

## О возможности использования D—<sup>3</sup>He-цикла с наработкой <sup>3</sup>He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака

© А.Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
107005 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 19 апреля 2005 г. В окончательной редакции 10 января 2006 г.)

Проанализированы возможные параметры сферического токамака-реактора, использующего термоядерный D—<sup>3</sup>He-цикл с наработкой <sup>3</sup>He для нужд реактора. Приведены результаты расчетов параметров плазмы и магнитной системы для нескольких вариантов реактора с аспектным отношением  $A = 1.5$ , соответствующих высокой эффективности производства энергии (коэффициент усиления мощности в плазме  $Q = 20$ ). Согласно расчетам, при вакуумном магнитном поле на магнитной оси  $B_0 \approx 2$  Т, радиусе плазмы  $a = 3$  м, средних  $\langle \beta \rangle = 0.53$  и температуре плазмы  $\langle T \rangle = 48$  keV мощность реактора  $P_{fus} = 500$  MW. В реакторе с  $a = 2$  м,  $\langle \beta \rangle = 0.36$  и  $\langle T \rangle = 40$  keV для получения мощности  $P_{fus} = 1500$  MW необходимо обеспечить  $B_0 \approx 5$  Т.

PACS: 28.52.-s

### Введение

Сферические токамаки (с низким аспектным отношением  $A \approx 1$  [1]) в настоящее время являются одной из наиболее интенсивно развивающихся перспективных концепций магнитного удержания плазмы [2–7]. Помимо преимуществ, присущих классическим токамакам (с аспектным отношением  $A \approx 3$ ), сферические обладают принципиально важным свойством — возможностью удержания плазмы с  $\beta \approx 1$  ( $\beta$  — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). Низкое аспектное отношение позволяет сделать реактор на основе сферического токамака относительно компактным, а высокие значения  $\beta$  позволяют обеспечить удержание плазмы такого же давления, как в аналогичном классическом токамаке, но при значительно меньших значениях тороидального магнитного поля. Возможность удержания плазмы с  $\beta \approx 1$  позволяет рассматривать использование альтернативного D—<sup>3</sup>He-топлива в сферическом токамаке-реакторе [8].

В настоящей работе анализируется возможность использования D—<sup>3</sup>He-цикла с наработкой <sup>3</sup>He [9,10] для производства энергии на основе сферического токамака, где обеспечивать реактор изотопом <sup>3</sup>He предполагается за счет реакций, протекающих в различных системах. Для циклов с наработкой <sup>3</sup>He характерно относительно низкое соотношение концентраций гелия-3 и дейтерия в плазме  $n_{He}/n_D \approx 0.3$ , а параметры таких циклов занимают промежуточное положение между обычно рассматриваемым примерно равнокомпонентным D—<sup>3</sup>He-циклом и катализированными D—D-циклами.

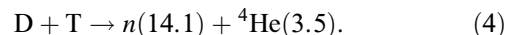
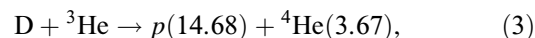
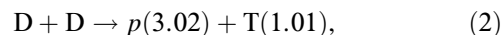
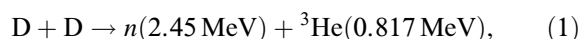
Предварительные оценки [11] параметров D—<sup>3</sup>He-токамаков-реакторов показали, что в классическом токамаке с  $A = 3$ , средним бета  $\langle \beta \rangle \approx 0.1$  и индукцией тороидального магнитного поля на магнитной оси  $B_0 \approx 10$  Т высокая эффективность D—<sup>3</sup>He-цикла может быть достигнута при достаточно высоких значениях коэффициента отражения стенкой циклотронного излуче-

ния  $\Gamma_s > 0.9$ . В системах с  $\langle \beta \rangle = 0.5–0.7$  требования к отражению циклотронного излучения не столь жесткие:  $\Gamma_s = 0.65–0.7$  [9–11].

Анализ режимов работы D—<sup>3</sup>He-реактора с высоким  $\beta$  на основе сферического токамака, на наш взгляд, представляет определенный интерес для оценки перспектив развития альтернативных направлений управляемого термоядерного синтеза, направленных на разработку концепции реактора пониженной нейтронной активности.

### Баланс мощностей термоядерной плазмы

В термоядерной плазме D—<sup>3</sup>He-циклов, включая циклы с наработкой <sup>3</sup>He, одновременно протекают следующие реакции:



В реакторе с наработкой <sup>3</sup>He получаемый тем или иным способом легкий гелий накапливается, а затем вместе с дейтерием инжектируется в плазму, где реакция (3) используется для получения энергии. В [9,10] рассматривались D—<sup>3</sup>He-циклы, использующие различные варианты наработки <sup>3</sup>He:

- 1) наработка в реакции (1);
- 2) распад получаемого в реакции (2) трития, не успевшего прореагировать с дейтерием;
- 3) распад трития, нарабатываемого вblankете. Кроме того, для повышения количества <sup>3</sup>He, получаемого вторым способом, рассматривались варианты с принудительным удалением трития из плазмы при использовании так называемой селективной откачки [12,13].

Бланкет в D–<sup>3</sup>He-реакторе с наработкой <sup>3</sup>He целесообразно использовать не только для защиты магнитной системы от нейтронных потоков и утилизации энергии нейтронов, но и для получения трития, что в конечном итоге также служит для наработки гелия-3. Так как скорость реакции (4) сравнительно высока, значительное количество ионов T, рождающихся в (2), успевает прореагировать с дейтерием. Доля сгорающего трития, согласно оценкам, составляет  $\gamma_T = 0.7$ . Следовательно, количество легкого гелия, которое может быть получено при распаде несгоревшего трития, весьма невелико по сравнению с тем, что дает реакция (1). Распад T, нарабатываемого в бланкете, позволяет обеспечить отношение концентраций  $x_{3He} = n_{3He}/n_D = 0.3$  и более [9,10]. В этом случае основная часть энергии синтеза приходится на безнейтронную D–<sup>3</sup>He-реакцию, что позволяет обеспечить сравнительно низкий уровень нейтронной мощности и, следовательно, низкие нейтронные потоки из плазмы.

Для анализа энергетической эффективности и расчетов параметров плазмы и системы удержания реактора в настоящей работе использовалось уравнение интегрального баланса мощностей в термоядерной плазме

$$P_{fus} \left(1 + \frac{1}{Q}\right) = P_n + P_{br} + P_s + P_{prod} + \frac{3}{2} \frac{\sum \langle n_i k T_i \rangle + \langle n_e k T_e \rangle}{\tau_E} V_p, \quad (5)$$

где  $P_{fus}$  — термоядерная мощность,  $Q$  — коэффициент усиления мощности в плазме,  $P_n$  — мощность в нейтронах,  $P_{br}$  — мощность тормозного излучения,  $P_s$  — мощность циклотронного излучения,  $P_{prod}$  — мощность, теряемая с заряженными продуктами,  $k$  — постоянная Больцмана,  $n_i$  и  $n_e$  — концентрации ионов и электронов,  $T_i$  и  $T_e$  — температуры ионов и электронов,  $\tau_E$  — время удержания энергии,  $V_p$  — объем плазмы; угловые скобки означают усреднение по объему.

Для расчетов значения скоростей термоядерных реакций взяты из базы данных [14]. Циклотронное излучение рассчитывается по формуле Трубникова [15]. Мощность тормозного излучения рассчитывается с необходимым учетом квантовых и релятивистских эффектов [16].

Эффективность удержания высокоэнергетичных заряженных продуктов в токамаке определяется величиной тока в плазме  $I_p$  [17]. При высоких значениях тока  $I_p$ , характерных для токамаков реакторных масштабов, можно считать, что „прямые“ потери высокоэнергетичных частиц [17] отсутствуют, и заряженные продукты полностью отдадут свою энергию плазме, т.е.  $P_{prod} \approx 0$ . Температуры ионов и электронов в расчетах полагаются равными ( $T_e = T_i = T$ ). В расчетах значения температуры и концентрации считаются постоянными на магнитной поверхности и определяются через модель-

ные распределения в экваториальной плоскости тора

$$T = T_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{s_T}, \quad (6)$$

$$n = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{s_n}, \quad (7)$$

где  $T_0$  и  $n_0$  — значения на магнитной оси,  $a$  — малый радиус плазменного тороида,  $r$  — расстояние, отсчитываемое от магнитной оси;  $s_T$  и  $s_n$  — некие постоянные. В расчетах принято  $s_T = 0.25$ ,  $s_n = 0.5$ . Рабочие значения параметра  $\beta$  определяются в соответствии с ограничениями, накладываемыми условием МГД-устойчивости плазмы (предел Тройона) [18].

При заданных параметрах плазмы, магнитной системы и коэффициенте усиления мощности  $Q$  требуемые значения времени удержания  $\tau_E$  определяются из уравнения баланса (5). С другой стороны, время удержания можно оценить по скейлингам для ITER [19]. В [2] приведено сопоставление данных экспериментов на сферических токамаках со скейлингами для ITER, которое показывает хорошее согласие скейлингов и экспериментов. В ряде случаев время удержания в эксперименте превосходит значение, предсказываемое скейлингом. Так как величина температуры и тока в D–<sup>3</sup>He-реакторе существенно превосходит значения, характерные для ITER, то значение времени удержания принималось примерно в 1.5 раза меньше, чем предсказывается скейлингом для ITER в H-режиме.

## Результаты расчетов

В расчетах параметров реактора мы ориентировались на параметры проекта ITER [19] и проекта сферического токамака-реактора ARIES-ST [20]. Результаты расчетов представлены в таблице, где для сравнения приведены также параметры D–T-реактора ARIES-ST. Рассчитанные варианты соответствуют горению с коэффициентом усиления мощности в плазме  $Q = 20$ . Для всех вариантов были приняты следующие значения параметров: аспектное отношение  $A = 1.5$ , вытянутость сечения  $\kappa = 3.8$ , треугольность  $\delta = 0.5$ ,  $\beta_N = 4.5$ , коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения  $\Gamma_s = 0.65$ . Рассматривались варианты с различными значениями термоядерной мощности  $P_{fus}$ , малого радиуса плазмы  $a$  и запаса устойчивости на границе плазмы  $q_a$ .

В результате расчетов были определены индукция магнитного поля катушек (вакуумное значение) на магнитной оси  $B_0$ , ток в плазме  $I_p$ , параметр бета  $\beta$ ,<sup>1</sup> температура плазмы  $T$ , концентрация дейтерия  $n_D$ , концентрация электронов  $n_e$ , время удержания энергии плазмы  $\tau_E$ , отношение потерь за счет теплопроводности и диффузии к термоядерной мощности  $\xi_{tr}$ , относительные потери на

<sup>1</sup> Использовалось условие  $\beta \leq \beta_N \frac{I_p}{aB_0}$ , ток оценивался по формуле  $I_p = \frac{5aB_0}{24aA} [1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2)] (1 - A^{-2})^{-3/2}$ , где  $\beta$  выражено в %.

Параметры сферических токамаков-реакторов с D–<sup>3</sup>He-циклом с наработкой <sup>3</sup>He ( $A = 1.5$ ,  $\kappa = 3.8$ ,  $\delta = 0.5$ ,  $\beta_N = 4.5$ ,  $\Gamma_s = 0.65$ ,  $Q = 20$ ) и ARIES-ST [20] (D–T-топливо,  $A = 1.6$ ,  $k = 3.7$ ,  $\delta = 0.5$ ,  $\beta_N = 7.5$ )

Цикл	D– <sup>3</sup> He с наработкой <sup>3</sup> He			D–T
	Вариант	1	2	3
$P_{fus}$ , MW	1500	1500	500	2880
$a$ , m	2	3	3	2
$B_0$ , T	5.2	3.2	2.4	2
$q_a$	6.5	4.3	4.3	–
$I_p$ , MA	140	200	150	29
$\beta$	0.36*/0.63**	0.54*/0.95**	0.54*/0.95**	0.54
$T$ , keV	40*/50**	40*/50**	48*/60**	16
$x_{3He} = n_{3He}/n_D$	0.36	0.36	0.281	–
$x_T = n_T/n_D$	0.0036	0.003	0.003	1
$\gamma_T$	0.7	0.7	0.55	–
$n_D$ , $10^{20} \text{ m}^{-3}$	1.6*/2.4**	0.88*/1.3**	0.46*/1.9**	~ 0.8
$n_e$ , $10^{20} \text{ m}^{-3}$	3.5*/5.3**	1.85*/2.8**	0.90*/1.3**	1.6
$\tau_E$ , s	11	16	27	~ 3
$\xi_{ir}$	0.23	0.28	0.40	–
$\xi_{br}$	0.60	0.60	0.48	–
$\xi_s$	0.072	0.023	0.04	–
$\xi_n$	0.15	0.15	0.12	~ 0.8
$q_n$ , MW/m <sup>2</sup>	0.6	0.2	0.05	4

Примечание: \* — средние, \*\* — максимальные значения.

тормозное излучение  $\xi_{br} = P_{br}/P_{fus}$ , относительные потери на циклотронное излучение  $\xi_s = P_s/P_{fus}$ , нейтронный выход  $\xi_n = P_n/P_{fus}$ , поток энергии нейтронов на первую стенку  $q_n$ , а также относительные концентрации гелия-3 и трития  $x_{3He} = n_{3He}/n_D$  и  $x_T = n_T/n_D$ .

Относительное количество легкого гелия ( $x_{3He}$ ) определялось возможностью его наработки исходя из равенства скоростей наработки и потребления. Считалось, что источниками изотопа <sup>3</sup>He являются реакция (1), распад получаемого в реакции (2) трития, не успевшего прореагировать с дейтерием, и распад трития, нарабатываемого в бланкете. В расчетах было принято, что на один нейтрон, рождающийся в плазме, приходится одно ядро трития, получаемое в бланкете. Доля выгорания трития, рождающегося в D–D-реакции,  $\gamma_T$  рассчитывалась исходя из баланса трития в плазме реактора [10].

В качестве примесей, поступающих в плазму, в нашей работе рассматриваются ионы  $V^{+5}$ , так как бор наравне с бериллием является одним из наиболее вероятных материалов покрытия элементов, обращенных к плазме. Предварительный анализ возможности горения с  $Q = 20$  показал, что предельно допустимое содержание в плазме ионов  $V^{+5}$  составляет примерно 2.5%. Для ионов  $Be^{+4}$  оценка дает предельное содержание 3.5%, а для более тяжелых ионов, например кислорода  $O^{+8}$ , — 1%. Для расчетов было принято содержание ионов бора 2% (при этом  $n_B/n_D = 0.06$ ). Концентрация и давление продуктов реакций (включая так называемую золу — протоны и альфа-частицы) рассчитывались исходя из баланса частиц с учетом высокоэнергетической части их функций распределения [17].

Первый вариант, представленный в таблице, — реактор, сравнимый по мощности с ITER ( $P_{fus} = 1500$  MW), а по размерам и величине  $\beta$  — со сферическим токамаком ARIES-ST. Чтобы обеспечить заданный указанный уровень мощности сферического токамака-реактора, необходимо создание магнитной системы с вакуумным полем на магнитной оси порядка 5 T, что на сегодняшний день представляется крайне проблематичным. Снизить требуемое значение магнитного поля можно, увеличив размеры реактора и  $\beta$ . В реакторе, сравнимом по размерам с ITER ( $a = 3$  m) и предельно высоким  $\beta$  (вариант 2), требования к величине магнитного поля оказываются несколько ниже ( $B_0 = 3.2$  T), но все же довольно высокими для сферического токамака. Если принять за технически приемлемый уровень значение магнитного поля в проекте ARIES-ST ( $B_0 = 2$  T), то к нему возможно приблизиться в реакторе пониженной мощности  $P_{fus} = 500$  MW (вариант 3) при сохранении сравнительно больших размеров и предельно высокого  $\beta$ .

## Заключение

Главное преимущество D–<sup>3</sup>He-топливного цикла — существенно более низкий уровень нейтронных потоков по сравнению с аналогичным D–T-реактором. В рассматриваемом варианте D–<sup>3</sup>He-цикла с наработкой <sup>3</sup>He относительная нейтронная мощность составляет  $\xi_n \approx 0.15$ , что значительно ниже, чем для D–T-цикла ( $\xi_n \approx 0.8$ ) и ниже, чем для так называемого полностью катализированного D–D-цикла ( $\xi_n \approx 0.35$ ). Как пока-

зывают оценки [9,10], при принудительном удалении трития величина  $\xi_n$  в цикле с наработкой  ${}^3\text{He}$  может быть снижена до значений, характерных для равнокомпонентного D– ${}^3\text{He}$ -цикла ( $\xi_n \approx 0.05$ ). Однако следует отметить, что для оценки эффективности селективного удаления необходим детальный анализ поведения термоядерных продуктов в достаточно сложной магнитной конфигурации сферического токамака.

К параметрам D– ${}^3\text{He}$ -цикла (температуре, концентрации, чистоте плазмы по отношению к загрязнению примесями) в реакторах с магнитным удержанием предъявляются достаточно высокие требования. Наиболее существенной проблемой концепции D– ${}^3\text{He}$ -реактора на основе сферического токамака является, видимо, высокое значение магнитного поля, что в некотором смысле противоречит самой идее сферического токамака, подразумевающей удержание плазмы такого же давления, как и в аналогичном по размерам классическом, но при значительно меньших значениях магнитного поля. Даже при весьма высоких магнитных полях ( $B_0 \approx 5\text{ Т}$ ) термоядерная мощность D– ${}^3\text{He}$ -реактора оказывается ниже, чем мощность D–T-реактора аналогичных размеров с полем  $B_0 = 2\text{ Т}$ . Термоядерная мощность реактора с приемлемо низким магнитным полем ( $B_0 \approx 2\text{ Т}$ ) ограничена сверху величиной 500 MW, что в три раза меньше, чем для экспериментального реактора ITER. Следует отметить, что уровень нейтронных потоков в реакторе пониженной мощности крайне низок:  $q_n = 0.05\text{ MW/m}^2$ . Поэтому при оценке целесообразности создания промышленного реактора необходимо учитывать, что повышение затрат на единицу производимой энергии, связанное с низкой мощностью реактора и высокими требованиями к его системам, может в значительной степени компенсироваться тем, что из-за низкого уровня нейтронных потоков отпадает необходимость смены первой стенки. Реактор с  $q_n = 0.2\text{ MW/m}^2$  (вариант 2), видимо, также может работать без смены первой стенки в течение всего срока службы. Как было отмечено выше, нейтронные потоки могут быть еще ниже в случае равнокомпонентного D– ${}^3\text{He}$ -цикла. Перспективы реактора с параметрами, соответствующими варианту 2, будут зависеть от технических возможностей увеличения магнитного поля в сферических токамаках.

В классическом токамаке-реакторе на D– ${}^3\text{He}$ -топливе для достижения мощности  $P_{fus} \approx 2500\text{ MW}$ , согласно оценкам [11,21], необходимо поле с индукцией на магнитной оси  $B_0 \approx 11\text{ Т}$ . При снижении величины магнитного поля в два раза термоядерная мощность снизится в 16 раз, так как  $P_{fus} \propto \beta^2 B_0^4 V_p$ . Поэтому значительное снижение магнитного поля, видимо, нецелесообразно. Кроме того, при низких  $\beta$  необходимо обеспечить значение коэффициента отражения циклотронного излучения стенкой  $\Gamma_s > 0.9$  [11]. В связи с указанными обстоятельствами сферический токамак с высокими  $\beta$  с технической точки зрения выглядит, видимо, более привлекательно.

Представленные в настоящей работе оценки позволяют говорить о принципиальной возможности эффективного производства энергии в сферическом токамаке-реакторе с D– ${}^3\text{He}$ -циклом. Чтобы сделать вывод о промышленных перспективах этой концепции, необходим дальнейший анализ как инженерных задач создания и функционирования сферических токамаков с высокими параметрами, так и плазмофизических процессов в D– ${}^3\text{He}$ -плазме.

## Список литературы

- [1] Peng Y.-K.M., Strickler D.J. // Nucl. Fusion. 1986. Vol. 26. P. 769.
- [2] Сайкс А. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 50.
- [3] Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 58.
- [4] Sykes A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. Vol. 43. P. A127.
- [5] Counsell G.F., Ahn J.-W., Akers R. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. Vol. 44. P. B23.
- [6] Azizov E.A., Buzhinskij O.I., Velikhov E.P. et al. // Fusion Engineering and Design. 2004. Vol. 70. P. 45.
- [7] Ono M., Peng M., Kessel C. et al. // Nucl. Fusion. 2004. Vol. 44. P. 452.
- [8] Galambos J.D., Peng Y.-K.M. // Fusion Technol. 1991. Vol. 19. P. 31.
- [9] Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 16. С. 47.
- [10] Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. Vol. 44. P. 253.
- [11] Чирков А.Ю. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 2. С. 36.
- [12] Хвесьюк В.И., Шабров Н.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 1. С. 42.
- [13] Khvesyuk V.I., Shabrov N.V., Lyakhov A.N. // Fusion Technol. 1995. Vol. 27. N 1T. P. 406.
- [14] Feldbaer R. Nuclear reaction cross sections and reactivity parameter. Vienna: IAEA, 1987.
- [15] Трубников Б.А. // Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1973. С. 274.
- [16] Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 21. С. 61.
- [17] Путвинский С.В. // Вопросы теории плазмы. Вып. 18 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 209.
- [18] Troyon E., Gruber R., Saurenmann H. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. Vol. 29. P. 209.
- [19] ITER physics basis // Nucl. Fusion. 1999. Vol. 39. P. 2137.
- [20] Miller R.L. // Japan-US workshop on fusion power plants and related advanced technology. Kyoto, 1999. P. 185.
- [21] Kulcinski G.L., Emmert G.A., Santarius J.F. et al. // Fusion Technol. 1991. Vol. 19. P. 791.