

Малорадиоактивный термоядерный реактор на основе сферического токамака с сильным магнитным полем

03, март 2011

автор: Чирков А. Ю.

МГТУ им. Н.Э. Баумана

alexreich@mail.ru

Введение

В начале текущего столетия ведущие космические державы (в их числе Россия, США, Китай и Япония) объявили о планах освоения Луны и добычи легкого изотопа гелия ^3He для использования в энергетике. Предполагается использование энергии, выделяемой в результате термоядерной реакции гелия-3 с дейтерием (D). Поэтому уже в ближайшее время необходимо разработать концепцию термоядерного реактора, использующего в качестве топлива смесь дейтерия и гелия-3 (D- ^3He). Сферический токамак [1–3] удовлетворяет требованиям, предъявляемым к такому реактору [4].

Сегодня токамаки занимают лидирующие позиции среди магнитных ловушек для удержания плазмы, как по достигнутым параметрам, так и по объему исследований и финансовых затрат. Проект международного экспериментального термоядерного реактора ITER [5] рассчитан на дейтерий-тритиевое (D-T) топливо. Физические процессы в плазме токамаков достаточно хорошо исследованы в экспериментах, поэтому

результаты анализа возможных параметров реактора на основе токамака и его разновидностей вызывают наибольшее доверие.

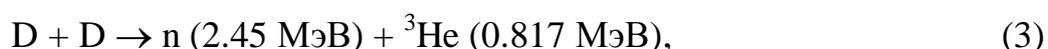
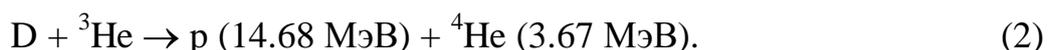
Целью настоящей работы является обоснование возможности создания сферического токамака с сильным магнитным полем, что необходимо для D–³He-реактора достаточно высокой мощности.

1. Преимущества термоядерного реактор на основе сферического токамака с D–³He-топливом

Компактные токамаки получили название сферических из-за того, что внешние очертания плазменной конфигурации в них напоминают сферу. Плазма в таких токамаках имеет форму тора с отношением большого и малого радиусов $R/a = 1.1-2$, что заметно ниже, чем для классических токамаков ($R/a > 3$). Главное преимущество сферического токамака заключается в более эффективном использовании магнитного поля. Давление плазмы в сферических токамаках приближается к предельно высокой величине, практически равной давлению магнитного поля. В классических токамаках давление плазмы не превышает величины в 10 раз меньшей давления магнитного поля. В качестве дейтерий-тритиевого реактора, использование сферического токамака представляется проблематичным, так как его компактная геометрия затрудняет расположение нейтронной защиты и blankets для воспроизводства трития. Представляет интерес возможность использования сферического токамака в качестве реактора на смеси дейтерия и легкого изотопа гелия, так как размеры нейтронной защиты в такой системе существенно ниже, чем в случае дейтерий-тритиевого реактора, а также отпадает необходимость в blankets.

Главное преимущество реакции D–³He заключается в отсутствии нейтронов среди продуктов, в то время как 80 % энергии D–T-реакции

выделяется с нейтронами. Необходимо учитывать также реакции между ядрами дейтерия с образованием нейтронов и трития. Уравнения реакций D–T, D–³He и D–D следующие:



Здесь n – нейтрон, p – протон, ⁴He – ядро основного изотопа гелия (α-частица), в скобках указаны энергии продуктов в мегаэлектронвольтах (1 эВ = 1.6·10⁻¹⁹ Дж).

Воздействие нейтронов ограничивает срок службы элементов реактора на D–T-топливе, обращенных к плазме, величиной около 5 лет. В случае D–³He-топлива небольшой уровень нейтронного излучения связан с реакцией (3), а также с тем, что тритий, образующийся в реакции (4), реагирует с дейтерием. Так как скорости D–D-реакций сравнительно низки, то суммарный выход энергии в нейтронах для D–³He-реактора составляет около 5 %. Срок службы обращенных к плазме компонентов при этом может достигать 40 лет, т.е. он практически равен сроку эксплуатации реактора. Возможность работы реактора без остановок на смену конструктивных элементов является важным фактором при оценке экономической целесообразности термоядерной энергетики.

Токамак в том классическом виде, в котором он представлен в проекте ITER, не может обеспечить положительный выход энергии при

использовании D–³He-топлива, так как для этого необходимо, чтобы давление плазмы примерно равнялось давлению магнитного поля. Это требование является следствием того, что при одинаковых давлениях плазмы скорость D–³He-реакции во много раз ниже скорости D–T-реакции. Давление магнитного поля пропорционально квадрату магнитной индукции и численно равно плотности энергии магнитного поля, оно также характеризует верхний предел давления плазмы в магнитной ловушке. В сферических токамаках экспериментально наблюдалось удержание плазмы, давление которой достигало практически величины равной магнитному давлению.

Как система для D–³He-реактора сферический токамак выглядит наиболее привлекательно, так как для него выполняются все физические закономерности, хорошо известные для классических токамаков. Одной из наиболее важных технических задач при разработке концепции такого реактора является обоснование возможности создания высоких магнитных полей сверхпроводящими магнитными катушками в условиях выбранной геометрии.

Необходимый высокий уровень мощности в термоядерном реакторе на основе сферического токамака может быть достигнут, если магнитное поле увеличить до теоретически предельной для этой системы величины. Для этого необходимо использовать сверхпроводящие материалы, освоенные промышленностью [6–8].

При определении величины магнитной индукции, размеров и мощности реактора необходимо учитывать требование конкурентоспособности будущих термоядерных электростанций: термоядерная мощность, выделяемая в единице объема плазмы должна быть не ниже 2 МВт/м³. Если это условие не выполнено, то размеры плазмы и, соответственно, реактора получаются слишком большими с точки зрения стоимости системы.

В работах [9, 10] приведена физическая модель и результаты анализа энергетического баланса плазмы сферического токамака-реактора на D–³He-топливе. В таблице 1 представлены параметры двух вариантов реактора, рассмотренных в [10]. В первом варианте магнитное поле сравнительно высокое, размер плазмы относительно небольшой. Во втором варианте поле меньше, а размер больше. Средняя температура плазмы составляет $T = 40$ кэВ (для температуры 1 кэВ = $1.16 \cdot 10^7$ К), термоядерная мощность в обоих вариантах 1500 МВт. Приняв коэффициент полезного действия системы преобразования выделяемой энергии в электричество равным 40 %, получаем, что мощность энергоблока электростанции с одним таким реактором равна 600 МВт, что соответствует показателями современных электростанций.

Таблица 1. Основные параметры прототипа D–³He-реактора на основе сферического токамака (по данным работы [10])

Малый радиус плазменного шнура a , м	2	3
Большой радиус плазменного шнура R , м	3	4.5
Индукция вакуумного магнитного поля на магнитной оси B_0 , Тл	5	3
Ток в плазме I_p , МА	140	200
Среднее отношение давлений плазмы и магнитного поля β	0.4	0.5

Первый вариант является предпочтительным, так как соответствует более компактной, а, следовательно, более дешевой, системе. Для обоснования возможности создания такого реактора необходимо рассчитать максимальное значение индукции магнитного поля на поверхности сверхпроводящих обмоток. Эта величина не должна быть выше критического поля B_c для используемого типа сверхпроводящего материала.

2. Максимальная индукция магнитного поля

Рассмотрим геометрию сферического токамака, схема которой представлена на рис. 1, где размер a в принятой терминологии токамаков называется малым радиусом, большой радиус плазмы токамака обозначен R . Величина $A = R/a$ называется аспектным отношением. Для сферических токамаков аспектное отношение обычно составляет $A \approx 1.1-2$, для классических токамаков $A \approx 3$ и более. Отношение $k = b/a$ характеризует вытянутость сечения плазмы.

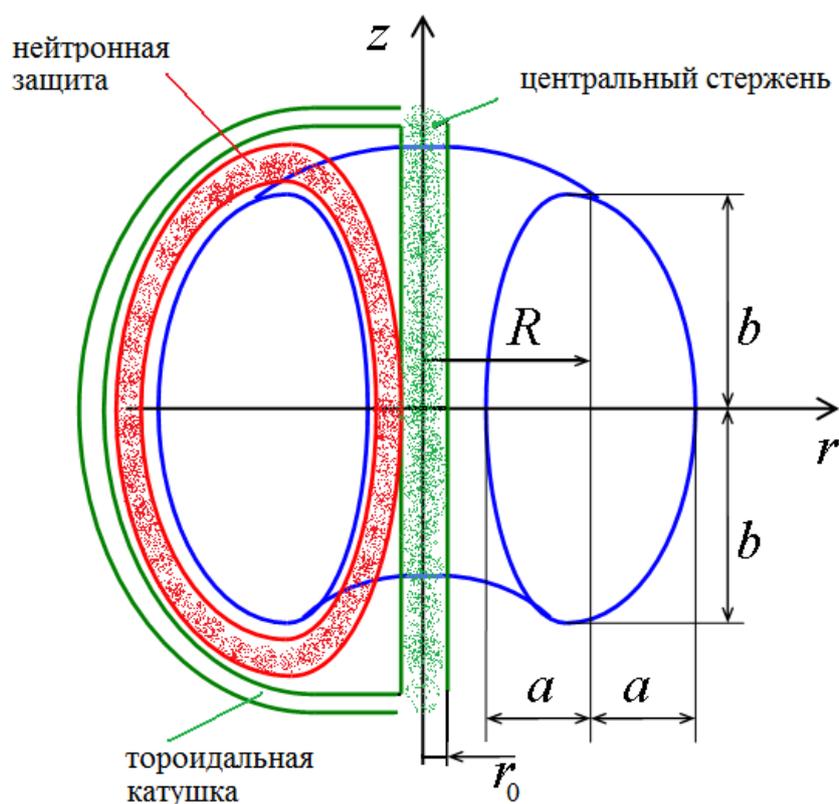


Рис. 1. Геометрическая схема сферического токамака (область дивертора не показана)

За пределами плазмы расположена защита сверхпроводящих катушек от нейтронного излучения плазмы. Катушки замыкаются на центральный стержень, который является наиболее ответственным элементом конструкции магнитной системы сферического токамака. Из-за компактности системы радиус центрального стержня r_0 не может быть слишком велик. В то же время по центральному стержню протекает наибольший ток, складывающийся из токов, текущих во всех катушках. Поэтому размер r_0 также не может быть слишком малым. Магнитное поле максимально на поверхности центрального стержня.

Магнитная индукция внутри тороидального объема, ограниченного катушками и центральным стержнем, по которым течет ток, создающий это поле, вычисляется по формуле

$$B(r) = \frac{B_0 R}{r}. \quad (5)$$

Здесь B_0 – магнитная индукция на магнитной оси (т.е. при $r = R$), r – координата, отсчитываемая от оси Oz (см. рис. 1).

Радиус центрального стержня равен

$$r_0 = R - a - \Delta_s - \Delta_0, \quad (6)$$

где Δ_s – толщина нейтронной защиты (вместе с первой стенкой), Δ_0 – величина зазора между плазмой и первой стенкой.

Согласно (5), отношение максимального поля к полю на магнитной оси составляет

$$\frac{B_{\max}}{B_0} = \frac{B(r_0)}{B(R)} = \frac{R}{R - a - \Delta_s - \Delta_0}. \quad (7)$$

Так как мощность реактора пропорциональна квадрату плотности плазмы, а плотность пропорциональна квадрату магнитной индукции, то величина B_0 должна быть как можно больше. С другой стороны, она ограничена возможностями современных сверхпроводящих материалов. Желательно выбрать минимально возможное аспектное отношение с учетом размеров центрального стержня и нейтронной защиты. Руководствуясь указанными соображениями, мы проанализировали несколько вариантов. В результате принимаем следующие значения: $B_0 = 5.5$ Тл, $a = 2$ м, $A = 1.7$, $\Delta_s = 30$ см, $\Delta_0 = 15$ см. Для рассматриваемого варианта $r_0 = 95$ см, $B_{\max} = B(r_0) = 19.7$ Тл. Также учтем, что ток, протекающий в плазме создает полоидальное магнитное поле B_p , перпендикулярное тороидальному полю катушек. Для сферических токамаков на поверхности плазменного шнура $B_p \approx B_0$. Следовательно, суммарное максимальное поле $B_{\max} = \sqrt{[B(r_0)]^2 + B_p^2} \approx 20.5$ Тл. Такая величина магнитной индукции является допустимой для существующих сверхпроводящих материалов. Например, может быть использован сверхпроводник на основе сплава ниобий–олово (Nb_3Sn), для которого критическое поле при температуре жидкого гелия 4.2 К составляет $B_c = 24.5$ Тл.

Необходимо определить плотность тока в центральном стержне и сравнить ее с максимальной величиной, которая для Nb_3Sn при $B \approx 20$ Тл составляет $j_{\max} \approx 0.4 \cdot 10^9$ А/м². Силу тока, текущего в центральном стержне сферического токамака, определим из формулы (5)

$$I = \frac{2\pi r_0 B(r_0)}{\mu_0}, \quad (8)$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

У крупных магнитных систем проводники в своём сечении содержат не более 10 % сверхпроводника, а в обмотке предусматриваются каналы, обеспечивающие охлаждение витков жидким гелием. Для выбранного набора параметров получаем $I = 9.35 \cdot 10^7$ А. Площадь сечения центрального стержня равна $S_0 = \pi r_0^2 = 2.8$ м², площадь сечения сверхпроводника примем $S_c = 0.28$ м² (заполнение 10 %). Тогда плотность тока составит $j = I/S_c = 0.33 \cdot 10^9$ А/м². Эта величина укладывается в пределы допустимых значений.

Рассмотренный вариант магнитной системы сферического токамака-реактора можно рассматривать как случай предельных возможностей сверхпроводящих материалов. Рассчитанные выше параметры магнитной системы определяют размеры реактора и величину магнитного поля. В следующем разделе, исходя из этих данных, рассчитаем максимальную мощность реактора.

3. Геометрия плазмы и мощность реактора

Для того чтобы сделать обоснованное заключение о перспективах термоядерного реактора на основе сферического токамака, использующего смесь дейтерия и гелия-3, необходимо исследовать вопрос о том, какова максимально возможная мощность такой системы. Изначально мы ориентировались на параметры плазмы, рассчитанные в работах [9, 10]. Отметим, что в указанных работах рассматривался только баланс энергии плазмы при заданных параметрах магнитной системы. Выше была показана принципиальная возможность создания магнитной системы, обеспечивающей достаточно высокое магнитное поле. В этом разделе определим мощность реактора с магнитной системой, параметры которой были рассчитаны выше.

Расчет геометрии сечения и объема плазмы в токамаке проводился согласно методике, изложенной в [11]. Помимо параметров a и A , определенных выше, необходимо задать вытянутость сечения k и параметр треугольности δ . Вытянутость сечения плазмы примем $k = 3.7$, как, например, в концептуальном проекте сферического токамака ARIES (D–T-топливо) [12]. Параметр треугольности сечения примем $\delta = 0.35$ (примерно как в ITER). На рис. 2 приведено сравнение формы сечения рассматриваемого D–³He-реактора, ITER и ДЕМО (российский проект демонстрационного реактора [12]). Объем плазмы V_p для указанных реакторов составляет примерно 900 м^3 , 800 м^3 и 600 м^3 соответственно.

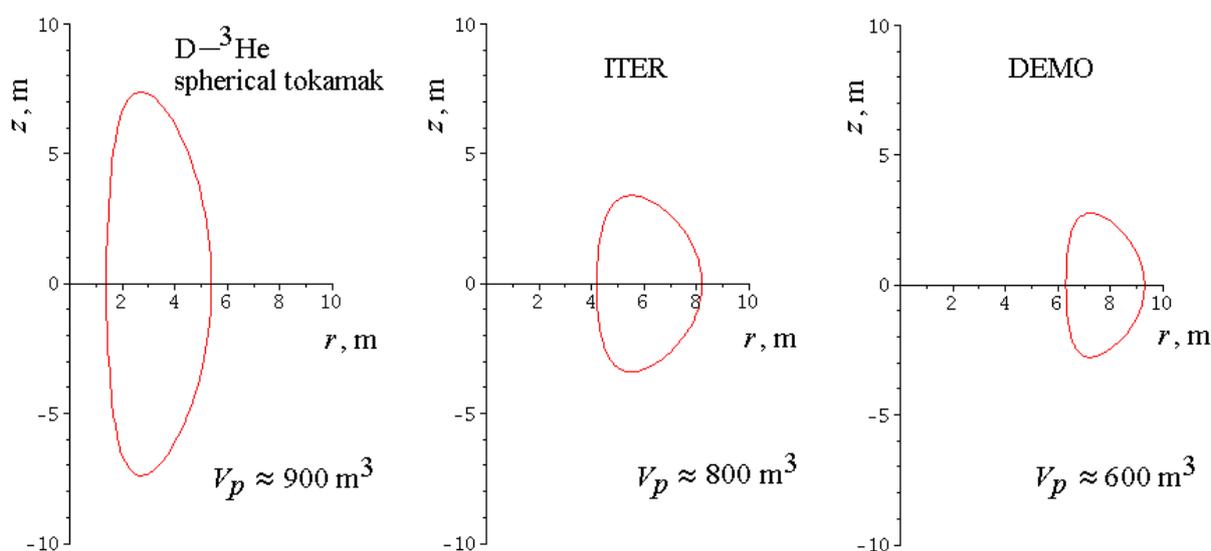


Рис. 2. Форма сечения плазменного шнура D–³He-реактора на основе сферического токамака, ITER и ДЕМО

Термоядерная мощность реактора равна

$$P_{fus} = \int W_{fus} dV, \quad (9)$$

где W_{us} – мощность, выделяемая в единице объема плазмы, интегрирование проводится по объему плазмы.

Для расчета термоядерной мощности в единице объема W_{fus} использовались формулы для скоростей термоядерных реакций из работы [13]. В настоящей работе использовалась методика расчетов интегральных параметров, включая P_{fus} , изложенная в [10]. Распределения параметров по сечению плазмы имеют вид, качественно соответствующий режиму с транспортным барьером [14, 15].

В процессе исследования были выполнены расчеты с несколькими вариантами параметров плазмы. Критерием работоспособности реактора являлось отношение времени удержания энергии, определяемого по балансу энергии, к времени удержания энергии, предсказываемому зависимостью IPV98y2 [5]. Для сферических токамаков это отношение находится в диапазоне 1.2–1.5. Получено, что при заданном уровне магнитного поля среднее по объему значение W_{fus} в наиболее прогрессивном варианте может достигать 3.5 МВт/м³. Основные параметры реактора для двух вариантов (прогрессивного и консервативного) приведены в таблице 2.

Таблица 2. Основные параметры D–³He-реактора на основе сферического токамака с сильным полем

Вариант	№ 1	№ 2
Малый радиус плазменного шнура a , м	2	2
Вертикальный размер сечения плазменного шнура b , м	7.4	5.6
Большой радиус плазменного шнура R , м	3.4	3.4
Объем плазмы V , м ³	900	650
Максимальная температура плазмы T , кэВ (в центре плазменного шнура)	62	62
Ток в плазме I_p , МА	110	110
Максимальное отношение давлений плазмы и магнитного поля β (в центре плазменного шнура)	0.8	0.4
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт	3060	580

В прогрессивном варианте (№ 1) термоядерная мощность $P_{fus} \approx 3000$ МВт достаточно высока для промышленного термоядерного реактора. Электрическая мощность такого реактора может превысить 1000 МВт. С физической точки зрения наиболее серьезные трудности реализации прогрессивного варианта связаны с высокими значениями удлинения $k = b/a = 3.7$ и безразмерного критерия (так называемого нормализованного бета) $\beta_N = 100\langle\beta\rangle aB_0/I_p = 5$, где $\langle\beta\rangle$ – среднее по объему значение параметра β . В сегодняшних экспериментах максимальное удлинение $k = 2.8$. При снижении удлинения до этого значения и соответствующем уменьшении объема плазмы термоядерная мощность снижается до 2200 МВт. Эту величину можно считать приемлемой. Но, необходимо иметь в виду, что уменьшение размеров сечения плазмы нежелательно с точки зрения возможности поддержания большого тока в плазме. Величина $\beta_N = 5$ характерна для современных сферических токамаков с $B_0 \approx 1$ Тл. При $B_0 \approx 5$ Тл предельное значение β_N может оказаться существенно меньше [16]. Снижение этого параметра приведет к снижению давления и концентрации плазмы, и, как следствие, падению мощности реактора. В консервативном варианте (№2 в таблице 2) $k = 2.8$, $\beta_N = 2.5$. Термоядерная мощность такого реактора оказывается неприемлемо низкой. Таким образом, перспективы рассматриваемой концепции реактора зависят от физических возможностей реализации режимов с $k = 3.7$ и $\beta_N = 5$ в будущих экспериментах со сравнительно сильными полями.

Среди других альтернативных систем конкуренцию сферическому токамаку может составить обращенная магнитная конфигурация (field reversed configuration, FRC) [17]. В FRC среднее давление плазмы близко к теоретическому пределу для магнитного удержания, то есть практически равно давлению магнитного поля. Плазма в FRC имеет форму компактного тороида, при этом магнитная система обладает цилиндрической

геометрией, более простой и привлекательной с технической точки зрения, чем тороидальная магнитная система сферического токамака. Параметры D-³He-реактора на основе FRC [18] близки по значениям к рассмотренному здесь сферическому токамаку. Трудности обоснования эффективности термоядерных FRC-систем сегодня связаны с проблемой турбулентного транспорта, вызываемого микронеустойчивостями, так как причина транспорта (тип микронеустойчивости) экспериментально не установлена. Экстраполяция экспериментальных данных в область реакторных режимов дает недостаточно высокие времена удержания [19]. Недавние теоретические исследования [20, 21] показывают, что в FRC могут развиваться характерные для других систем градиентные дрейфовые неустойчивости. Расчеты электромагнитных градиентных дрейфовых неустойчивостей с учетом неоднородности магнитного поля [22, 23] показывают снижение инкрементов при увеличении давления плазмы до уровня магнитного давления. Этот результат в определенной мере относится как к FRC, так и к сферическому токамаку, так как высокое давление плазмы создает неоднородность из-за диамагнитного ослабления поля в плазме этих систем. Таким образом, с точки зрения турбулентного транспорта, системы с плазмой высокого давления имеют существенное преимущество по сравнению с системами с низким давлением, к которым относится классический токамак.

Необходимо отметить, что общей проблемой для всех возможных типов D-³He-реакторов является обеспечение высокой чистоты плазмы. Загрязнение ионами с высоким зарядом ядра сильно увеличивает потери на излучение. Источником загрязнения в первую очередь является покрытие конструктивных элементов, обращенных к плазме. Наилучшим вариантом такого покрытия является жидкий литий на капиллярно-пористой подложке. Эффективность такого технического решения продемонстрирована экспериментально [24].

Заключение

В настоящем исследовании было представлено обоснование возможности создания сферического токамака с сильным магнитным полем, что необходимо для создания D–³He-реактора достаточно высокой мощности. Показана принципиальная возможность создания магнитной системы с индукцией 5.5 Тл на магнитной оси и 20.5 Тл на поверхности сверхпроводника центрального стержня. При анализе мы использовали упрощенную геометрическую модель, позволяющую определить характерные размеры плазменной конфигурации, нейтронной защиты и элементов магнитной системы. Для надежного технического обоснования проекта сферического токамака с сильным полем необходимо располагать более детальными сведениями о конструкции магнитной системы, позволяющими выполнить ее прочностной расчет.

Проект D–³He-реактора на основе сферического токамака, на наш взгляд, будет достаточно серьезно обоснованным, так как физические процессы в плазме сферических токамаков, подчиняются тем же закономерностям, что и в классических токамаках, по которым накоплен огромный экспериментальный материал. Это обеспечивает наибольшую привлекательность сферического токамака по сравнению с другими возможными системами для D–³He-реактора.

Так как сферический токамак имеет компактную геометрию, то термоядерный реактор на его основе может оказаться дешевле, чем реактор такой же мощности на основе классического токамака. Использование смеси дейтерия и гелия-3 вместо дейтерий-тритиевого топлива также удешевляет реактор, так как отпадает необходимость многократной смены конструктивных элементов, повреждаемых нейтронами.

Необходимо отметить еще один важный аспект, связанный с перспективной термоядерной энергетикой на основе реакторов на смеси дейтерия и гелия-3. Уже в недалеком будущем могут быть созданы лунные базы, за которыми последует развитие лунной промышленности, включающей добычу гелия-3. Поэтому необходимо как можно раньше располагать обоснованным проектом энергетического реактора, использующего гелий-3.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ, грант МК-1811.2010.8.

Литература

1. Peng Y.-K.M., Strickler D.J. Features of spherical torus plasmas // Nucl. Fusion. 1986. V. 26. P. 769–777.
2. Sykes A. Overview of recent spherical tokamak results // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. V. 43. P. A124–A139.
3. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др. Сферический токамак Глобус-М // ЖТФ. 1999. Т. 69, Вып. 9. С. 58–62.
4. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Low-radioactivity D–³He fusion fuel cycles with ³He production // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44, № 2. P. 253–260.
5. Progress in ITER Physics Basis. Chapter 1: Overview and summary // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S1–S17.
6. Кремлев М.Г. Сверхпроводящие магниты // Успехи физических наук. 1967. Т. 93. Вып. 4. С. 675–701.
7. Гинзбург В.Л., Андрюшин Е.А. Сверхпроводимость. М.: Альфа-М, 2006.

8. Сверхпроводники // Большая Советская Энциклопедия. URL: <http://bse.sci-lib.com/article100164.html> (дата обращения: 26.12.2010).
9. Чирков А.Ю. О возможной концепции токамака-реактора с альтернативным термоядерным циклом $D-^3\text{He}$ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 2. С. 37–43.
10. Чирков А.Ю. О возможности использования $D-^3\text{He}$ -цикла с наработкой ^3He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака // ЖТФ. 2006. Т. 76, Вып. 9. С. 51–54.
11. Миямото К. Основы физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. – Пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
12. Субботин М.Л., Курбатов Д.К., Филимонова Е.А. Обзор состояния исследований демонстрационных термоядерных реакторов в мире // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2010. Вып. 3. С. 55–74.
13. Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. P. 611–631.
14. Wolf R.C. Internal transport barriers in tokamak plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. R1–R91.
15. Connor J.W., Fukuda T., Garbet X., et al. A review of internal transport barrier physics for steady-state operation of tokamaks // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. R1–R49.
16. Мирнов С.В. Имеют ли сферические токамаки термоядерное будущее? // Тез. докл. XXXVIII Межд. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2011.
17. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 7. М.: ВИНТИ, 1985. С. 80–135.

18. Чирков А.Ю. Оценка параметров плазмы в $D-^3He$ -реакторе на основе обращенной магнитной конфигурации // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2006. Вып. 4. С. 57–67.
19. Чирков А.Ю. О скейлингах для времени удержания плазмы в обращенной магнитной конфигурации // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 31–36.
20. Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. О неустойчивостях в поверхностном слое плазмы обращенной магнитной конфигурации // Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. 2009. № 1. С. 21–30.
21. Чирков А.Ю., Большакова А.Д. Численное исследование турбулентных транспортных процессов в компактной плазменной энергоустановке с продольными течениями // Наука и образование. 2009. № 4. <http://technomag.edu.ru/doc/119255.html>.
22. Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. Особенности бесстолкновительных дрейфовых неустойчивостей в полоидальных магнитных конфигурациях // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 67–76.
23. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Electromagnetic drift instabilities in high- β plasma under conditions of a field reversed configuration // Phys. Plasmas. 2010. V. 17, № 1. 012105.
24. Мирнов С.В. Энергия из воды. Популярно об управляемом термоядерном синтезе. М.: Тривант, 2008.