большой радиус сепаратрисы в *i*-й камере и длина камеры соответственно, H_i — ширина щели.

оценки ширины щели учитывалась конечная ширина SOL, а также возможные колебания сепаратрисы в плоскости, перпендикулярной щели, из-за переходных процессов [2] и несовершенства системы управления положением плазменного шнура.

Обращенная к основной плазме поверхность последней камеры дивертора, равно как и его купол, должны быть покрыты бериллиевыми тайлами (на рис. 1 показаны заштрихованными прямоугольниками; о мотивации выбора материала см. [21]). В диверторе предусматриваются отверстия для откачки (позиция *a* на рис. 1), а также выход для сконденсировавшегося лития, насыщенного рабочим газом и примесями *e*, в систему очистки и перекачки лития *b*. Очищенный литий подается обратно в дивертор через отверстие *f*. В нижней части камеры 1 расположен бассейн с расплавом Li. Относительные изменения давления паров лития на рисунке схематично показаны плотностью заливки серого цвета.

Для сопоставления диверторных систем в ДЕМО-ТИН для обоих подходов [5,15] было выработано четыре критерия, которые перечислены ниже в порядке убывания их значимости. Первый — результирующие тепловые нагрузки на материальные поверхности не должны превышать 10 MW/m^2 .

Второй — приемлемый поток лития через сепаратрису внутрь основной плазмы, который не приводит к значительному загрязнению примесью. Для средних значений концентрации рабочего газа — $6.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, гелия — $6.4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ и основной примеси Be — $3.2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ средняя плотность электронов составляет $8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, а эффективный заряд $Z_{\text{eff}} \approx 1.6$. Добавление лития до значений $6.4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (10% от плотности рабочего газа) незначительно увеличивает эффективный заряд до приемлемого значения 1.8. Время удержания частиц $\approx 2 \text{ s}$ в ДЕМО-ТИН можно оценить, предположив его равным трехкратному времени удержания энергии аналогично работе [19]. Тогда с учетом объема плазмы 120 m^3 поток лития через сепаратрису составит: $6.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \cdot 0.1 \cdot 120 \text{ m}^3 \cdot (2 \cdot c)^{-1} \approx 3.85 \cdot 10^{20} \text{ at/s}$, т.е. $\approx 4.5 \text{ mg/s}$. Таким образом, поток лития, выходящий из последней камеры дивертора, должен создавать поток в основной объем плазмы не более $4 \cdot 10^{20} \text{ at/s}$.

С другой стороны, необходимо, чтобы выходящий из диверторов поток лития не приводил также и к значительному охлаждению плазмы SOL. Ионизационные потенциалы нейтралов и ионов лития составляют 5.39, 75.6 и 123 eV соответственно. В работе [16] излучательные потери в плазме с температурой 150 eV составляют порядка 100 eV на один атом лития. С учетом необходимости нагрева образовавшихся электронов и иона до $T_{\text{SOL}} = 150 \text{ eV}$ потери на ионизацию, излучение и термализацию атома Li, попадающего из дивертора в SOL, можно оценить как $100 + 5.39 + 75.6 + 123 + 4 \cdot 150 \approx 904 \text{ eV}$. Выходящая из основной плазмы в SOL суммарная мощность составляет $2 \cdot (3 + 10) = 26 \text{ MW}$. Предположив, что на термализацию лития тратится не более 10% от этой мощности, можно оценить допустимый поток лития из диверторов в SOL $2.0 \cdot 10^{22} \text{ at/s} = 2.6 \text{ MW}/904 \text{ eV}$ или 0.21 g/s лития.

Третий критерий — предлагаемый литиевый дивертор не должен выходить за габариты современного проекта вакуумной камеры ДЕМО-ТИН. Четвертый критерий — возможность инженерно-технической реализации каждой из систем с использованием доступных материалов и технологий. В следующих двух разделах представлены результаты расчетов и оценки для двух вариантов диверторной системы ДЕМО-ТИН, с помощью которых на основании перечисленных критериев будет осуществляться выбор оптимального подхода.

2. Оценки для дивертора ДЕМО-ТИН в подходе с испаряющими стенками

Предлагаемая диверторная система рассчитывалась с использованием модели, в которую входили стационарные нульмерные уравнения баланса атомов лития и энтальпии литиевого пара для каждой камеры [5]. Были рассчитаны параметры модели с испаряющими стенками в вариантах с количеством камер от 2 до 4.

В [16] было показано, что в рабочем режиме разница давлений между камерами будет достаточной для формирования критического потока между ними. Согласно [22], можно записать выражение для критического потока паров лития из i -й камеры:

$$\Gamma_{n,i} = \xi_{Li} n_i \sqrt{k T_{vap,i} / m_{Li}}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, $T_{vap,i}$ — температура газа вдали от щели, m_{Li} — масса атома лития, n_i — плотность газа, $\xi_{Li} = \sqrt{\gamma} \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} = 0.7262$, где $\gamma = 5/3$ показатель адиабаты для паров лития (см. [5,23]).

На стенки камеры падает ленгмюровский поток

$$\Gamma_{l,i} = n_i \sqrt{k T_{vap,i} / 2\pi m_{Li}}, \quad (2)$$

а со стенок испаряется поток

$$\Gamma_{a,i} = n_{eq} \sqrt{k T_{wall,i} / 2\pi m_{Li}} = p / \sqrt{2\pi m_{Li} k T_{wall,i}}. \quad (3)$$

Здесь $T_{wall,i}$ — температура стенки i -й камеры. Поток определяется давлением насыщенного пара лития в камере с испаряющимися стенками, который зависит от температуры [24]:

$$\lg p = 10.015 - \frac{8064.6}{T_{wall,i}},$$

где давление выражается в паскалях, температура — в градусах Кельвина.

В работе [16] были представлены результаты моделирования 5-камерного литиевого дивертора с помощью уравнений Навье–Стокса. Они показали, что задачу можно рассматривать приближенно, предполагая температуры и плотности паров лития однородными в каждой из камер, а также считая, что частицы пролетают сквозь щели из более горячей камеры в более холодную со звуковой скоростью. Тогда с помощью (1)–(3) уравнение баланса частиц (4) может быть записано для i -й камеры следующим образом:

$$\begin{aligned} & \xi_{Li} \sqrt{\frac{k}{m_{Li}}} (A_{noz,i-1} n_{i-1} \sqrt{T_{vap,i-1}} - A_{noz,i} n_i \sqrt{T_{vap,i}}) \\ & + \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{Li}}} A_{wall,i} (n_{eq}(T_{wall,i}) \sqrt{T_{wall,i}} - n_i \sqrt{T_{vap,i}}) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В левой части уравнения (4) в первых скобках положительный член — это поток в i -ю камеру из предыдущей $i-1$ -ой камеры, отрицательный член — поток, вытекающий через щель из i -й камеры в $i+1$ -ую (или в основной объем плазмы), во вторых скобках положительный член — это поток лития, испаряющийся со стенок камеры, отрицательный — ленгмюровский поток литиевого пара на стенки камеры. Здесь $A_{noz,i}$ — площадь щели между камерами $i-1$ и i , $A_{wall,i}$ — площадь поверхности стенок в камере i .

Следующие уравнения для баланса тепла, которое приносится и уносится парами лития в камеру с индексом „ i “ (5), дополняют систему уравнений баланса частиц (4):

$$\begin{aligned} & \xi_{Li} \sqrt{\frac{k^3}{m_{Li}}} \frac{5}{2} (A_{noz,i-1} n_{i-1} T_{vap,i-1}^{3/2} - A_{noz,i} n_i T_{vap,i}^{3/2}) \\ & + \sqrt{\frac{k^3}{2\pi m_{Li}}} \frac{5}{2} A_{wall,i} (n_{eq}(T_{wall,i}) T_{wall,i}^{3/2} - n_i T_{vap,i}^{3/2}) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Каждое из слагаемых для потока энтальпии имеет смысл, аналогичный потоку частиц в уравнениях баланса частиц (4).

Представленная в работе [5] модель для N -камерной конструкции ($N = 5$) была нами дополнена до системы из $2N$ уравнений баланса частиц и энтальпий в камерах, которая затем решалась относительно n_i и $T_{vap,i}$. Помимо учета взаимодействия плазмы с литиевым паром в камерах, было учтено переизлучение мощности плазмы SOL литиевым паром.

Учет плазменного взаимодействия с поверхностью камеры 1 приводит к ее нагреву и испарению литиевых атомов. Третий член уравнения (6) описывает скорость их поступления. Она рассчитывалась из баланса мощности, поступающей из плазмы P_{SOL} за вычетом мощности излучения в камерах, отнесенной к энергии сублимации лития ϵ_{abl} . Коэффициент нейтрального экранирования δ_{abl} учитывает уменьшение мощности за счет так называемого экранирования падающей мощности испаренным веществом. Согласно работе [5], в камеру 1 попадают также литиевые частицы из камер $j = 2 - N$. Это происходит в результате ионизации атома лития электронами SOL-плазмы и формирования за счет трения с ионами плазмы его направленного движения в камеру 1. Предполагается, что рекомбинация ионов лития в камере 1 увеличивает концентрацию паров лития в ней. Это описывается последним членом в уравнении (6). Соответствующее уменьшение концентрации паров лития в камерах $j = 2 - N$ представлено последними членами в уравнениях (7).

Учет плазмы в балансе энтальпий приводит к следующим членам в уравнениях (8), (9). В соответствии с моделью работы [5] потоки лития, ионизованные в камерах $j = 2 - N$, уносят из них вместе с потоками ионизованного лития часть мощности этих боксов, что описывается последним членом в уравнениях (9). Сумма этих энергий добавляется в баланс энтальпии камеры 1, что представлено третьим членом в уравнении (8). Мощность SOL плазмы P_{SOL} идет на нагрев литиевого пара в камере 1. Во взаимодействии паров лития со струей плазмы процессы перезарядки Li^0 на Li^+ и упругие столкновения атомов лития с ионами плазмы определяют передачу энергии от плазмы литиевому пару. Вслед за работой Голдстона мы предполагаем, что они доминируют в дальней от основной плазмы камере 1

дивертора, поскольку в ней самая большая плотность и температура паров лития, а значит и потоки атомов лития на плазму. Поэтому мощность P_{SOL} присутствует в уравнении (8) для камеры 1 и отсутствует в уравнении (9) для остальных камер.

Вопрос оценки оптической прозрачности не входил в задачи настоящей работы, но может быть важным для расчета как нагрева пара, так и нагрузки на стенку камеры. При дальнейшем развитии модели эти оценки будут сделаны и при необходимости учтены. В настоящей работе предполагается оптическая прозрачность литиевого пара для излучения во всех камерах. То есть мощность SOL передается стенке камеры. Роль излучения в таком случае сводится к снижению мощности SOL-плазмы, что учтено последним членом в уравнениях (8). Для остальных камер излучательные потери используются для расчета соответствующей тепловой нагрузки на стенку камеры, но не учтены в уравнениях (9) энергобаланса лития в них. Цена излучательных потерь E_{loss} варьировалась в пределах от 5 до 30 eV на один атом лития в соответствии с расчетами столкновительно-излучательной модели работы [16].

Температуры стенок камер, являющиеся инженерным параметром, при моделировании выбирались так, чтобы мощность излучательных потерь во всех камерах дивертора компенсировала приходящую в дивертор (в камеру 1) мощность P_{SOL} . Очевидно, что при этом в силу различия плотностей литиевых паров основной вклад вносит камера 1 (см. в табл. 1, 2 значения мощностей излучательных потерь в камерах). С другой стороны, перепад температур стенок должен был обеспечить перепад давлений литиевых паров для работы в режиме дифференциальной откачки.

$$\begin{aligned} & \xi_{\text{Li}} \sqrt{\frac{k}{m_{\text{Li}}}} \left(-A_{\text{noz},i} n_i \sqrt{T_{\text{vap},i}} \right) + \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} A_{\text{wall},i} \\ & \times \left(n_{\text{eq}}(T_{\text{wall},i}) \sqrt{T_{\text{wall},i}} - n_i \sqrt{T_{\text{vap},i}} \right) \\ & + \frac{P_{\text{SOL}} - E_{\text{loss}} \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} \left(\sum_{j=1}^N A_{\text{pl},j} n_j \sqrt{T_{\text{vap},j}} \right)}{\varepsilon_{\text{abl}}} \delta_{\text{abl}} \\ & + \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} \left(\sum_{j=2}^N A_{\text{pl},j} n_j \sqrt{T_{\text{vap},j}} \right) = 0 \\ & \text{для } i = 1 \text{ (камера 1),} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \xi_{\text{Li}} \sqrt{\frac{k}{m_{\text{Li}}}} \left(A_{\text{noz},i-1} n_{i-1} \sqrt{T_{\text{vap},i-1}} - A_{\text{noz},i} n_i \sqrt{T_{\text{vap},i}} \right) \\ & + \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} A_{\text{wall},i} \left(n_{\text{eq}}(T_{\text{wall},i}) \sqrt{T_{\text{wall},i}} - n_i \sqrt{T_{\text{vap},i}} \right) \\ & - \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} A_{\text{pl},i} n_i \sqrt{T_{\text{vap},i}} = 0 \text{ для } i = 2-N, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \xi_{\text{Li}} \sqrt{\frac{k^3}{m_{\text{Li}}}} \frac{5}{2} \left(-A_{\text{noz},i} n_i T_{\text{vap},i}^{3/2} \right) + \sqrt{\frac{k^3}{2\pi m_{\text{Li}}}} \frac{5}{2} A_{\text{wall},i} \\ & \times \left(n_{\text{eq}}(T_{\text{wall},i}) T_{\text{wall},i}^{3/2} - n_i T_{\text{vap},i}^{3/2} \right) + \sqrt{\frac{k^3}{2\pi m_{\text{Li}}}} \\ & \times \frac{5}{2} \sum_{j=2}^N A_{\text{pl},j} n_j T_{\text{vap},j}^{3/2} + P_{\text{SOL}} - E_{\text{loss}} \sqrt{\frac{k}{2\pi m_{\text{Li}}}} \sum_{j=1}^N A_{\text{pl},j} n_j \\ & \times \sqrt{T_{\text{vap},j}} = 0 \text{ для } i = 1 \text{ (камера 1),} \quad (8) \\ & \xi_{\text{Li}} \sqrt{\frac{k^3}{m_{\text{Li}}}} \frac{5}{2} \left(A_{\text{noz},i-1} n_{i-1} T_{\text{vap},i-1}^{3/2} - A_{\text{noz},i} n_i T_{\text{vap},i}^{3/2} \right) \\ & + \sqrt{\frac{k^3}{2\pi m_{\text{Li}}}} \frac{5}{2} A_{\text{wall},i} \left(n_{\text{eq}}(T_{\text{wall},i}) T_{\text{wall},i}^{3/2} - n_i T_{\text{vap},i}^{3/2} \right) \\ & - \sqrt{\frac{k^3}{2\pi m_{\text{Li}}}} \frac{5}{2} A_{\text{pl},i} n_i T_{\text{vap},i}^{3/2} = 0 \text{ для } i = 2-N. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $A_{\text{pl},i} = 2 \times L_i \times 2\pi R_i$ — площадь поверхности плазмы в камере i . R_i — это усредненный большой радиус сепаратрисы в i -й камере (рис. 1). Фактор 2 показывает, что слой плазмы, входящий в диверторные камеры, имеет две боковые поверхности, взаимодействующие с парами лития.

Система из $N = 5$ камер не подходит для ДЕМО-ТИН из-за меньших размеров установки по сравнению с разрабатываемым международным демонстрационным термоядерным реактором ДЕМО. Поэтому были рассчитаны параметры дивертора с испаряющими стенками с числом камер $N = 2-4$.

Решения системы уравнений (6)–(9) относительно температуры и плотности паров в каждой из N камер для различных значений E_{loss} использовались для оценки длины свободного пробега атома лития

$$\lambda_{\text{mf},i} = \frac{1}{\sqrt{2} d_{\text{Li}}^2 n_i}. \quad (10)$$

Здесь, $d_{\text{Li}} \cong 3 \cdot 10^{-10}$ m диаметр атома лития [15]. Результаты расчета показаны на рис. 2. Они сопоставлялись с длиной камеры вдоль сепаратрисы, представленной горизонтальной штриховой линией. Видно, что в случае двухкамерной системы обе камеры работают в газодинамическом режиме, в то время как в 3-х и 4-х-камерных конструкциях в ближайших к плазме объемах может реализоваться режим свободномолекулярного разлета. В этом случае выход лития из них ограничивался только геометрическими параметрами камер, а именно соотношением их длины и ширины выходной щели. Входящий в камеру со свободномолекулярным разлетом поток лития полагался распределенным по косинусу. В таком случае выходящий из дивертора поток можно получить, оставив из входящего только угловой диапазон, соответствующий геометрии камеры.

Таблица 1. Основные параметры литиевого дивертора на внешней ноге в подходе с испаряющими стенками

Параметры	Количество камер		
	4	3	2
Размер камеры вдоль сепаратрисы, см	4	7.5	12
Температура стенок, начиная с камеры 1, К	1021, 793, 723, 573	984, 773, 473	960, 573
Температура паров Li, начиная с камеры 1, К	1052, 1045, 1042, 1041	1006, 995, 995	992, 992
Давление паров Li, начиная с камеры 1, Па	103, 21.2, 4.8, 1.1	59.9, 7.1, 0.9	38.8, 7.3
Мощность излучательных потерь, начиная с камеры 1, MW	7.94, 1.62, 0.36, 0.08	8.83, 1.04, 0.13	9.21, 0.79
Максимальная тепловая нагрузка, MW/m ²	2.32	1.07	0.79
Поток частиц лития в SOL, mg/s	51.7	41.1	2120
Поток частиц лития через сепаратрису, mg/s	0.22	0.15	7.8
P_{SOL} в дивертор, MW	10	10	10

Таблица 2. Основные параметры литиевого дивертора на внутренней ноге в подходе с испаряющими стенками

Параметры	Количество камер	
	3	2
Размер камеры вдоль сепаратрисы, см	7	12.5
Температура стенок, начиная с камеры 1, К	943, 823, 573	912, 573
Температура паров Li, начиная с камеры 1, К	957, 924, 924	1045, 1045
Давление паров Li, начиная с камеры 1, Па	26.5, 4.8, 0.7	14.8, 1.5
Мощность излучательных потерь, начиная с камеры 1, MW	2.39, 0.53, 0.08	2.71, 0.29
Максимальная тепловая нагрузка, MW/m ²	0.62	0.40
Поток частиц лития в SOL, mg/s	30	760
Поток частиц лития через сепаратрису, mg/s	0.08	3.2
P_{SOL} в дивертор, MW	3	3

Необходимые для сопоставления конструкций дивертора с разным количеством камер температуры стенок камер и паров лития (перечислены через запятую, начиная с камеры 1), и основные параметры систем приведены в табл. 1 (внешняя нога дивертора) и в табл. 2 (внутренняя нога). Представленные в указанных таблицах данные получены при учете излучательных потерь на атом лития $E_{loss} = 10$ eV, как в работе [16]. В трехкамерном варианте, эскиз которого представлен на рис. 1, в расчете были использованы следующие площади: A_{noz} составляет 0.97, 0.95, 0.92 м² для первой, второй и третьей камер соответственно; A_{pl} — 2.91, 2.86, 2.77 м² соответственно; A_{wall} — 7.18, 10.9,

9.05 м² соответственно для первой, второй и третьей камер.

Для внешней ноги дивертора, параметры которого показаны в табл. 1, в случае двухкамерной системы максимальная тепловая нагрузка на стенки камер составит всего 0.8 MW/m², в трехкамерной — 1.1 MW/m², в четырехкамерной — 2.3 MW/m². Эти значения не превышают инженерного предела 10 MW/m². При увеличении числа камер за счет сохранения полной длины дивертора вдоль сепаратрисы около 40 см площадь стенок камеры уменьшается, что объясняет рост тепловой нагрузки с увеличением числа камер. Эта же причина приводит к тому, что выходные потоки из трехкамерной

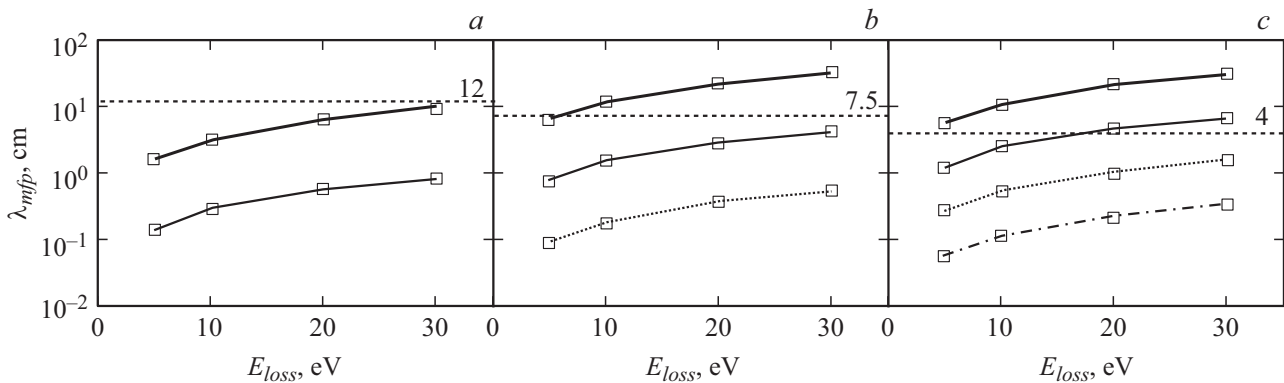


Рис. 2. Длина свободного пробега λ_{mfp} в зависимости от излучательных потерь E_{loss} в камерах для внешней ноги дивертора при числе камер $N = 2$ (a), 3 (b), 4 (c). Значения λ_{mfp} для ближайшей к плазме камеры показаны жирной сплошной линией, далее по мере удаления от плазмы — тонкой сплошной, пунктирной и штрихпунктирной. Длина камеры вдоль сепаратрисы в сантиметрах показана горизонтальной штриховой линией.

системы оказываются меньше, чем из четырехкамерной. Действительно, уменьшение длины последней камеры, работающей в обоих случаях в свободномолекулярном режиме, приводит при той же ширине щели к увеличению диапазона углов пролета частиц напрямую сквозь камеру.

Часть покинувших дивертор атомов лития, попадая в SOL шириной Δ_{SOL} , испытывает ионизацию и возвращается обратно в дивертор вместе с потоком дейтериевой плазмы из SOL. Характерная длина ионизации l_{ion} зависит как от скорости вылетающих частиц V_{Li} , так и от температуры и плотности плазмы SOL:

$$l_{ion} = \frac{V_{Li}}{\langle \sigma v_{ion}(T_{SOL}) \rangle n_{SOL}}, \quad (11)$$

где скорость ионизации лития рассчитывалась с помощью аппроксимации из работы [25].

Оценка длины ионизации имеет кинетический характер, поэтому применимость ее к выходящему из дивертора потоку лития требует подтверждения. Этот поток после выхода из последней камеры претерпевает расширение. Предположим, что он истекает из выходной щели со скоростью звука V_s , соответствующей температуре паров в камере, а расширяется с тепловой скоростью V_T . Тогда можно оценить, насколько он расширится, преодолев расстояние $L = 30$ см от дивертора до сепаратрисы: $\kappa = \frac{L \cdot (V_T/V_s) + H/2}{H/2} = 17.1$, где H — ширина щели на выходе из последней камеры дивертора. Во столько же раз упадет и давление паров лития. Тогда длина свободного пробега его паров составит около 10 см, что значительно больше ширины SOL. Это позволяет применить кинетическую оценку проникновения атомов лития через SOL.

Таким образом, по аналогии с [15] можно получить коэффициент экранирования за счет ионизации в SOL:

$$\delta_{SOL} = \exp(-\Delta_{SOL}/l_{ion}). \quad (12)$$

Тогда поток лития в основную плазму Γ_{Li} уменьшится в δ_{SOL} раз по сравнению с потоком, выходящим из дивертора в SOL $\Gamma_{Li,SOL}$: $\Gamma_{Li} = \Gamma_{Li,SOL} \cdot \delta_{SOL}$.

Очевидно, что ширина SOL Δ_{SOL} играет ключевую роль в данных оценках. Исходя из современного скейлинга работы [4], для параметров ДЕМО-ТИН она составит 0.15 см, а с учетом рассчитанного по коду DINA магнитного расширения [20] Δ_{SOL} будет равно 0.3 см, что является оценкой снизу, поскольку она не учитывает уширение SOL за счет поперечного переноса тепла и частиц. Подставив в формулу (11) температуру плазмы и ее плотность в SOL в соответствии с упомянутыми выше оценками $T_{pl} = 150$ eV, $n_{pl} = 4 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$, получим $l_{ion} \approx 0.054$ см. В этом случае фактор ионизационного экранирования, согласно (12), составляет $\delta_{SOL} = 3.7 \cdot 10^{-3}$. Это показывает, что проникновение лития в центральные области плазмы за счет ионизации в плазме SOL может уменьшиться на несколько порядков.

В результате для внешней нижней ноги дивертора в двухкамерной схеме поток лития в центральную область плазмы составит 7.8 mg/s, в трехкамерной — 0.15 mg/s, в четырехкамерной — 0.22 mg/s (табл. 1). Для дивертора на внутренней нижней ноге поток лития в основную плазму составит 3.2 mg/s для двухкамерной системы и 0.08 mg/s для трехкамерной (табл. 2). В результате, если просуммировать потоки лития от всех четырех ног дивертора, то в оптимальном варианте — трехкамерные системы как на внутренней, так и на внешней ноге — суммарный поток лития достигнет 0.5 mg/s, что не превышает оцененный выше предел 4.5 mg/s.

Необходимо отметить, что оценка с помощью уравнения (12) экранирующих свойств SOL крайне упрощенная. Эти свойства зависят от распределения концентрации и температуры поперек магнитного поля и вдоль тороидального направления SOL. Например, в точке стагнации потоки частиц вдоль магнитного поля равны нулю и в этой области уход лития на диверторные

пластины маловероятен, скорее за счет перезарядки он пройдет через сепаратрису в основную плазму. Кроме того, параметры плазмы в проекте ДЕМО-ТИН, определяющие значение δ_{SOL} , пока известны с недостаточной точностью. Необходимо подчеркнуть, что при изменении ширины SOL на 1 мм (33%) поток лития в плазму изменится на порядок (см. уравнение (12)). Ширина δ_{SOL} зависит от геометрии установки и параметров выбранной магнитной системы. Более того, толщина SOL зависит от полоидального угла. Так что для уточнения экранирующих свойств SOL в ДЕМО-ТИН необходимо двумерное моделирование переноса лития с помощью кода типа SOLPS для описанной конструкции дивертора. Значения плотности и температуры в SOL также играют заметную роль в расчете.

Из табл. 1 видно, что потоки лития из камер дивертора в плазму SOL невелики по сравнению с оцененным выше предельным потоком 0.21 g/s. Так, в наилучшем случае (3-х-камерный дивертор как на внешней, так и на внутренней ноге) суммарный поток составляет 0.15 g/s, что не должно привести к заметному выхолаживанию SOL.

Важной проблемой данной системы является необходимость поддерживать постоянно высокие температуры стенок камер (~ 1000 К), что технически реализовать сложнее, чем вариант с конденсирующей стенкой с более низкими температурами. Таким образом, подход с испаряющими стенками для текущего дизайна дивертора ДЕМО-ТИН выглядит проблематичным с инженерной точки зрения.

3. Оценки для дивертора ДЕМО-ТИН по подходу с конденсирующими стенками

Как уже упоминалось выше, в исходной работе Нагаемы [15] предполагались условия свободномолекулярного разлета испаряемого лития в двухкамерной системе с холодными (около 200°C, т.е. чуть выше температуры плавления лития) стенками. Приходящий из SOL вдоль сепаратрисы тепловой поток приводит к активному испарению жидкого лития, находящегося в бассейне в дальней от плазмы камере дивертора (камера 1 на рис. 1). Максимальную величину испаряемого потока можно оценить как $10 \text{ MW}/\varepsilon_{\text{abl}} \cong 4.1 \cdot 10^{25}$ частиц в секунду ($\approx 0.48 \text{ kg/s}$) для внешней ноги дивертора и $1.2 \cdot 10^{25}$ частиц в секунду ($\approx 0.14 \text{ kg/s}$) для внутренней ноги при поступающей сюда мощности 3 MW. Здесь $\varepsilon_{\text{abl}} = 1.5 \text{ eV}$ — энергия сублимации атома лития. Видно, что эти значительные потоки должны быть снижены как минимум на 3 порядка величины.

Облако частиц, возникающее над литиевым бассейном за счет испарения, будет поглощать часть падающей мощности и уменьшать испарение. Расчет процесса требует двумерного моделирования, однако предварительные оценки можно выполнить, используя модель

нейтрального экранирования [26]. Положив размер испаряемой области $\sim 1 \text{ cm}$ и угол наклона силовой линии в области точки удара (strike point) $\sim 1/10 \text{ rad}$, получаем значение коэффициента нейтрального экранирования $\delta_{\text{abl}} = 0.04\text{--}0.1$. Таким образом, концентрация паров лития в камерах дивертора может быть снижена более чем на порядок по сравнению с оценками максимальных скоростей испарения.

Для описанной в предыдущем параграфе конструкции дивертора, плотности паров лития были оценены с помощью уравнений (6) и (7). Это позволило рассчитать длины свободного пробега атомов лития в каждой из камер диверторов ДЕМО-ТИН. Для дивертора на внешней ноге (входящая мощность 10 MW) при $\delta_{\text{abl}} = 0.04$ в камерах 1, 2 и 3 длина свободного пробега составляет 1, 12 и 93 см соответственно. Таким образом, в камере 1 реализуется газодинамический режим (длина свободного пробега много меньше характерного размера камеры 7.5 см), в камерах 2 и 3 — режим свободномолекулярного разлета. Подчеркнем, что это расходится с предположениями работы [15], где свободномолекулярный разлет ожидался даже в камере с бассейном-испарителем. При $\delta_{\text{abl}} = 0.1$ длины свободного пробега соответственно в камерах 1, 2 и 3 будут 0.5, 5 и 37 см, т.е. теперь получается две газодинамические камеры (из которых вторая за счет низкой температуры стенок работает как дифференциальная откачка) и одна свободномолекулярная камера. Для дивертора на внутренней ноге поступающей мощности 3 MW также будет достаточно для реализации газодинамического режима только в камере 1 во всем оцененном диапазоне δ_{abl} . Температура паров лития на выходе из камер с газодинамическим режимом полагалась близкой к температуре стенок камеры.

Для камер, в которых выполнялся газодинамический режим, были получены значения выходящего потока паров лития $\Gamma_{n,1}$ согласно уравнению (1). Затем, используя геометрические размеры конструкции дивертора ДЕМО-ТИН (апертуры выходных отверстий и длину вдоль сепаратрисы тех камер, где реализуется свободномолекулярный разлет), можно определить, насколько этот поток ограничивается в камерах дифференциальной откачки (рис. 1). Для дивертора на внешней ноге получаем коэффициент геометрического экранирования $\delta_{\text{geom}} = 0.10$ при двух свободномолекулярных камерах и 0.18 при одной (табл. 3), а для дивертора на внутренней ноге $\delta_{\text{geom}} = 0.13$ при 2 свободномолекулярных камерах (табл. 4).

Необходимо отметить, что использование искривленной сепаратрисы, схематично показанной на рис. 3, выглядит еще более привлекательно, так как при воздействии мощных потоков в дивертор возникающие при прямом разбрызгивании капли расплавленного металла не смогут попасть назад в плазму. Однако возможность технической реализации такой магнитной конфигурации в ДЕМО-ТИН требует дополнительных расчетов с помощью кода DINA [27].

Таблица 3. Основные параметры трехкамерного литиевого дивертора на внешней ноге в подходе с конденсирующими стенками

Параметры	Коэффициент нейтрального экранирования $\delta_{abl} = 0.1$	Коэффициент нейтрального экранирования $\delta_{abl} = 0.04$
Коэффициент геометрического экранирования δ_{geom}	0.18	0.10
Поток частиц лития из камеры с бассейном-испарителем, g/s	0.33	1.2
Коэффициент ионизационного экранирования δ_{SOL}	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$
Поток частиц лития в SOL, g/s	0.06	0.12
Поток частиц лития через сепаратрису, mg/s	0.022	0.045
P_{SOL} в дивертор, MW	10	10

Таблица 4. Основные параметры трехкамерного литиевого дивертора на внутренней ноге в подходе с конденсирующими стенками

Параметры	Коэффициент нейтрального экранирования $\delta_{abl} = 0.1$	Коэффициент нейтрального экранирования $\delta_{abl} = 0.04$
Коэффициент геометрического экранирования δ_{geom}	0.13	0.13
Поток частиц лития из камеры с бассейном-испарителем, g/s	0.92	0.37
Коэффициент ионизационного экранирования δ_{SOL}	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$
Поток частиц лития в SOL, g/s	0.12	0.048
Поток частиц лития через сепаратрису, mg/s	0.044	0.018
P_{SOL} в дивертор, MW	3	3

В результате в диверторной системе с конденсирующими стенками значение продольного потока тепла на входе в дивертор $\sim 1 \text{ GW/m}^2$ снижается за счет переизлучения на литиевых парах в камерах дивертора. Значения потока тепла на внутренних поверхностях секций (камер) литиевого испарителя при этом не превышают 0.5 MW/m^2 . Для оценки выхода лития в SOL и в основную плазму разумно использовать наименее выгодную для нас комбинацию параметров δ_{geom} и δ_{abl} из представленных в табл. 3 и 4 значений. Поток в SOL рассчитывался как $\Gamma_{Li,SOL} = \Gamma_{n,1} \cdot \delta_{geom}$, а поток в основную плазму как $\Gamma_{Li} = \Gamma_{Li,SOL} \cdot \delta_{SOL}$. На внутренней ноге дивертора наименее удачной комбинацией являются условия, дающие значения потока лития в SOL $\cong 0.12 \text{ g/s}$ при $\delta_{abl} = 0.1$. Соответственно для внешней ноги значения потока $\cong 0.06 \text{ g/s}$ при $\delta_{abl} = 0.1$. В итоге суммарный поток лития из всех 4 диверторов даст значений $\cong 0.36 \text{ g/s}$ на входе в SOL. Это значение несколько выше предела в 0.21 g/s , оцененного в разд. 1 настоящей работы, и может привести к выхолаживанию SOL. С другой стороны, радиационное охлаждение периферии за счет внесения туда лития может снизить тепловую нагрузку на обращенные к плазме элементы установки. Приведенные выше оценки очень упрощенные, и дальнейшее их уточнение требует дополнительных расчетов с использованием кодов, в

являются условия, дающие значения потока лития в SOL $\cong 0.12 \text{ g/s}$ при $\delta_{abl} = 0.1$. Соответственно для внешней ноги значения потока $\cong 0.06 \text{ g/s}$ при $\delta_{abl} = 0.1$. В итоге суммарный поток лития из всех 4 диверторов даст значений $\cong 0.36 \text{ g/s}$ на входе в SOL. Это значение несколько выше предела в 0.21 g/s , оцененного в разд. 1 настоящей работы, и может привести к выхолаживанию SOL. С другой стороны, радиационное охлаждение периферии за счет внесения туда лития может снизить тепловую нагрузку на обращенные к плазме элементы установки. Приведенные выше оценки очень упрощенные, и дальнейшее их уточнение требует дополнительных расчетов с использованием кодов, в

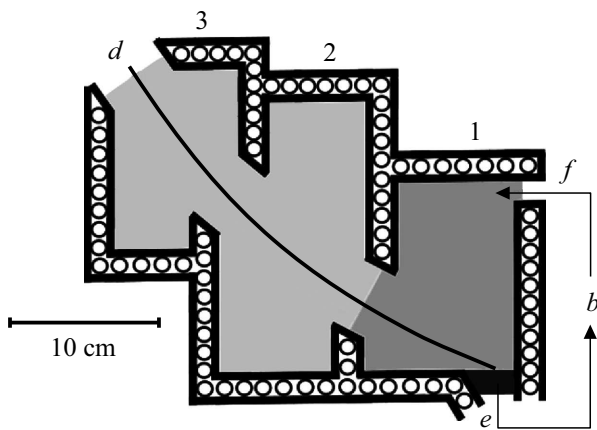


Рис. 3. Принцип устройства литиевого дивертора в подходе с конденсирующими стенками с изогнутой сепаратрисой. Цифрами показаны номера камер: 1 — камера с бассейном-испарителем, 2, 3 — камеры дифференциальной откачки. b — система очистки и перекачки лития, d — сепаратриса, e и f — выход лития в систему очистки и перекачки, и вход чистого лития в дивертор соответственно.

которых движение атомов рассчитывается в столкновительном, бесстолкновительном и переходном между ними режимах.

Потоки в основную плазму (с учетом ионизационного экранирования, описанного в предыдущем параграфе) наибольшие при тех же условиях, что и потоки в SOL. Это соответствует значениям 0.044 mg/s для внутренней ноги и 0.0221 mg/s для внешней. Суммарный для верхнего и нижнего диверторов поток составляет 0.132 mg/s , что ниже предельного значения 4.5 mg/s . Таким образом, подход с конденсирующими стенками удовлетворяет трем из вышеперечисленных четырех критериев применимости на ДЕМО-ТИН. Критерию по потоку лития в основную плазму он также удовлетворяет полностью, а критерий по потоку лития в SOL превышает не сильно. Необходимо подчеркнуть, что более низкие температуры камер порядка 200°C делают данный подход привлекательнее с инженерной точки зрения.

При использовании в ДЕМО-ТИН двухнулевой магнитной конфигурации требуется обеспечить достаточное количество испаряемого лития в камере 1. Для этого для верхних диверторных пластин предполагается вместо бассейна-испарителя использовать поток расплавленного лития, протекающий по поддерживаемой при заданной температуре направляющей пластине из нержавеющей стали, наподобие конструкции, описанной в работе [28]. Также возможно рассмотреть конструкцию на основе КПС [13]. Следует отметить, что поверхностный поток жидкого лития может быть неустойчив к срывам плазменного разряда, и проблема восстановления работоспособности такой конструкции требует дальнейших исследований. Капиллярно-пористые структуры представляются предпочтительнее с этой точки зрения.

4. Обсуждение

Исходя из сформулированных выше критериев, на данный момент наиболее приемлемым для текущего дизайна установки ДЕМО-ТИН является подход секционированного литиевого испарителя с конденсирующими стенками. Для него поток лития из диверторной системы в основную плазму ожидается примерно на порядок меньше оцененных предельных значений. Кроме того, организация циркуляции лития в диверторном объеме в подходе с конденсирующими стенками представляется более простой с инженерной точки зрения, чем в подходе с испаряющими стенками. Отметим, что организация замкнутого цикла с циркуляцией контактирующего с плазмой слоя является важным преимуществом жидкометаллических поверхностей первой стенки и дивертора по сравнению с твердотельными тайлами, например, из бериллия, как отмечалось в работе [21]. В таком случае нет проблем с потоками плазмы, которые могут вызывать эрозию материала тайла, а также с его загрязнением при длительной квазистационарной работе будущих термоядерных установок.

Необходимо отметить, что выше рассматривались варианты дивертора в условиях стационарные тепловых нагрузок. К настоящему моменту неясно, в каком режиме — с ELM (Edge-Localized Mode) или без них — будет работать ДЕМО-ТИН. Если в рабочем режиме, с наибольшим временем удержания энергии, будут присутствовать ELM I типа, это будет сопровождаться дополнительными нестационарными (с длительностью до ms для ДЕМО-ТИН) потоками тепла и плазмы в дивертор и на первую стенку, амплитуды которых в несколько раз могут превышать соответствующие значения для стационарных условий. Необходимы расчеты и разработки мер для работы диверторной системы в таких условиях или мер для смягчения последствий ELM I типа, которые являются опасными, как показано в экспериментах с ILW первой стенкой на токамаке JET [29], для наиболее близких к условиям ДЕМО-ТИН параметрам плазмы.

Развитие изложенной модели дивертора будет включать учет процессов перезарядки, которая может играть роль не только в первой камере. Учет распределения P_{SOL} по камерам дивертора может потребовать изменить соотношения температур стенок камеры для оптимизации работы дивертора. Кроме того, в модели с конденсирующими стенками необходимо усовершенствовать расчет самосогласованного испарения лития в диверторе под воздействием SOL-плазмы. Такой анализ предполагается сделать в будущей улучшенной версии модели.

Более детальные двумерные расчеты вариантов диверторной системы для ДЕМО-ТИН в подходе с конденсирующими стенками предполагается сделать с помощью кода SOLPS4.3, который используется для гибридного моделирования ДЕМО-ТИН [19,20]. Для этого предполагается согласовать граничные условия для кода

SOLPS4.3 и для нашей модели на поверхностях дивертора, обращенных к плазме.

Заключение

Проведено сравнение характеристик двух перспективных конструкций секционированных литиевых диверторов для токамака ДЕМО-ТИН. В рамках сделанных в работе предположений и выполненных оценок система с более холодными конденсирующими литий стенками видится более привлекательной, чем конструкция с горячими испаряющими стенками. Двум критериям (по тепловой нагрузке на стенки дивертора, и по возможности размещения внутри текущего дизайна дивертора ДЕМО-ТИН) удовлетворяют оба подхода. Критерию по потоку лития в основную плазму также удовлетворяют оба подхода, но подход с конденсирующими стенками находится на грани применимости по потоку лития в SOL. По инженерной простоте реализации подход с конденсирующими стенками является предпочтительным. Оценки показывают, что снижение потоков лития из дивертора через сепаратрису в основную плазму в основном определяют экранирующие свойства плазмы SOL. Результаты выполненных оценок предполагается уточнить в рамках дальнейшей работы, для чего будет выполнено двумерное моделирование параметров SOL и дивертора с литиевыми камерами в условиях ДЕМО-ТИН с помощью кодов семейства SOLPS. Планируется провести дополнительную инженерно-техническую проработку предлагаемых конструкций.

Благодарности

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020 с использованием Федерального центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (проект RFMEFI62119X0021), включающего Уникальную научную установку „Сферический токамак Глобус-М“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Loarte, B. Lipschultz, A.S. Kukushkin, G.F. Matthews, P.C. Stangeby, N. Asakura, G.F. Counsell, G. Federici, A. Kallenbach, K. Krieger, A. Mahdavi, V. Philipps, D. Reiter, J. Roth, J. Strachan, D. Whyte, R. Doerner, T. Eich, W. Fundamenski, A. Herrmann, M. Fenstermacher, P. Ghendrih, M. Groth, A. Kirschner, S. Konoshima, B. LaBombard, P. Lang, A.W. Leonard, P. Monier-Garbet, R. Neu, H. Pacher, B. Pegourie, R.A. Pitts, S. Takamura, J. Terry, E. Tsitroni, ITPA Scrape-off Layer and Divertor Physics Topical Group. *Nucl. Fusion*, **47**, S203 (2007). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
- [2] Б.В. Кутеев, П.Р. Гончаров, В.Ю. Сергеев, В.И. Хрипун. *Физика плазмы*, **36** (4), 307 (2010). [B.V. Kuteev, P.R. Goncharov, V.Yu. Sergeev, V.I. Khripunov. *Plasma Phys. Rep.* **36**, 281 (2010). <https://doi.org/10.1134/S1063780X1004001X>]
- [3] B.V. Kuteev, E.A. Azizov, A.S. Bykov, A.Yu. Dnestrovsky, V.N. Dokuka, G.G. Gladush, A.A. Golikov, P.R. Goncharov, M. Gryaznevich, M.I. Gurevich, A.A. Ivanov, R.R. Khairutdinov, V.I. Khripunov, D. Kingham, A.V. Klishchenko, V.A. Kurnaev, V.E. Lukash, S.Yu. Medvedev, P.V. Savrukhin, V.Yu. Sergeev, Yu.S. Shpansky, A. Sykes, G. Voss, A.V. Zhirkin. *Nucl. Fusion*, **51**, 073013 (2011). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073013>
- [4] T. Eich, B. Sieglin, A. Scarabosio, W. Fundamenski, R.J. Goldston, A. Herrmann. *J. Phys. Rev. Lett.*, **107**, 215001 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.215001>
- [5] R.J. Goldston, R. Myers, J. Schwartz. *Phys. Scr.*, **167**, 014017 (2016). <https://doi.org/10.1088/0031-8949/T167/1/014017>
- [6] A. Herrmann. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 883 (2002). <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/6/318>
- [7] A.W. Leonard. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 044001 (2018). <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa7a9>
- [8] P.M. Valanju, M. Kotschenreuther, S.M. Mahajan, J. Canik. *Phys. Plasmas*, **16**, 056110 (2009). <https://doi.org/10.1063/1.3110984>
- [9] D.D. Ryutov. *Phys. Plasmas*, **14**, 064502 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2738399>
- [10] S.V. Mirnov. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, 045003 (2013). <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/4/045003>
- [11] G. Mazzitelli et al., 44th EPS Conf. Plasma Phys., Belfast, 26–30 June 2017, O5.132.
- [12] S.I. Krasheninnikov, L.E. Zakharov, G.V. Pereverzev. *Phys. Plasmas*, **10**, 1678 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1558293>
- [13] A. Vertkov, I. Luyblinski, V. Evtikhin, G. Mazzitelli, M.L. Apicella, V. Lazarev, A. Alekseyev, S. Khomyakov. *Fusion Eng. Des.*, **82**, 1627 (2007). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.05.009>
- [14] M.A. Jaworski, T. Abrams, J.P. Allain, M.G. Bell, R.E. Bell, A. Diallo, T.K. Gray, S.P. Gerhardt, R. Kaita, H.W. Kugel, B.P. LeBlanc, R. Maingi, A.G. McLean, J. Menard, R. Nygren, M. Ono, M. Podesta, A.L. Roquemore, S.A. Sabbagh, F. Scotti, C.H. Skinner, V.A. Soukhanovskii, D.P. Stotler and the NSTX Team. *Nucl. Fusion*, **53**, 083032 (2013). <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/8/083032>
- [15] Y. Nagayama. *Fusion Eng. Des.*, **84**, 1380 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2009.02.002>
- [16] R.J. Goldston, A. Hakim, G.W. Hammett, M.A. Jaworski, J. Schwartz. *Nucl. Mater. Energy*, **12**, 1118 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.03.020>
- [17] B.V. Kuteev, Yu.S. Shpanskiy, DEMO-FNS Team, *Nucl. Fusion*, **57**, 076039 (2017). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6dcb>
- [18] Yu.S. Shpanskiy, DEMO-FNS Project Team, *Nucl. Fusion*, **59**, 076014 (2019). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab14a8>
- [19] A.Y. Dnestrovskiy, A.S. Kukushkin, B.V. Kuteev, V.Y. Sergeev. *Nucl. Fusion*, **59**, 096053 (2019). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3075>
- [20] A.S. Kukushkin, V.Yu. Sergeev, B.V. Kuteev. *J. Physics: Conf. Series*, **907**, 012012 (2017). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012012>

- [21] V.Yu. Sergeev, B.V. Kuteev, A.S. Bykov, A.A. Gervash, D.A. Glazunov, P.R. Goncharov, A.Yu. Dnestrovskij, R.R. Khayrutdinov, A.V. Klishchenko, V.E. Lukash, I.V. Mazul, P.A. Molchanov, V.S. Petrov, V.A. Rozhansky, Yu.S. Shpanskiy, A.B. Sivak, V.G. Skokov, A.V. Spitsyn. *Nucl. Fusion*, **55**, 123013 (2015).
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123013>
- [22] Y.A. Çengel, J.M. Cimbala. *Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications* (Mc Graw-Hill, NY., 2006)
- [23] E.D. Emdee, R.J. Goldston, J.A. Schwartz, M.E. Rensink, T.D. Rognlien. *Nucl. Mater. Energy*, **19**, p. 244 (2019).
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.01.032>
- [24] W.H. Chubberty. *Metals handbook* (American Society for Metals, 1979), v. 2.
- [25] K.L. Bell, H.B. Gilbody, J.G. Hughes, A.E. Kingston, F.J. Smith. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **12**(4), 891 (1983).
<https://doi.org/10.1063/1.555700>
- [26] В.Ю. Сергеев, О.А. Бахарева, Б.В. Кутеев, М. Тендлер. *Физика плазмы*, **32**(5), 398 (2006). [V.Yu. Sergeev, O.A. Bakhareva, B.V. Kuteev, M. Tandler. *Plasma Phys. Rep.* **32**, 363 (2006). <https://doi.org/10.1134/S1063780X06050023>]
- [27] R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash. *J. Comput. Phys.*, **109**, 193 (1993). <https://doi.org/10.1006/jcph.1993.1211>
- [28] G.Z. Zuo, J.S. Hu, R. Maingi, J. Ren, Z. Sun, Q.X. Yang, Z.X. Chen, H. Xu, K. Tritz, L.E. Zakharov, C. Gentile, X.C. Meng, M. Huang, W. Xu, Y. Chen, L. Wang, N. Yan, S.T. Mao, Z.D. Yang, J.G. Li, EAST Team. *Nucl. Fusion*, **57**, 046017 (2017). <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5ea0>
- [29] W. Fundamenski et al., EFDA-JET-CP(08)05/15 (2008).