

Сравнение критериев зажигания D-T мишени в условиях магнитно-инерциального термоядерного синтеза

77-48211/431676

06, июнь 2012

Шумаев В. В., Рыжков С. В.

УДК 533.9, 621.039.6

Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана.

chubchic@gmail.com

svryzhkov@gmail.com

В настоящее время разрабатывается проект ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor – Международный термоядерный экспериментальный реактор), в котором затраты на единицу мощности очень велики (15 миллиардов долларов на 500 МВт мощности), что уже несопоставимо со стоимостью электроэнергии, получаемой от современных атомных электростанций и других источников. В связи с этим ученые и инженеры рассматривают альтернативные способы получения энергии из термоядерных источников. Одним из таких способов являются импульсные системы с замагниченной плазмой и инерциальным удержанием частиц (МИТС – магнитно-инерциальный термоядерный синтез) [1-5].

В сравнении с предлагаемыми установками, токамаки, которые характеризуются чисто магнитным удержанием частиц и энергии, проигрывают по произведению плотности плазмы на время удержания τ , параметру β (отношению газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля) и плотности энерговыделения. Также минусом токамаков является наличие примесей в плазме. Параметр τ называют критерием зажигания или критерием Лоусона. Для реакции дейтерий-тритий (D-T) в магнитном термоядерном синтезе его записывают, как $\tau > 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. Аналогично для D-T-реакции в инерциальном термоядерном синтезе имеем $\rho R > 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (здесь ρR – оптическая толщина сжатого топлива [$\text{г}/\text{см}^2$]). Время жизни энергии в токамаке пропорционально квадрату характерного размера области, занимаемой плазмой, и обратно пропорционально теплопроводности (температуропроводности) плазмы, т.е. $\tau \sim a^2/\chi$, где a – радиус области, занимаемой плазмой и χ – теплопроводность плазмы. Это значит, что при увеличении размеров токамака можно увеличить τ , но нельзя достичь большего удельного

энерговыделения. Несмотря на малый размер систем МИТС, в них добиваются больших, чем в токамаке значений параметра Лоусона. Уменьшение теплопроводности можно достичь применением затравочного магнитного поля, которое растет по мере увеличения сжатия.

Удельная объемная мощность термоядерной реакции равна $P = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle E_{12}$, где n_1 и n_2 – плотности реагирующих компонент соответственно, $\langle \sigma v \rangle$ – скорость реакции синтеза, E_{12} – энергия, выделяющаяся в ходе термоядерной реакции. Используя определение параметра β можно прийти к следующему выражению для плотностей реагирующих компонент: $n_0 = n_e + n_1 + n_2 = \beta B^2 / (8\pi T)$, где B – магнитная индукция, T – температура. Получается, что $P \sim n_1 n_2 \sim \beta^2 B^4$, т.е. максимальная мощность может быть получена при сильных магнитных полях и высоких β , характерных, например, для *компактного тора* [6-13]. Большие B возможны только в импульсных системах, что и является преимуществом систем МИТС [14].

1. Модельная задача и её тепловой баланс

Для решения задачи об определении границы зажигания в координатах $(\rho R, T)$ достаточно рассмотреть тепловой баланс следующей модели, которая описывает свойства плазмы мишени в момент наибольшего сжатия и представляет собой следующую схему (рис. 1).

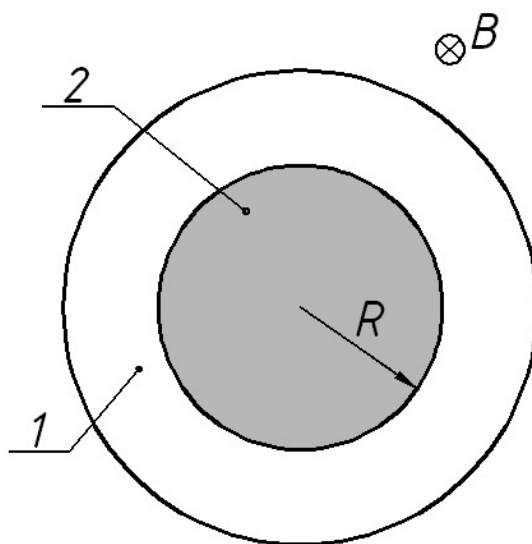


Рис.1. Схема модели для определения границы зажигания $D-T$ -реакции в координатах $(\rho R, T)$ для сферической мишени. 1 – холодное топливо; 2 – горячее топливо с параметрами ρ, R, T

В центре сферы находится однородная горячая область радиуса R , плотности ρ и температуры T . Эта область окружена сферическим слоем сжатого холодного топлива. В случае цилиндрической мишени модель имеет аналогичную схему [15]. Для простоты рассматривают случай бесконечного удержания плазмы, когда можно не учитывать её гидродинамический разлёт. Нагрев осуществляется продуктами D - T -реакции, в основном, α -частицами. Охлаждение происходит за счёт радиационных потерь, электронной и ионной теплопроводности. Сжатие мишени в магнитном поле приводит к существенному увеличению энергии, передаваемой α -частицами плазме за счет эффекта замагничивания продуктов термоядерной реакции. Также уменьшаются потери, связанные с теплопроводностью плазмы.

В соответствии с [16-18] для такой модели рассматривают уравнение теплового баланса, которое в приближении бесконечного удержания имеет вид

$$q_{\text{тя}} = q_{\text{ти}} + q_m \quad [\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}],$$

где удельная мощность термоядерного нагрева топлива α -частицами

$$q_{\text{тя}} = 8,18 \cdot 10^{40} \cdot \rho^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot f_\alpha,$$

удельная мощность тепловых потерь от тормозного излучения

$$q_{\text{ти}} = 3,11 \cdot 10^{23} \cdot \rho^2 \cdot T^{\frac{1}{2}},$$

удельная мощность потерь из-за теплопроводности

$$q_m = \frac{3 \cdot (k_e + k_i) \cdot T}{R^2}.$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle$ – скорость термоядерных реакций [$\text{см}^3/\text{с}$], f_α – доля энергии α -частиц, которая идёт на нагрев топлива, T – температура [кэВ], k_e , k_i – коэффициенты электронной и ионной теплопроводности (коэффициенты Брагинского [19]) [$\text{эрг} \cdot (\text{кэВ} \cdot \text{см} \cdot \text{с})^{-1}$].

В тепловом балансе не учтен такой источник термоядерного нагрева, как высокоэнергетические нейтроны, а также потери на синхротронное излучение. Однако, для интересующих нас параметров плазмы ($0,001 < \rho R < 1 \text{ г/см}^2$; $T < 100 \text{ кэВ}$; напряженность магнитного поля $B < 500 \text{ МГс}$) их вклады в тепловой баланс пренебрежимо малы.

Для расчета скоростей основных термоядерных реакций использована разработанная сотрудниками МГТУ им. Н.Э. Баумана простая и достаточно точная зависимость [20].

2. Вычисление доли энергии α -частиц, передаваемой плазме

Для вычисления доли энергии, передаваемой плазме α -частицами сферической мишени была применена аппроксимационная формула из работы [21]

$$f_{\alpha} = \begin{cases} \left[\frac{3}{2} + \frac{71}{40} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B} \right)^{-1} \right] \tau - \left[\frac{4}{5} + \frac{27}{10} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B} \right)^{-1} \right] \tau^2, & \tau \leq \frac{1}{2}; \\ 1 - \left[\frac{9}{40} - \frac{17}{160} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_B} \right)^{-1} \right] \frac{1}{\tau}, & \tau \geq \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Здесь $\omega = |a|/v$, a – скорость торможения α -частиц на электронах плазмы [см/с], v – скорость движения α -частиц [см/с]; ω_B – ларморовская частота α -частиц [с⁻¹], $\tau = R/\lambda_0$, λ_0 – длина замедления α -частиц за счет кулоновского торможения [см]. Следует заметить, что ряд допущений, примененных при выводе этой формулы, устанавливает ограничения на температуру плазмы: $T < 15\text{--}20$ кэВ.

Согласно [15], формула для f_{α} в случае цилиндрической мишени имеет вид:

$$f_{\alpha} = \frac{x_{\alpha} + x_{\alpha}^2}{1 + \frac{13}{9} x_{\alpha} + x_{\alpha}^2}, \quad x_{\alpha} = \frac{8}{3} \left(\bar{R} + \frac{b^2}{\sqrt{9b^2 + 1000}} \right),$$

где $\bar{R} = R/l_{\alpha}$, l_{α} – длина замедления α -частиц за счет кулоновского торможения [см], $b = R \cdot \omega_{\alpha} / v_0$, ω_{α} , v_0 – ларморовская частота α -частиц [с⁻¹] и их скорость при рождении v_0 [см/с].

По приведенным выше формулам построены зависимости f_{α} от размеров мишени и величины магнитного поля (см. рис. 2, 3).

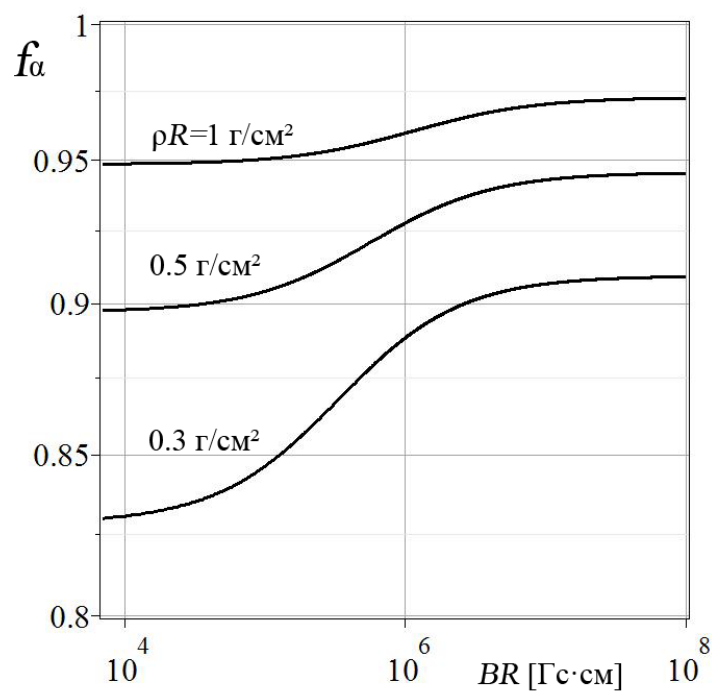


Рис. 2. Зависимость доли энергии α -частиц f_α , передаваемой плазме, от значений BR

По оси абсцисс отложены значения произведения BR [Гс·см]. Около каждой кривой приведены величины оптической толщины сжатого топлива ρR [Г/см²].

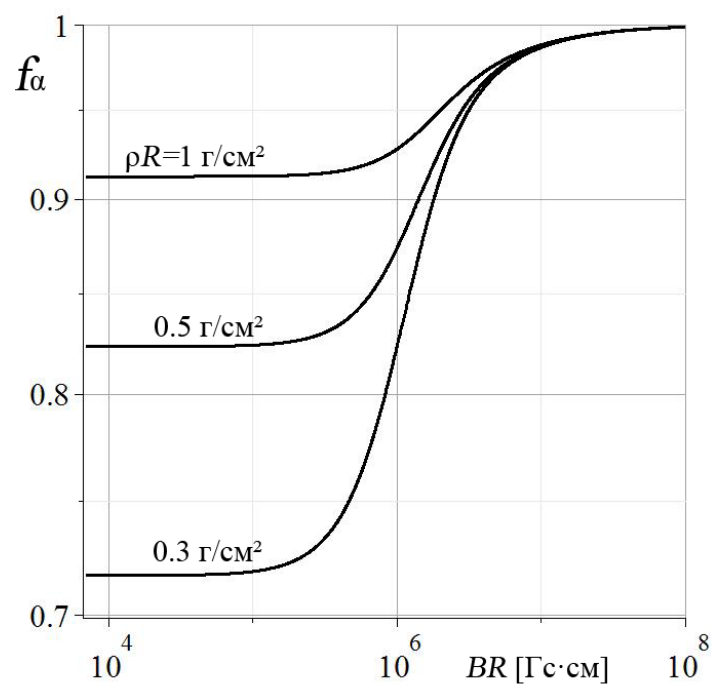


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины оптической толщины сжатого топлива

Присутствие затравочного магнитного поля приводит к смягчению требований на величину произведения плотности на радиус плазмы ρR . Видно, что цилиндрические мишени способны обеспечить больший вклад α -частиц в термоядерную мощность при относительно малых значениях ρR в случае достаточно сильных магнитных полей.

3. Диаграммы в координатах ρR (T)

Положение границ зажигания вблизи момента максимального сжатия сферической и цилиндрической мишеней в зависимости от величины магнитного поля представлены на рис. 4 и 5 соответственно. По оси абсцисс отложены значения произведения ρR , по оси ординат – его температуры T . Около каждой кривой приведены величины параметра B/ρ .

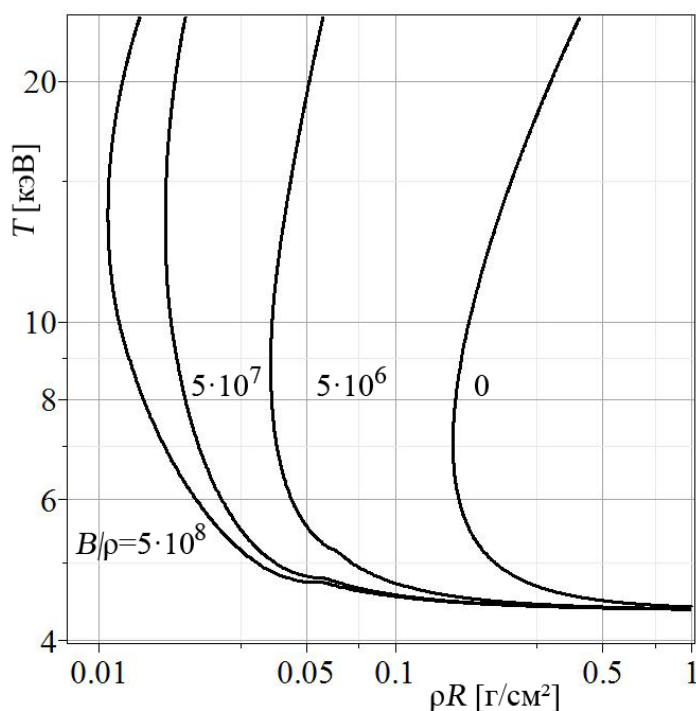


Рис. 4. Зависимость температуры T $D-T$ топлива от оптической толщины сжатого горючего ρR вблизи момента максимального сжатия сферической мишени при различных величинах магнитного поля

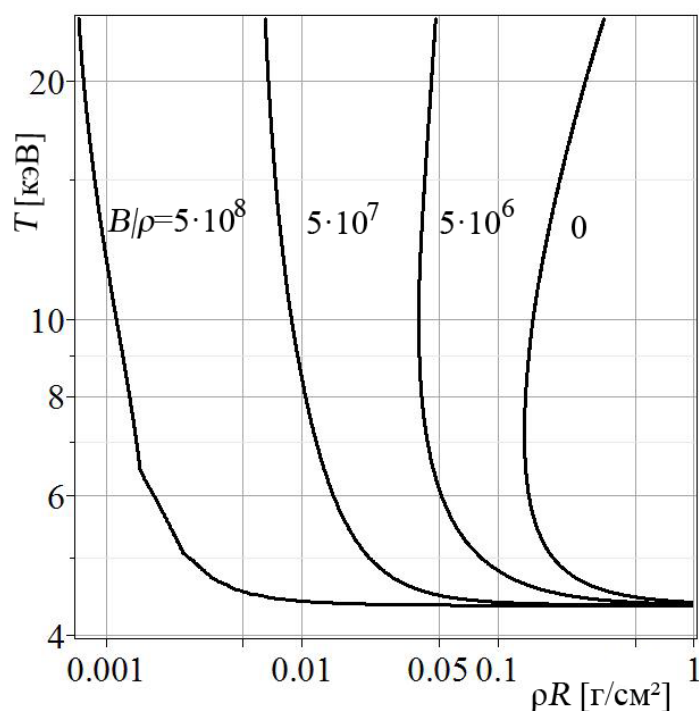


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины параметра B/ρ [Гс·см³/г]

Использование магнитного поля позволяет уменьшить пороговое значение оптической толщины сжатого топлива ρR на один-два порядка. Это значит, что начальная энергия термоядерной искры, которая пропорциональна $(\rho R)^3$, может быть значительно уменьшена, что существенно снижает требования к внешним источникам энергии – драйверам. Мишени цилиндрической формы лучше подходят для задач МИТС, поскольку они дают больший выигрыш по параметру ρR при тех же величинах напряженности магнитного поля.

На рис. 6 и 7 показаны результаты расчета условий зажигания и горения (“магнитно-инерциальный” критерий Лоусона) плазменной мишени во внешнем магнитном поле в зависимости от параметра BR . Это другой вид диаграмм в координатах $(T, \rho R)$. Здесь в качестве параметра кривой выбрано произведение напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR . Его значения приведены рядом с каждой границей зажигания.

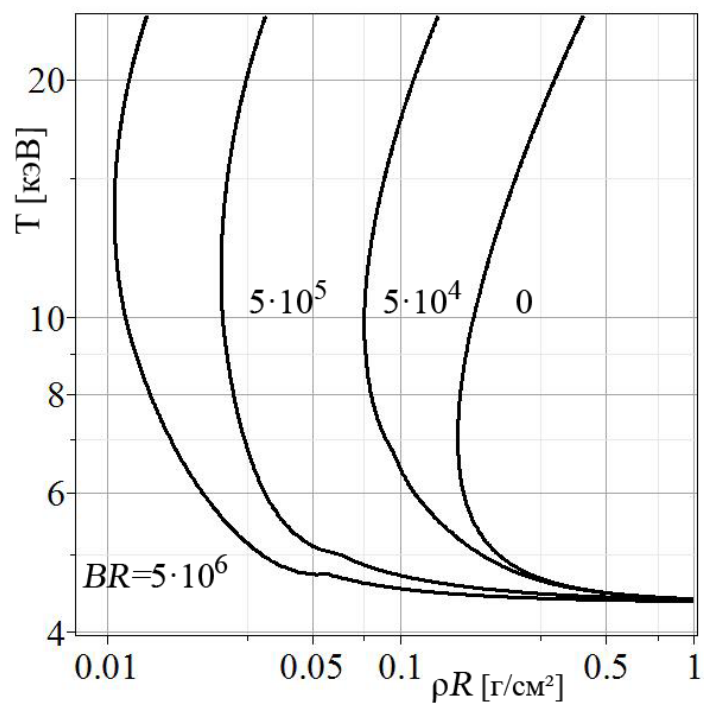


Рис. 6. Кривые $(T, \rho R)$ для сферической мишени в зависимости от произведения напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR

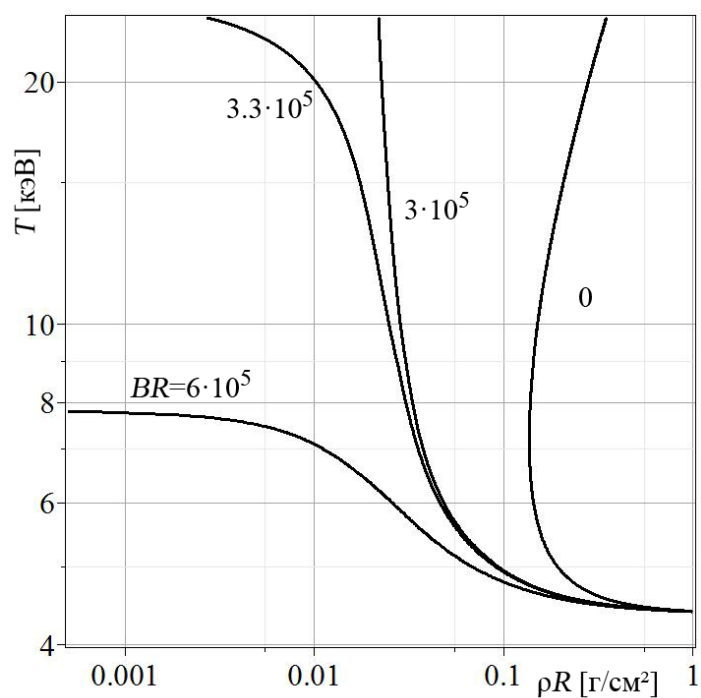


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для цилиндрической мишени. На кривых приведены величины параметра BR [Гс·см]

4. Магнитно-инерциальные критерии зажигания D-T мишени

Критерий зажигания D-T мишени в режиме инерциального термоядерного синтеза хорошо известен [15-17] и имеет вид

$$\begin{cases} T = 5 - 7 \text{ кэВ}, \\ \rho R \geq 0,2 \text{ г/см}^2. \end{cases}$$

На рис. 4-6 данному критерию зажигания соответствуют нижние границы зажигания в случае $B=0$.

Из анализа этих диаграмм можно записать следующие критерии зажигания сферической мишени в условиях МИТС

$$\begin{cases} T \geq 9 \text{ кэВ}, \\ \rho R \geq 0,05 \text{ г/см}^2, \\ BR \geq 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}, \end{cases}$$

цилиндрической мишени

$$\begin{cases} T \geq 6 \text{ кэВ}, \\ BR \geq 8,5 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}. \end{cases}$$

Заключение

В данной работе авторами исследовано сжатие мишеней, типичных для традиционного инерциального термоядерного синтеза (ИТС), но находящихся в сильном магнитном поле. Проведен анализ параметра ρR и произведения напряженности магнитного поля на радиус плазмы BR в момент максимального сжатия плазмы. Представлено сравнение доли энергии, передаваемой альфа-частицами плазме, по разным формулам и в зависимости от геометрии мишени. Показано, что при определенных условиях “инерциальный” критерий Лоусона может быть уменьшен для систем магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС). Также было выяснено, что мишени цилиндрической формы позволяют добиться лучших условий зажигания по сравнению с мишенями сферической формы при тех же величинах напряженности внешнего магнитного поля. Это объясняют их способностью обеспечить больший вклад α -частиц в термоядерную мощность при относительно малых значениях ρR в случае достаточно сильных магнитных полей.

Всё это позволяет надеяться на то, что магнито-инерциальный подход позволит решить значительно более сложную задачу зажигания D - ^3He топлива, к которому существует большой

практический интерес [22, 23]. Малая наведенная радиоактивность, характерная для такой безнейтронной реакции, позволит обеспечить большой срок эксплуатации термоядерного реактора.

Список цитированных источников

1. Рыжков С.В., Симонов М.М. Численное моделирование отдельных теплофизических параметров магнитно-инерциальной плазмы // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11.
2. Ryzhkov S.V. The behavior of a magnetized plasma under the action of laser with high pulse energy // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". 2010. No. 4(7). P. 105 - 110.
3. Костюков И.Ю., Рыжков С.В. Магнитно-инерциальный термоядерный синтез с лазерным обжатием замагниченной сферической мишени // Прикладная физика. 2011. No. 1. С. 65 - 72.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Developing the numerical model for studying laser-compression of magnetized plasmas // Acta Technica. 2011. V. 56. P. 454 - 467.
5. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. The Plasma jet/laser driven compression of compact plasmoids to fusion conditions // Journal of Fusion Energy. 2012. V. 31 (1). P. 7 - 12.
6. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 7. С. 80 - 135.
7. Ryzhkov S.V. Modeling of plasma physics in the fusion reactor based on a field-reversed configuration // Fusion Science and Technology. 2009. V. 55 (2T). P. 157 –161.
8. Рыжков С.В. Исследование физики нелинейных процессов системы "компактный тор" // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9.
9. Steinhauer L.C. Review of field-reversed configurations // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 070501-38.
10. Ryzhkov S.V. Features of formation, confinement and stability of the field reversed configuration // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2002. No. 4 (7). P. 73 - 75.
11. Ryzhkov S.V., Khvesyuk V.I., Ivanov A.A. Progress in an alternate confinement system called a FRC // Fusion Science and Technology. 2003. V. 43 (1T). P. 304 – 308.
12. Рыжков С.В. Обращенная магнитная конфигурация и приложения высокотемпературной плазмы FRC // Прикладная физика. 2010. No. 1. С. 47 – 54.
13. Ромаданов И.В. Теоретическое и экспериментальное исследование обращенной магнитной конфигурации (компактный тор) // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. 2012. No. 2.

14. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля: пер. с англ. / Ф. А. Николаева, Ю.П. Свириденко. М.: Мир, 1972.
15. Basko M. M., Kemp A. J, Meyer-ter-Vehn J. Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry // Nuclear Fusion. 2000. V. 40. P. 59 - 68.
16. Баско М. М. Физические основы инерциального термоядерного синтеза. М.: МИФИ, 2009. 176 с.
17. Pfalzner S. An Introduction to Inertial Confinement Fusion. New York : Taylor & Francis/CRC Press, 2006. 232 с.
18. Рыжков С.В., Шумаев В.В. Моделирование условий зажигания замагниченной сферической мишени инерциального синтеза. // Материалы IX Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2012). М.: МАИ-ПРИНТ, 2012. С. 573 – 574
19. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183 - 272.
20. Карбушев Д.Н., Рыжков С.В., Тойник М.К. Об улучшенных аналитических зависимостях для скоростей энерговыделения и сечений реакций // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. 2009. No. 4.
21. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б., Требулева Л.Е. Перенос энергии α -частицами в лазерной плазме, помещенной в магнитное поле // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 1575 - 1581.
22. Khvesyuk V.I. , Ryzhkov S.V., Santarius J.F., Emmert G.A., Nguyen C.N., Steinhauer L.C. D-³He field reversed configuration fusion power plant // Fusion Technology. 2001.V. 39 (1T). P. 410 – 413.
23. Ryzhkov S.V. Helium-3 - based fusion plasma // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2008. № 6 (14). P. 61 – 63.