

**ПРОБЛЕМА НАГРЕВА ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА В КИНЕТИЧЕСКИЙ**

Д.Е. Федюнин

fedyunin24@mail.ru

SPIN-код: 6406-5167

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

**Аннотация**

Выполнен расчет параметров плазмы в открытой магнитной ловушке, которая является удобной системой для моделирования процессов, протекающих в термоядерной плазме. Рассмотрен процесс моделирования сценариев нагрева плазмы, показаны устойчивость квазистационарных режимов и способы управления мощностью. Результаты расчетов динамики нагрева свидетельствуют о необходимости согласованного управления подводом энергии и вещества в плазму. Исследованы особенности различных режимов удержания при относительно низких и высоких температурах. Показаны границы области устойчивых режимов. Проанализирован нагрев плазмы в современном эксперименте. Результаты работы могут быть использованы при оптимизации параметров существующих систем, проектировании модернизированных систем нагрева для них, а также при разработке концептуальных проектов систем термоядерной энергетики.

**Ключевые слова**

Плазма, открытая ловушка, режимы удержания, тепловая устойчивость, высокие температуры, турбулентный перенос, давление плазмы, стационарный режим нагрева

Поступила в редакцию 29.05.2019

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019

**Введение.** Сегодня человечество испытывает острую потребность в новых источниках энергии глобального масштаба. Одним из таких перспективных источников является термоядерный синтез. Современные установки термоядерного синтеза относятся к классу «мегасайнс», что не позволяет проводить лабораторные эксперименты, поэтому актуальным является моделирование параметров, характерных для таких систем.

Открытая магнитная ловушка является удобным объектом для моделирования процессов в плазме при ее нагреве, поскольку закономерности удержания плазмы для нее хорошо известны.

Существует два различных режима удержания плазмы в открытой ловушке — газодинамический (столкновительный), протекающий при низкой температуре, и кинетический (режим редких столкновений), также называемый бесстолкновительным, реализующийся при высокой температуре. Как показывают эксперименты на установке «Газодинамическая ловушка» (Институт ядерной физики, Новосибирск) [1], переход из одного режима в другой сопряжен с определен-

ными трудностями, поскольку кинетический режим сопровождается снижением потерь энергии. При этом подводимая мощность нагрева может превысить требуемое значение, что приведет к дальнейшему повышению температуры и давления. Давление плазмы ограничено предельным значением (примерно 60 % магнитного давления), в случае его превышения произойдет распад плазменного образования.

Открытые ловушки не настолько близки к реализации термоядерных условий, как токамаки, однако сегодня они демонстрируют значительный прогресс, в частности, при повышении мощности нагрева [2]. Важная особенность открытых ловушек — возможность удержания плазмы высокого давления, т. е. при значении отношения давления плазмы к магнитному давлению  $\beta \approx 0,6$  (для сравнения, для токамаков это значение составляет около 0,05).

Сегодня наблюдается значительный интерес к источникам термоядерных нейтронов, основанных на D–T-реакции, в которой выделяются быстрые нейтроны с энергией около 14 МэВ. В основном такие нейтронные источники предполагается создать на основе токамака. Существуют также проекты на основе открытой ловушки [3].

Высокие значения параметра  $\beta$  позволяют рассматривать открытую ловушку как возможную систему для термоядерного реактора на альтернативном топливе D–<sup>3</sup>He или D–D (альтернативном по отношению к «традиционному» топливу D–T) [4, 5]. Высокие значения  $\beta$  необходимы для положительного энергобаланса плазмы [6], поскольку при низких значениях  $\beta$  в токамаке условия производства энергии практически невозможно выполнить [7, 8], за исключением сферического токамака [9].

Бесспорным преимуществом дейтерия в качестве термоядерного горючего является его доступность. Использование для оценок открытой ловушки удобно, прежде всего, благодаря ее линейной геометрии. Полученные результаты можно в некоторой степени отнести к другим системам с высокими значениями  $\beta$ .

Отметим, что для нейтронного источника гибридной термоядерно-ядерной системы усиление энергии в плазме не требуется — коэффициент усиления  $Q \approx 1$ , что значительно ниже, чем  $Q = 10$  для чисто термоядерного реактора.

**Модель энергобаланса.** Для моделирования плазмы открытой ловушки используем нестационарное уравнение баланса энергии для единицы объема:

$$\frac{dW_{th}}{dt} = (1-f)(P_{fus} - P_n) + P_{ext} - P_b - P_s - \frac{W_{th}}{\tau_E}. \quad (1)$$

Здесь  $P_{fus}$  — термоядерная мощность;  $P_n$  — мощность в нейтронах;  $P_{ext}$  — мощность внешнего нагрева;  $P_b$  — мощность тормозного излучения;  $P_s$  — мощность циклотронного излучения, величины  $P_{fus}$ ,  $P_n$ ,  $P_{ext}$ ,  $P_b$ ,  $P_s$  выражены для единицы объема;  $W_{th} = 3/2 n_e k_B T_e + \sum_i 3/2 n_i k_B T_i$  — тепловая энергия плазмы;  $t$  — время;  $f$  — доля потерь заряженных продуктов (в первом приближении принимается  $f = 0,15$ ).

Коэффициент усиления мощности в термоядерной плазме

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{ext}}. \quad (2)$$

Термоядерная мощность

$$P_{fus} = \sum_{i,j,k} R_{ij} n_i n_j \langle \sigma v \rangle_k W_k, \quad (3)$$

где  $i, j$  — сорта реагирующих ионов;  $k$  — номер реакции между ними;  $R_{ij} = 1$  при  $i \neq j$ ,  $R_{ij} = 1/2$  при  $i = j$ ;  $\langle \sigma v \rangle$  — параметр скорости соответствующей реакции [10];  $W_k$  — суммарная энергия, выделяющаяся в реакции.

Мощность  $P_n$ , выделяемая с нейтронами, вычисляется аналогично (3), но вместо  $W_k$  необходимо использовать энергию только нейтронов. Нейтроны мгновенно покидают плазму, не передавая ей своей энергии, поэтому в балансе они рассматриваются как потери.

Мощность тормозного излучения  $P_b$  и мощность циклотронного излучения  $P_s$  рассчитываются по формулам из [5] и [11] соответственно.

Требуемое время удержания энергии плазмы  $\tau_E$  задается соотношением  $\tau_E/\tau_{ii}$ , где

$$\tau_{ii} = \frac{6\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2\sqrt{m_i}}{Z_i^2 e^4 n_i \Lambda_{ii}} (k_B T_0)^{3/2} \quad (4)$$

— время ион-ионных столкновений;  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $m_i$  — масса иона;  $Z_i$  — зарядовое число иона;  $\Lambda_{ii} = 24 - \ln(n_i^{1/2} T_i^{-1})$  — кулоновский логарифм для ион-ионных столкновений;  $n_i$  — концентрация ионов,  $\text{см}^{-3}$ ;  $T_i$  — температура ионов, эВ.

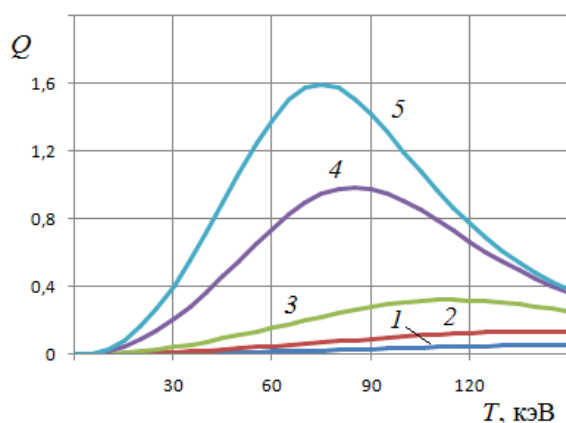


Рис. 1. Коэффициент усиления мощности в плазме  $Q$  при различных значениях относительного времени удержания энергии:

1 —  $\tau_E/\tau_{ii} = 1$ ; 2 — 3; 3 — 10; 4 — 50; 5 — 100

Результаты расчета коэффициента усиления  $Q$  при различных значениях параметра  $\tau_E/\tau_{ii}$  представлены на рис. 1. Параметр  $\tau_E/\tau_{ii}$  зависит от типа и конструктивных особенностей ловушки и может достигать большого значения при снижении потерь плазмы вдоль открытых силовых линий. Отметим, что при увеличении  $\tau_E/\tau_{ii}$  температура, соответствующая максимуму усиления, снижается. Усиления  $Q \approx 0.2-1$  можно достичь при  $\tau_E/\tau_{ii} \approx 50 \dots 100$  и температурах более 20 кэВ.

**Устойчивость стационарных режимов.** Проблема тепловой устойчивости стационарного термоядерного горения заключается в том, что при определенных условиях могут реализовываться режимы нагрева, в которых стационарное состояние неустойчиво, т. е. малые отклонения параметров могут неограниченно нарастать. Данный вопрос является важным для альтернативных систем термоядерного синтеза, режимы нагрева которых не так хорошо изучены в отличие от токамаков. Для систем с низкими  $Q$  показано, что область устойчивости существенно расширяется при снижении  $Q$  [12].

Для расчета представим время удержания энергии в виде степенной зависимости от концентрации и температуры (скейлинга)

$$\tau_E \sim (n/n_0)^{b_n} (T/T_0)^{b_T}, \quad (5)$$

где  $n_0$  и  $T_0$  — значения концентрации и температуры в стационарном рабочем режиме;  $n$  и  $T$  — значения концентрации и температуры с учетом вариаций;  $b_n$  и  $b_T$  — показатели степени.

При высоких температурах ( $T > 10$  кэВ) в пределе  $Q \rightarrow \infty$  термоядерное горение устойчиво при  $b_n < -1$ ,  $b_T < -1$ . Для случая  $Q \ll 1$  область устойчивых режимов существенно изменяется:  $b_n < 1$ ,  $b_T < 1$ .

В стационарном режиме необходимая мощность внешнего нагрева составляет

$$P_{ext} = \frac{W_{th}}{\tau_E} + P_b + P_s - (1-f)(P_{fus} - P_n). \quad (6)$$

Для того чтобы стационарная точка была устойчивой, необходимо, чтобы потери возрастали с увеличением температуры. В простой открытой ловушке в кинетическом режиме при доминировании продольных потерь время удержания энергии описывается классическим законом  $\tau_E \sim n^{-1}T^{3/2}$ , т. е.  $b_n = -1$ ,  $b_T = 3/2$ . Степень  $b_T > 1$ , поэтому тепловое состояние неустойчиво. Как показал анализ, в режимах доминирующих поперечных турбулентных потерь удержание энергии описывается скейлингом с  $b_T < -1$  [13].

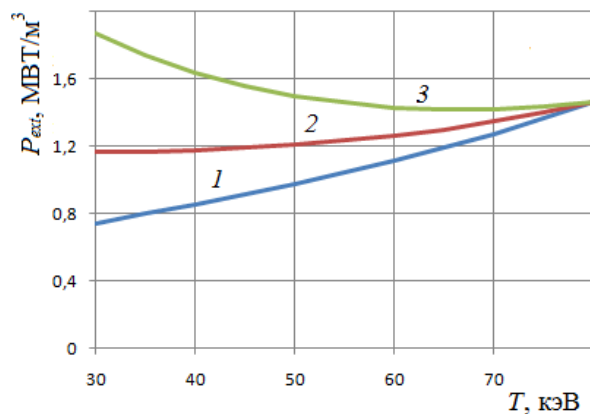
Рассмотрим закон удержания в виде

$$\tau_E = \text{const } \tau_{ii}(T_0, n_0)(T/T_0)^{b_T}, \quad (7)$$

где в номинальном режиме с  $T_0 = 80$  кэВ отношение  $\tau_E/\tau_{ii} \approx 30$ .

При этом концентрации компонентов плазмы принимаются постоянными и не зависящими от температуры. Результаты расчета требуемой мощности

внешнего нагрева при различных значениях параметра  $b_T$  приведены на рис. 2. По характеру кривых видно, что в этом случае для устойчивости необходимо выполнение условий  $b_T < 1$  при  $T > 30$  кэВ и  $b_T < 1,5$  при  $T = 70 \dots 80$  кэВ.



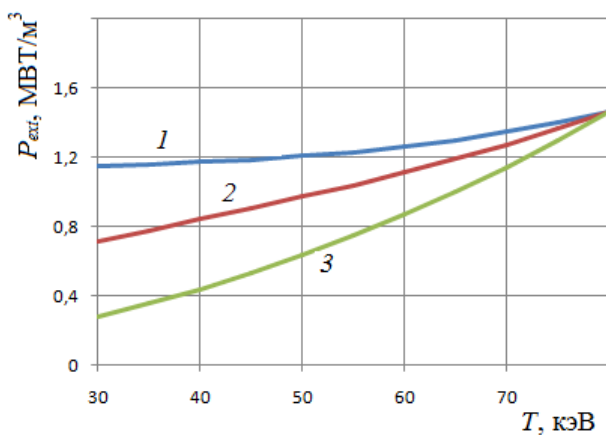
**Рис. 2.** Необходимая мощность нагрева в зависимости от температуры при различных показателях степени  $b_T$ :

$$1 - b_T = 0,5; 2 - 1; 3 - 1,5$$

Рассмотрим другой случай, в котором концентрация связана с температурой зависимостью

$$n = n_0 (T / T_0)^{c_n}. \quad (8)$$

При этом примем, что время удержания описывается классическим скейлингом ( $b_n = -1$ ,  $b_T = 3/2$ ). Результаты расчета требуемой мощности нагрева при различных значениях параметра  $b_n$  приведены на рис. 3. В этом случае для обеспечения устойчивости, например, при  $T \approx 30$  кэВ, необходимо выполнение условия  $b_n > 0,25$ .



**Рис. 3.** Необходимая мощность нагрева в зависимости от температуры при различных показателях степени  $b_n$ :

$$1 - b_n = 0,25; 2 - 0,5; 3 - 1$$

**Моделирование нагрева в современном эксперименте.** В современных экспериментах на установке ГДЛ были достигнуты значения температуры  $T \approx 1$  кэВ [2]. При таких значениях температуры происходит переход из газодинамического режима удержания плазмы в кинетический. Примем предполагаемую температуру перехода между режимами  $T^* = 1$  кэВ. Рассмотрим тепловую устойчивость стационарного режима с  $T_0 = 1$  кэВ. Концентрацию считаем постоянной величиной.

Отметим, что максимальная температура плазмы ограничена, в частности, условием магнитогиродинамической устойчивости: отношение  $\beta$  давления плазмы к магнитному давлению не может быть больше 0,6 [1].

Время удержания энергии в различных режимах имеет разный характер зависимости от температуры. В газодинамическом режиме оно пропорционально  $T^{-0.5}$  ( $b_T = -1/2$ ), в кинетическом режиме — пропорционально  $T^{-0.5}$  ( $b_T = 3/2$ ). Модельный вид зависимости времени удержания энергии от температуры показан на рис. 4. Необходимую мощность нагрева можно вычислить из уравнения баланса энергии (6). Зависимость мощности нагрева представлена на рис. 5.

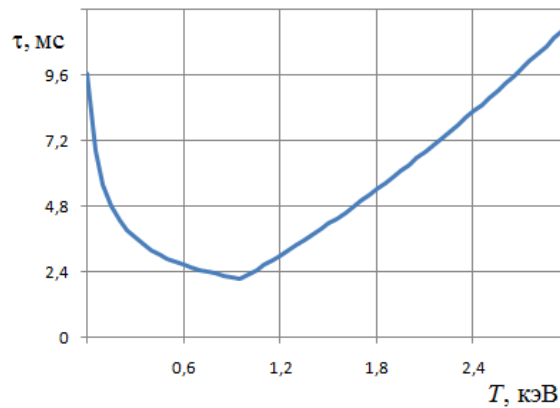


Рис. 4. Время удержания в зависимости от температуры

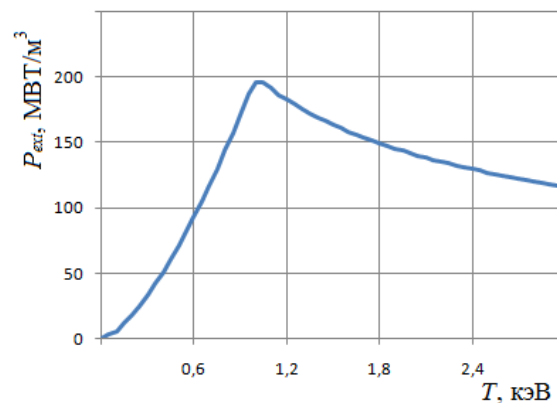


Рис. 5. Необходимая мощность нагрева в зависимости от температуры

На рис. 6 представлены решения дифференциального уравнения (1) при различных значениях мощности нагрева, иллюстрирующие влияние вариаций нагрева. При превышении мощности нагрева требуемого значения рост температуры ограничивается величиной  $T = 1,2$  кэВ, что соответствует достижению предельно допустимого давления ( $\beta = 0,6$ ). При уменьшении мощности нагрева на 5 % по сравнению с требуемой температура плазмы в стационарном режиме на 0,03 кэВ меньше номинального значения  $T_0 = 1$  кэВ.

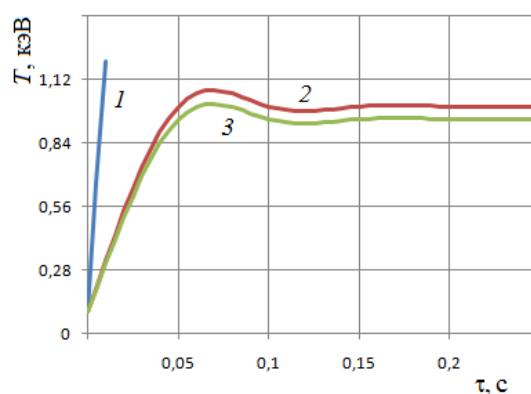


Рис. 6. Эволюция температуры при вариациях мощности нагрева:

1 — 105 % номинальной; 2 — номинальная; 3 — 95 % номинальной

**Заключение.** Результаты расчета показали, что в условиях открытой ловушки существует проблема получения высоких температур при переходе удержания плазмы из газодинамического (столкновительного) режима в кинетический (бесстолкновительный). В современных экспериментах температуры достигают значений, характерных для кинетического режима. Несмотря на то что классический закон удержания энергии в бесстолкновительном кинетическом режиме не отвечает условиям тепловой устойчивости, получение более высоких температур возможно. Чтобы достичь этого, во-первых, необходимо обеспечить значения магнитного поля, допускающие запас по максимальному давлению плазмы. Во-вторых, при достижении высоких температур интенсифицируются процессы турбулентного переноса частиц и энергии, которым соответствуют устойчивые законы удержания энергии.

## Литература

- [1] Ivanov A.A., Prikhodko V.V. Gas dynamic trap: experimental results and future prospects. *Phys.-Usp.*, 2017, vol. 60, no. 5, pp. 509–532. DOI: 10.3367/UFNe.2016.09.037967 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3367/UFNe.2016.09.037967>
- [2] Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., et al. Threefold increase of the bulk electron temperature of plasma discharges in a magnetic mirror device. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, vol. 114, no. 20, art. 205001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.205001 URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.205001>

- 
- [3] Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. *Fusion Eng. Des.*, 2004, vol. 70, no. 1, pp. 13–33. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2003.08.002 URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379603004198>
- [4] Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Energy production in ambipolar reactors with D–T, D–3He, and D–D fuel cycles. *Tech. Phys. Letters*, 2000, vol. 26, no. 11, pp. 964–966. URL: 10.1134/1.1329685 DOI: <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1329685>
- [5] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Comparison of tandem mirror reactors using D–T, alternative D–3He and catalyzed D–D fuel cycles. *Fusion Sci. Technol.*, 2001, vol. 39, no. 2T, pp. 402–405. DOI: 10.13182/FST01-A11963490 URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST01-A11963490>
- [6] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Analysis of D-3He/catalyzed D–D plasma as a source of fusion power. *Fusion Sci. Technol.*, 2001, vol. 39, no. 1T, pp. 406–409. DOI: 10.13182/FST01-A11963491 URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST01-A11963491>
- [7] Stott P.E. The feasibility of using D-3He and D–D fusion fuels. *Plasma Phys. Controll. Fusion*, 2005, vol. 47, no. 8, pp. 1305–1338. DOI: 10.1088/0741-3335/47/8/011 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/47/8/011>
- [8] Чирков А.Ю., Федюнин Д.Е. Возможные параметры нейтронного источника на основе токамака с наработкой трития в дейтериевой плазме. *Инженерная физика*, 2018, № 12, с. 12–18.
- [9] Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field. *J. Fusion Energ.*, 2013, vol. 32, no. 2, pp. 208–214. DOI: 10.1007/s10894-012-9554-0 URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10894-012-9554-0>
- [10] Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, no. 4, pp. 611–631. DOI: 10.1088/0029-5515/32/4/I07 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/32/4/I07>
- [11] Kukushkin A.B., Minashin P.V., Neverov V.S. Electron cyclotron power losses in fusion reactor-grade tokamaks: scaling laws for spatial profile and power loss. 22nd IAEA Fusion Energy Conf., 2008, art. TH/P3-10.
- [12] Svetlov A.S., Chirkov A.Yu. Тепловая устойчивость термоядерной плазмы при различных моделях удержания энергии. *Прикладная физика*, 2016, № 2, с. 25–28.
- [13] Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma. *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, no. 11, art. 113027. DOI: 10.1088/0029-5515/55/11/113027 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/55/11/113027>

**Федюнин Дмитрий Евгеньевич** — студент кафедры «Теплофизика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

**Научный руководитель** — Чирков Алексей Юрьевич, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой «Теплофизика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.



## THE PROBLEM OF HEATING THE THERMONUCLEAR PLASMA AT THE TRANSITION FROM THE GAS-DYNAMIC MODE TO THE KINETIC

D.E. Fedyunin

fedyunin24@mail.ru  
SPIN-code: 6406-5167

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

---

### Abstract

The parameters were calculated of plasma in an open magnetic trap, which is a convenient system for modeling the processes occurring in a thermonuclear plasma. The process is considered of modeling plasma heating scenarios, the stability of quasistationary regimes and power control methods are shown. The results of calculations of the heating dynamics indicate the need for a coordinated control of the supply of energy and matter into the plasma. The features of various retention modes at relatively low and high temperatures are investigated. The boundaries of stable regimes region are shown. Plasma heating in a modern experiment is analyzed. The results of the work can be used in optimizing the parameters of existing systems, designing modernized heating systems, as well as in developing conceptual designs for fusion power systems.

### Keywords

Plasma, open trap, retention modes, thermal stability, high temperatures, turbulent transport, plasma pressure, stationary heating

Received 29.05.2019

© Bauman Moscow State Technical University, 2019

---

### References

- [1] Ivanov A.A., Prikhodko V.V. Gas dynamic trap: experimental results and future prospects. *Phys.-Usp.*, 2017, vol. 60, no. 5, pp. 509–532. DOI: 10.3367/UFNe.2016.09.037967 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.3367/UFNe.2016.09.037967>
- [2] Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., et al. Threefold increase of the bulk electron temperature of plasma discharges in a magnetic mirror device. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, vol. 114, no. 20, art. 205001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.205001 URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.205001>
- [3] Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. *Fusion Eng. Des.*, 2004, vol. 70, no. 1, pp. 13–33. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2003.08.002 URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379603004198>
- [4] Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Energy production in ambipolar reactors with D–T, D–<sup>3</sup>He, and D–D fuel cycles. *Tech. Phys. Letters*, 2000, vol. 26, no. 11, pp. 964–966. URL: 10.1134/1.1329685 DOI: <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1329685>
- [5] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Comparison of tandem mirror reactors using D–T, alternative D–<sup>3</sup>He and catalyzed D–D fuel cycles. *Fusion Sci. Technol.*, 2001, vol. 39, no. 2T, pp. 402–405. DOI: 10.13182/FST01-A11963490 URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST01-A11963490>
- [6] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Analysis of D–<sup>3</sup>He/catalyzed D–D plasma as a source of fusion power. *Fusion Sci. Technol.*, 2001, vol. 39, no. 1T, pp. 406–409. DOI: 10.13182/FST01-A11963491 URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST01-A11963491>

- 
- [7] Stott P.E. The feasibility of using D-<sup>3</sup>He and D-D fusion fuels. *Plasma Phys. Controll. Fusion*, 2005, vol. 47, no. 8, pp. 1305–1338. DOI: 10.1088/0741-3335/47/8/011 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/47/8/011>
- [8] Chirkov A.Yu., Fedyunin D.E. Possible parameters of neutron source based on tokamak with tritium operation in a deuterium plasma. *Inzhenernaya fizika* [Engineering Physics], 2018, no. 12, pp. 12–18. (in Russ.).
- [9] Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field. *J. Fusion Energ.*, 2013, vol. 32, no. 2, pp. 208–214. DOI: 10.1007/s10894-012-9554-0 URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10894-012-9554-0>
- [10] Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, no. 4, pp. 611–631. DOI: 10.1088/0029-5515/32/4/I07 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/32/4/I07>
- [11] Kukushkin A.B., Minashin P.V., Neverov V.S. Electron cyclotron power losses in fusion reactor-grade tokamaks: scaling laws for spatial profile and power loss. *22<sup>nd</sup> IAEA Fusion Energy Conf.*, 2008, art. TH/P3-10.
- [12] Svetlov A.S., Chirkov A.Yu. Fusion plasma thermal stability at different energy confinement scaling laws. *Prikladnaya fizika* [Applied Physics], 2016, no. 2, pp. 25–28 (in Russ.).
- [13] Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma. *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, no. 11, art. 113027. DOI: 10.1088/0029-5515/55/11/113027 URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/55/11/113027>

**Fedyunin D.E.** — Student, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University, Russian Federation.

**Scientific advisor** — Chirkov A.Yu., Dr. Sc. (Phys. and Math.), Head of Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University, Russian Federation.