УДК 533.9
DOI: https://doi.org/10.26583/npe.2025.4.01
Оригинальная статья / Original paper

Разработка комплекса программных средств на основе приближения эффективного радиуса для моделирования кинетики процессов в перспективных термоядерных реакторах с D-^{3}He-топливом

А.И. Годес, О.В. Кондрашов, Д.В. Федоров, В.Л. Шаблов

ИАТЭ НИЯУ МИФИ,
249039 Россия, Калужская обл., г. Обнинск, Студгородок, д. 1

Реферат. Статья посвящена развитию альтернативной концепции топливного цикла термоядерных реакторов с магнитным удержанием плазмы, использующих D-^{3}He-топливо, обращение к которому, как считается, позволит решить ключевые проблемы устройств с традиционным D-T-топливом: необходимость обращения с радиоактивным тритием и так называемую проблему первой стенки, возникающую из-за интенсивного потока высокоэнергетичных нейтронов из ТЯР. В этой связи возникают задачи повышения точности предсказания характеристик малорадиоактивного D-^{3}He-топливного цикла ТЯР с магнитным удержанием плазмы и определения путей повышения эффективности их функционирования с учетом особенностей D-^{3}He-топлива: более высокие температуры реализации, как следствие, более высокие потери на тормозное и магнитотормозное излучения и использование магнитных конфигураций с высоким значением параметра β (β – отношение газокинетического давления плазмы к магнитному давлению). Для решения обозначенной проблемы необходимо располагать комплексом расчетно-теоретических подходов к моделированию процессов в плазме и детальному описанию энергетического баланса плазмы, основанных на современных данных по скоростям термоядерных реакций и корректном описании энергетических потерь на тормозное и магнитотормозное излучения. Излагается комплекс программных средств для расчета скоростей основных термоядерных реакций, базирующийся на приближении эффективного радиуса, аналитических параметризаций потерь на оба вида излучения с учетом релятивистских эффектов и для моделирования кинетики протекающих в плазме процессов в сочетании с определением параметров критерия Лоусона и тройного критерия Лоусона для различных режимов использования D-^{3}He-топлива.

Ключевые слова: управляемый термоядерный синтез, скорости термоядерных реакций, приближение эффективного радиуса, моделирование процессов в D-^{3}He-плазме.

Для цитирования: Годес А.И., Кондрашов О.В., Федоров Д.В., Шаблов В.Л. Разработка комплекса программных средств на основе приближения эффективного радиуса

для моделирования кинетики процессов в перспективных термоядерных реакторах с D-^{3}He-топливом. *Известия вузов. Ядерная энергетика*. 2025;4:6–18. DOI: https://doi.org/10.26583/npe.2025.4.01

Введение

Перспективы практической реализации управляемого термоядерного синтеза на современном этапе термоядерных исследований по-прежнему связаны с D-T-топливным циклом в устройствах с магнитным удержанием плазмы в реакторах-токамаках и стеллараторах, причем первые из них на данный момент являются наиболее продвинутыми и перспективными [1]. Флагманом этого направления является международный проект ITER, однако ввиду нарастающих технических сложностей его запуск, а вместе с ним и возможное начало эры практического использования термоядерной энергии ожидаются после 2050 г. Это обстоятельство, как и поиски путей преодоления известных недостатков D-T-топливного цикла, среди которых необходимость наработки трития и так называемая проблема первой стенки, привели к разработке и обоснованию альтернативных термоядерных систем [2], к числу которых относятся термоядерные реакторы на D-^{3}He-топливе.

Достоинствами D-^{3}He-топливного цикла являются

• существенно более низкий по сравнению с D-T-топливным циклом удельный поток нейтронов (при одной и той же концентрации плазмы, но различных температурах реализации, отвечающих тройным критериям Лоусона этих циклов), по причине чего D-^{3}He-топливо часто называют малонейтронным или малорадиоактивным;

• более высокое удельное энерговыделение. В D-^{3}He-реакторе большая часть термоядерной энергии выделяется в заряженных частицах, тогда как в реакторе с эквимолярным D-T-топливом 80% энергии уносится нейтронами; это обстоятельство указывает на возможность конструирования реакторов меньших размеров по сравнению с D-T-реакторами той же мощности.

Перечислим основные недостатки D-^{3}He-топливного цикла.

• Более высокая температура реализации. Однако, если ориентироваться на целевой параметр функционирования ТЯР в виде тройного критерия Лоусона [1], то эта температура лежит в диапазоне 40 – 70 кэВ в зависимости от режимов использования топлива [3 – 6], что существенно ниже прежних температур, относящихся к критерию Лоусона, в районе 105 – 120 кэВ и уже сравнимо с температурой тройного критерия Лоусона для D-T-реакторов $T \geq 10^8$ К [1] или по оценке, приведенной в работе [3], $T = 14$ кэВ.

• Более высокие потери на тормозное и магнитотормозное излучения, минимизация второго из которых является одной из ключевых задач в обосновании возможностей практической реализации D-^{3}He-концепции. Пути решения этой задачи известны: увеличение размеров реактора в сочетании с использованием отражателей [7 – 11] и (или) использование устройств магнитного удержания плазмы с высоким, т.е. близким к единице, значением параметра β [2].

• Практическое отсутствие запасов легкого изотопа гелия ^{3}He на Земле, так что в настоящее время для практических целей, например, криогеники, его получают из

β-распада трития. Эта проблема тоже имеет известные пути решения: добыча ^{3}He на Луне, обладающей большими запасами этого изотопа, его производство в D-D-реакторах, реализация режимов работы с самообеспечением ^{3}He [2, 4 – 6]. Кроме того открывается новый способ получения ^{3}He – из обычного гелия, производство которого в масштабах до 60 млн м^3 в год недавно начато на дочернем предприятии «Газпрома» – Амурском газоперерабатывающем заводе. Известно, что содержание ^{3}He в обычном гелии составляет $1.37 \cdot 10^{-6}$ (1.37 атомов ^{3}He на миллион атомов ^{4}He). В 2020 г. дочернее предприятие Госкорпорации «Росатом» «Криогенмаш» разработало и запатентовало новую технологию извлечения ^{3}He и создало специальную установку по извлечению ^{3}He из жидкого гелия с эффективностью 99,9%.

В течение нескольких последних десятилетий было выполнено большое количество расчетных исследований по определению ключевого параметра установок управляемого термоядерного синтеза – критерия Лоусона. Однако эту работу еще нельзя считать завершенной. Проведенные исследования либо базируются на устаревших данных по скоростям реакций, либо рассматривают упрощенные модели типа некатализированного D-D-цикла, либо не учитывают особенности D-^{3}He-цикла (существенно более высокие температуры реализации требуют описания потерь на тормозное и магнитотормозное излучения с учетом релятивистских эффектов, что не всегда делается). В настоящее время ключевой характеристикой процесса управляемого термоядерного синтеза считается тройной критерий Лоусона, однако работ по его определению для D-^{3}He-топливного цикла очень мало и лишь в единичных работах рассматривается этот критерий для полностью катализированного режима работы ТЯР с самообеспечением ^{3}He. Таким образом, актуальной остается задача повышения точности предсказания характеристик малорадиоактивного D-^{3}He-топливного цикла термоядерных реакторов с магнитным удержанием плазмы, что может быть достигнуто на основе комплекса усовершенствованных методов и алгоритмов моделирования процессов в плазме, изложению содержания которого и посвящена настоящая статья. Комплексность предлагаемого подхода заключается в детальном описании энергетического баланса плазмы, основанном на современных данных по скоростям термоядерных реакций, и на корректном (с учетом при необходимости релятивистских эффектов) описании энергетических потерь на тормозное и магнитотормозное излучения. На основе решений уравнений кинетики процессов в изотермической плазме предоставится возможность исследовать ее параметры для трех топливных ионов D, ^{3}He и T с учетом возможной подпитки ^{3}He и ионов примесей – p и ^{4}He, удаляемых из зоны реакции, для полностью катализированного D-D-цикла и цикла с самообеспечением ^{3}He. Как следствие, предлагаемый подход позволит проводить комплексные многовариантные расчеты критерия Лоусона и тройного критерия Лоусона для обоих циклов в зависимости от коэффициента усиления Q термоядерного реактора, параметра β, аспектного отношения реактора-токамака и характеристик отражателей магнитотормозного излучения.

Определение температурной зависимости скоростей основных термоядерных реакций на основе приближения эффективного радиуса (ПЭР)

Как известно, скорости термоядерных реакций относятся к числу ключевых параметров, необходимых для корректного описания кинетических процессов в устройствах термоядерного синтеза и определения целевых параметров этих устройств – критерия Лоусона и тройного критерия Лоусона. Помимо этого скорости реакций с образованием нейтронов необходимы для нейтронной диагностики плазмы [11]. По этой причине начиная с 1950-х гг. прошлого века было разработано большое количество параметризаций скоростей термоядерных реакций, отличающихся как методической основой, так и использовавшимся экспериментальным материалом. В настоящее время наиболее комплексными и надежными считаются экспериментальные данные, систематизированные в библиотеках NACRE II [12] и EXFOR [13]. Краткий обзор подходов к определению скоростей термоядерных реакций приведен в работе [6]. В представляемой статье для определения скоростей основных термоядерных реакций используется безмодельный подход к изучению околопороговых, в том числе резонансных, ядерных реакций с заряженными частицами – приближение эффективного радиуса (приближение Ландау – Смородинского – Бете) [14, 15]. Для определения скоростей термоядерных реакций ПЭР было впервые последовательно применено в работе [6] на примере реакции $D + {}^3He \rightarrow p + {}^4He$, по скоростям которой в литературе имелись значительные расхождения. В настоящей работе параметры приближения эффективного радиуса для скорости этой реакции будут уточнены для наиболее интересного для термоядерных исследований диапазона температур 10–30 кэВ, а также в этом диапазоне разработаны параметризации скоростей реакций $D + T \rightarrow n + {}^4He$ и обоих каналов реакции синтеза D-D. ПЭР базируется на аналитической параметризации астрофизического фактора реакции $S(E)$, задаваемого в относительно простом аналитическом виде и использующем, как правило, шесть параметров. На следующем этапе скорости реакции находятся путем усреднения $S(E)$ по распределению Максвелла, что представляет несложную вычислительную процедуру, не требующую заметных временных затрат. Получаемые в итоге результаты, как будет показано далее, хорошо согласуются с данными базы NACRE II, которые в настоящее время считаются наиболее корректно описывающими имеющийся объем экспериментальных данных, однако они более удобны при практическом применении – данные NACRE II приводятся в табличном виде и в ожидаемой области температур критерия Лоусона с довольно большим шагом, что затрудняет проведение детальных расчетов.

Основные положения ПЭР были изложены ранее в работе [6]. Сечение реакции термоядерного синтеза имеет вид [16]

$$\sigma_r(E) = \frac{\pi}{k^2}\left(1 - e^{-2\mathrm{Im}\delta_0(k)}\right), \qquad (1)$$

где $\delta_0(k)$ – ядерно-кулоновский фазовый сдвиг в упругом канале, который при наличии неупругих процессов становится комплексным [16]. В рамках приближения эффективного радиуса выражение (1) приводится к виду [6]

$$\sigma_r(E) = g\frac{4\pi}{3k^2}\frac{\beta(k)D(k)}{\left(\alpha(k)-2h(k)\right)^2+\left(\beta(k)+D(k)\right)^2}. \quad (2)$$

В (2) использованы следующие обозначения: $D(k) = 2\pi/(e^{2\pi\eta} - 1)$ – проницаемость кулоновского барьера; η – кулоновский параметр или параметр Зоммерфельда:

$$\eta = \eta(k) = \frac{Z_1Z_2e^2m_r}{\hbar^2k} = \frac{1}{ka_c}, \quad a_c = \frac{\hbar^2}{Z_1Z_2e^2m_r}, \quad (3)$$

a_c – боровский радиус для пары синтезирующихся ядер с приведенной массой m_r; $h(k) = \mathrm{Re}\psi(i\eta) - \ln\eta = \mathrm{Re}\psi(i/ka_c) + \ln ka_c$; $\psi(z)$ – логарифмическая производная гамма-функции или ψ-функция. Параметры $\alpha(k)$ и $\beta(k)$ задают ядерно-кулоновский кулоновский сдвиг $\delta_0(k)$ с помощью соотношения [14, 15]

$$\frac{1}{a_c}D(k)\mathrm{ctg}\,\delta_0(k)+\frac{2}{a_c}h(k) = -\frac{1}{a_0}+\frac{1}{2}r_0k^2 = \frac{1}{a_c}\left(\alpha(k)-i\cdot\beta(k)\right), \quad (4)$$

где a_0 – длина рассеяния; r_0 – эффективный радиус, так что $\alpha(k) - i\beta(k) = \alpha_0 + \alpha_1a_c^2k^2 - i(\beta_0 + \beta_1a_c^2k^2)$ с безразмерными параметрами α_0, α_1, β_0, β_1. Формула (4) есть приближение Ландау – Смородинского – Бете, причем в (4) учтено, что вследствие комплексного характера $\delta_0(k)$ длина рассеяния и эффективный радиус также становятся комплексными, а величина $\beta(k)$ положительна, что связано со знаком мнимой части $\delta_0(k)$. В общем случае в функциях $\alpha(k)$ и $\beta(k)$ можно учесть члены с k^4 и k^6, коэффициенты перед которыми пропорциональны параметрам формы потенциала. В формуле (2) учтен спиновый множитель $g = (2J+1)/[(2S_1+1)(2S_2+1)]$, в случае реакций $D+T\to n+{}^4He$ и $D+{}^3He\to p+{}^4He$, равный 2/3.

В таблице 1 приведены параметры ПЭР для 4-х основных термоядерных реакций, обеспечивающие наилучшее согласие с данными NACRE II при определении температурной зависимости скоростей реакций в диапазоне энергий 10 – 130 кэВ. Отметим, что в случае реакции D-D-синтеза ПЭР способно определить только полное неупругое

Таблица 1

Параметры приближения эффективного радиуса для четырех термоядерных реакций

Коэффициент	$D+{}^3He\to p+{}^4He$	$D+T\to n+{}^4He$	$D+D\to n+{}^3He$	$D+D\to p+T$
	1	2	3	4
α_0	0.224115	0.333695	11.075762	4.9184
α_1	0.123874	0.052017	0.138683	–0.12453
α_2	0.0048111	–0.00063	–0.00134	0.000445
β_0	0.032666	0.172543	0.736568	0.15122
β_1	0.00289	0.00596	0.068227	–0.01266
β_2	0.0006677	0.000243	0.000073	0.000402

сечение, так что в этом случае применение ПЭР следует рассматривать как удобную параметризацию сечений и скоростей реакций $D+D \rightarrow n+{}^3He$ и $D+D \rightarrow p+T$.

В приведенной таблице учтены параметры формы потенциала, о которых говорилось выше. Качество разработанных параметризаций иллюстрируют рис. 1, 2. Отметим, что в случае реакций 2 – 4 параметризации работы [11] ограничены диапазоном температур до 100 кэВ, параметризации [17] для реакций 3 – 4 согласуются с NACRE II только в области температур ниже 50 кэВ.

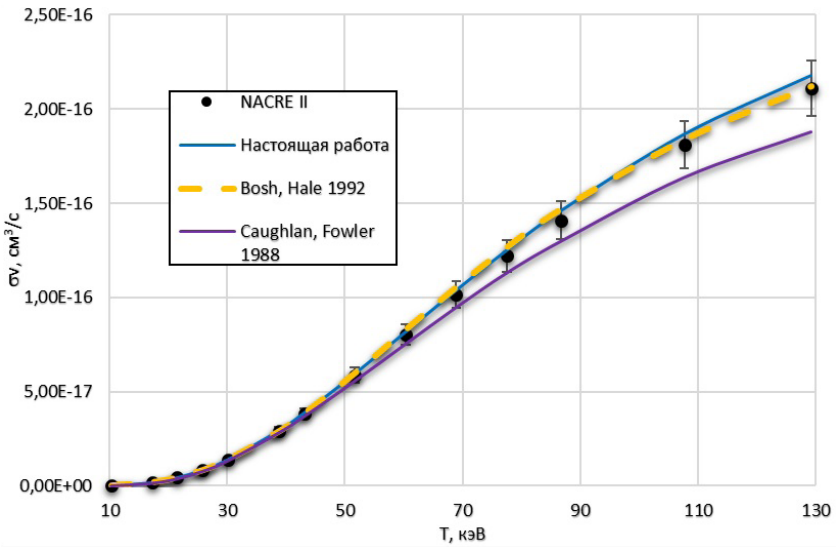

Рис. 1. Зависимость скорости реакции $D+{}^3He \rightarrow p+{}^4He$ от температуры

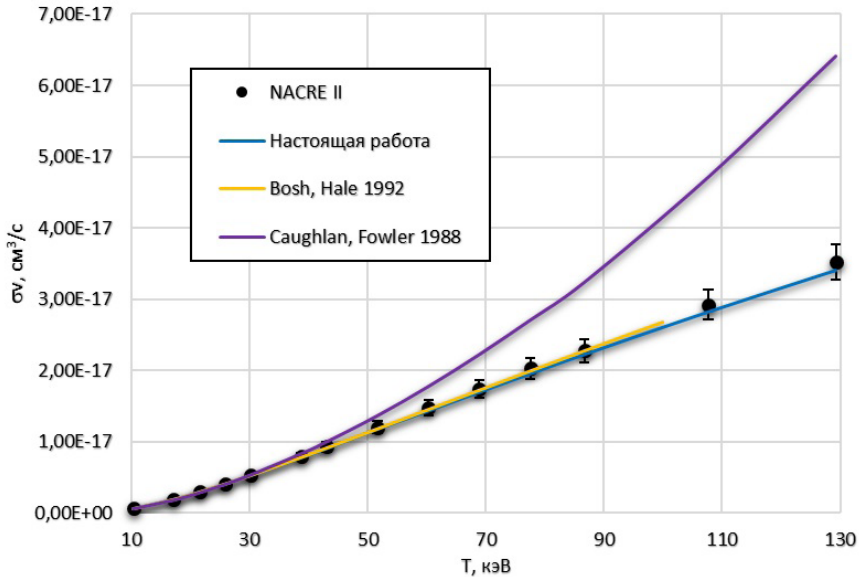

Рис. 2. Зависимость скорости реакции $D+D \rightarrow n+{}^3He$ от температуры

Параметризации энергетических потерь на тормозное и магнитотормозное излучения. Кинетика термоядерной плазмы и определение тройного критерия Лоусона

Для описания энергетических потерь на тормозное излучение используется параметризация из работы [18], в которой учтены релятивистские поправки для тормозного излучения как электронов на ионах плазмы, так и электронов на электронах.

Для описания магнитотормозного излучения используется параметризация Трубникова [8] с учетом релятивистской поправки [10, 19]. При этом мы исходим из традиционной модели изотермической плазмы постоянной плотности. Вопросы профилирования температуры и плотности плазмы [9, 20] на данном этапе не рассматривались, это планируется осуществить на следующем этапе исследований. Указанная параметризация потерь на магнитотормозное излучение имеет вид

$$P_c = 3.12\cdot 10^{-16}\langle Z\rangle\frac{1+\langle Z\rangle}{2\beta}T^2F(T)\Phi(t)n_i^2 = A_c\cdot n_i^2, \qquad (5)$$

где температура измеряется в кэВ, концентрация ионов n_i – в см$^{-3}$. В (5) использованы следующие обозначения: $\langle Z\rangle = \Sigma Z_j n_j/\Sigma n_j$ – средний заряд ионов; Z_j – заряд ионов j-го типа с концентрацией n_{ij}; $\beta = 2\mu_0 p/B_0^2$ – отношение газокинетического давления плазмы $p = (1 + \langle Z\rangle)n_iT$ к магнитному давлению $B_0^2/2\mu_0$; μ_0 – магнитная постоянная; B_0 – индукция внешнего магнитного поля; $F(T) = K_3(m_ec^2/T)/K_2(m_ec^2/T)$ – релятивистская поправка для магнитотормозного излучения [10, 19], график которой приведен на рис. 3; $K_j(Z)$, $j = 2, 3$ – функция Макдональда; $\Phi(t)$ – универсальный коэффициент Трубникова выхода магнитотормозного излучения из плазменного сгустка или форм-фактор, выбранный в виде

$$\Phi(t) = \Phi_{7/4}(t) = 120\frac{t^{7/4}}{\sqrt{2.13\cdot 10^{-3}a^*}}\left(\frac{T\left(1+\langle Z\rangle\right)}{2\beta\langle Z\rangle n_e\left(\text{см}^{-3}\right)}\right)^{1/4}, \quad a^* = \frac{a}{(1-r)(1+\chi)}, \qquad (6)$$

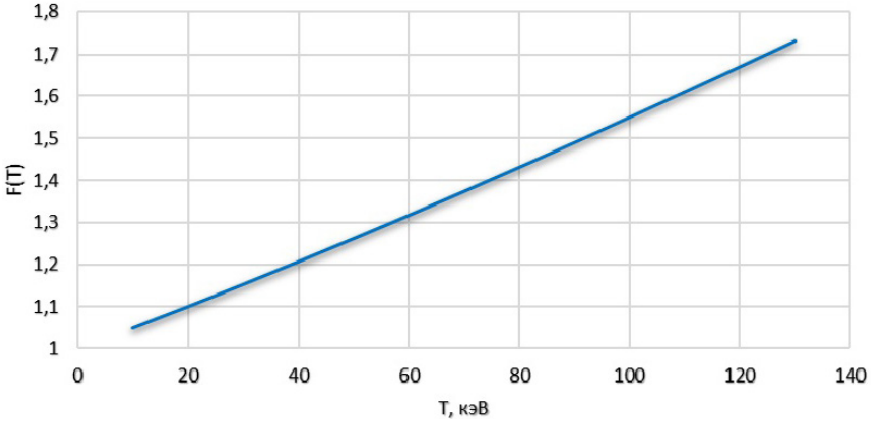

Рис. 3. Зависимость функции $F(T)$ от температуры

где r – коэффициент отражения магнитотормозного излучения; a – характерный размер плазменного сгустка; χ – параметр неоднородности, который для тора радиусом R и радиусом a образующей его окружности равен

$$\chi = \frac{2a}{R}\frac{1}{\sqrt{2\pi t}}, \quad t = \frac{T}{m_e c^2}. \tag{7}$$

Параметризация (5)–(6) применима при выполнении условия $\Phi_{7/4} \ll 1$, а ее точность в интересующей области температур 10 – 100 кэВ – на уровне 20 – 30% [8].

Для расчета кинетики протекающих в плазме процессов используются уравнения, приведенные в работах [4, 6]. При их формулировании предполагалась реализация режима работы ТЯР с полностью катализированным D-D-циклом, когда образующиеся в D-D-реакциях ионы ^{3}He и T полностью сгорают в плазме [9]. Одно из этих уравнений, следствием которого является значение равновесной концентрации ^{3}He в режиме самообеспечения ^{3}He, записывается в виде

$$\frac{dn_{\mathrm{He}}}{dt} = -\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{DHe}\to\mathrm{p}\alpha} n_{\mathrm{D}} n_{\mathrm{He}} + 0.5\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{DD}\to\mathrm{nHe}} n_{\mathrm{D}}{}^2 = 0,$$
$$n_{\mathrm{He}} = \frac{0.5\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{DD}\to\mathrm{nHe}}}{\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{DHe}\to\mathrm{p}\alpha}} n_{\mathrm{D}} = \gamma_{\mathrm{He}} n_{\mathrm{D}}. \tag{8}$$

Тройной критерий Лоусона как минимум тройного произведения $n_i\tau T$ определялся по традиционной формуле

$$n_i\tau T = \frac{1.5\left(1+\langle Z\rangle\right)T^2}{\left(f_c + Q^{-1}\right)A_f - A_{br\ e-i} - A_{br\ e-e} - A_c}. \tag{9}$$

В (9) использованы следующие обозначения: A_f – удельная объемная мощность реакций синтеза, задаваемая выражением $A_f = \Sigma_{kj,rs}\langle\sigma v\rangle_{kj\to rs} Q_{kj\to rs} a_k a_j$, где $Q_{kj\to rs}$ – энергетический выход экзотермической реакции с образованием ионов типов r и s (в кэВ) (в случае $k=j$ добавляется множитель 0.5); $a_k = n_k/n$ – относительная концентрация ионов типа k; $A_{br\ e\text{-}i}$ и $A_{br\ e\text{-}e}$ – удельные объемные мощности тормозного излучения электронов на ионах и электронов на электронах соответственно из работы [18]; A_c – удельная объемная мощность магнитотормозного излучения, задаваемая формулой (5); f_c – доля энергии синтеза, поглощаемая в плазме; Q – коэффициент усиления мощности. Тройной критерий Лоусона определяется для различных режимов использования D-^{3}He-топлива, в частности, для полностью катализированного D-D-цикла и цикла с самообеспечением ^{3}He. Для замыкания расчетной схемы, в которой управляющими параметрами являются величины n_{D} и δ, используется уравнение баланса ионов плазмы

$$\frac{n_{\mathrm{D}} + n_{\mathrm{He}} + n_{\mathrm{T}} + n_{\mathrm{p}} + n_\alpha + n_{imp}}{n_i} = \alpha + \alpha\gamma_{\mathrm{He}}\delta + \alpha\gamma_{\mathrm{T}} + \frac{n_{\mathrm{p}}}{n_i} + \frac{n_\alpha}{n_i} + \frac{n_{imp}}{n_i} = 1. \tag{10}$$

При этом предполагалось равенство времени удержания ионов «ядерной золы» (протонов и α-частиц), как и в работах [4, 6], приводящее к равенству $n_p = n_a$. Параметр γ_T в (10) определяет равновесную концентрацию трития (в пренебрежении его β-распадом):

$$\gamma_T = \frac{0.5\langle\sigma v\rangle_{DD\to pT}}{\langle\sigma v\rangle_{DT\to n\alpha}}. \qquad (11)$$

Величина n_{imp} задает концентрацию ионов примесей от внешних источников (отражателей магнитотормозного излучения и первой стенки ТЯР) [4, 9].

Заключение

В заключение приведем результаты расчетов тройного критерия Лоусона для реакторов-токамаков с различными параметрами для того, чтобы в полной мере показать основные возможности разработанного комплекса программных средств (табл. 2).

В таблице 2 приведены относительные концентрации топливных ионов D, ^{3}He и T, значения минимумов параметра $n_i\tau T$ в зависимости от параметров устройств для полностью катализированных режимов и параметра δ, задающего наличие подпитки ^{3}He или ее отсутствие: $n_{He} = \delta\gamma_{He}n_D$, так что в случае режима самообеспечения $\delta = 1$, а в режимах с подпиткой ^{3}He $\delta > 1$ [6]. При выполнении расчета для всех режимов работы концентрация электронов принималась равной 10^{14} см$^{-3}$, коэффициент усиления мощности $Q = \infty$, а концентрацией ионов возможных примесей пренебрегалось.

С учетом различия использованных моделей приведенные результаты в целом согласуются с результатами работ [4, 5, 9], в которых рассматривались реакторы-токамаки со схожими характеристиками, и демонстрируют теоретическую возможность осуществления термоядерного горения D-^{3}He-топлива в реакторе относительно

Таблица 2

Характеристики реакторов-токамаков на основе D-^{3}He-топлива

Основные параметры	1	2	3	4
β	0.5	1	0.5	1
a, м	2	2	3	2
R, м	3	3	4.5	3
r	0.65	0.92	0.65	0.92
B, Тл	2.27	1.77	2.40	1.83
δ	1	1	8.511	9.824
n_D/n_i	0.859	0.881	0.460	0.490
n_{He}/n_i	0.135	0.109	0.460	0.490
n_T/n_i	0.004	0.004	0.002	0.003
$(n_\alpha + n_p)/n_i$	0.002	0.006	0.078	0.017
$\langle Z\rangle$	1.14	1.11	1.50	1.50
T, кэВ	34	41	43	50
$n_i\tau T$, см$^{-3}$·кэВ·с	$3.76\cdot10^{17}$	$1.31\cdot10^{17}$	$5.41\cdot10^{17}$	$7.48\cdot10^{16}$

небольших размеров при относительно невысоких температурах плазмы (порядка 40 кэВ) с обычно рассматриваемыми значениями коэффициентов отражения и параметра β. Более широко возможности разработанного комплекса программных средств будут продемонстрированы в отдельной работе.

Финансирование

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 25-22-20058).

Литература

1. Велихов Е.П., Ильгисонис В.И. Перспективы термоядерных исследований. *Вестник Российской академии наук*. 2021;91(5):470–478. DOI: 10.31857/S0869587321050248

2. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017, 200 с.

3. Wurzel S.E., Hsu S.C. Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion. *Phys. Plasmas*. 2022;29:062103. DOI: https://doi.org/10.1063/5.0083990

4. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Low radioactivity D-^{3}He fusion fuel cycles with ^{3}He production. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2002;44(2):253. DOI: https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/2/308

5. Чирков А.Ю. О возможности использования D-^{3}He с наработкой ^{3}He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака. *Журнал технической физики*. 2006;76(9):51–54.

6. Годес А.И., Шаблов В.Л. Критерий Лоусона для различных сценариев использования D-^{3}He-топлива в термоядерных реакторах. *Известия вузов. Ядерная энергетика*. 2023;2:134–147. DOI: https://doi.org/10.26583/npe.2023.2.11

7. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. М.: Мир, 1971, 437 с.

8. Трубников Б.А. Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций. Вопросы теории плазмы. Выпуск 7. М.: Атомиздат, 1973, с. 274–300.

9. Stott P.E. The feasibility of using D – ^{3}He and D – D fusion fuels. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2005;47:1305–1338. DOI: https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/8/011

10. Albajar F., Bornatici M., Engelmann F. RAYTEC: a new code for electron cyclotron radiative transport modelling of fusion plasmas. *Nuclear Fusion*. 2009;49(11):115017. DOI:https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/11/115017

11. Bosch H.S., Hale G.M. Fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nuclear Fusion*. 1992;32(4):620–622.

12. Xu Y., Takahashi K., Goriely S., Arnould M., Ohta M., Utsunomiya H. NACRE II: an update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number A < 16. *Nuclear Physics* A. 2013;918:61–169. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.09.007

13. Zerkin V.V., Pritychenko B. The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*. 2018;888:31–43. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.045

14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974, 752 с.

15. Bethe H.A. Theory of the effective range in nuclear scattering. *Physical Review*. 1949;76(1):38–50.

16. Никитиу Ф. Фазовый анализ в физике сильных взаимодействий. М.: Мир, 1983, 416 с.

17. Caughlan G. R., Fowler W. A. Thermonuclear reaction rates V. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1988;40(2):283–334. DOI: https://doi.org/10.1016/0092-640X(88)90009-5

18. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Производство энергии в амбиполярных реакторах с D-T, D-^{3}He и D-D топливными циклами. *Письма в ЖЭТФ.* 2000;26(21):61–65.

19. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1963, 487 с.

20. Готт Ю.В., Юрченко Н.И. Влияние пространственного распределения параметров плазмы на работу термоядерного реактора. *Журнал технической физики*. 2022;22(12):1794–1802. DOI: https://doi.org/10.21883/JTF.2022.12.53746.135-22

Поступила в редакцию 04.08.2025
После доработки 01.10.2025
Принята к опубликованию 03.10.2025

Авторы
Годес Александр Игоревич, старший преподаватель кафедры общей и специальной физики,
E-mail: godes.ai@yandex.ru
Кондрашов Олег Владиславович, бакалавр 4-го года обучения отделения ядерной физики и технологий,
E-mail: radvsemm@gmail.com
Федоров Даниил Владиславович, бакалавр 4-го года обучения отделения ядерной физики и технологий,
E-mail: daniilfedorov7@yandex.ru
Шаблов Владимир Леонидович, профессор отделения ядерной физики и технологий, д.ф.-м.н.,
E-mail: shablov.vl@yandex.ru

UDC 533.9

Development of a Set of Software Tools Based on the Effective Radius Approximation for Simulating the Kinetics of Processes in the Advanced Thermonuclear Reactors with D-^{3}He Fuel

Godes A.I., Kondrashov O.V., Fedorov D.V., Shablov V.L.

OINPE MEPhI,
1 Studgorodok, 249039 Obninsk, Kaluga reg., Russia

Abstract

The article is devoted to the development of an alternative fuel cycle concept for fusion reactors with magnetic plasma confinement using D-^{3}He fuel. Turning to this type of fusion fuel is believed to solve the key problems of devices with conventional D-T fuel: the need to handle radioactive tritium and the so-called first wall problem arising from the intense flux of high-energy neutrons from the fusion reactor. In this connection, the problem arises of improving the accuracy of predicting the characteristics of the low-radioactive D-^{3}He fuel cycle of fusion reactors with magnetic plasma confinement and determining ways to improve the efficiency of their operation, taking into account

its peculiarities: higher realisation temperatures, as a consequence, higher losses for braking and magneto-braking radiation and the use of magnetic configurations with a high value of the parameter β (β – ratio of the gas kinetic pressure of the plasma to the magnetic pressure). To solve this problem, it is necessary to have a set of computational-theoretical approaches to the modelling of processes in plasma and a detailed description of the plasma energy balance, based on modern data on the rates of thermonuclear reactions and a correct description of energy losses for braking and magneto-braking radiation. The paper presents a set of software tools for calculating the rates of the main thermonuclear reactions based on the effective radius approximation, analytical parameterisations of losses for both types of radiation, taking into account relativistic effects, and for modelling the kinetics of processes occurring in the plasma, combined with the determination of the parameters of the Lawson criterion and the triple Lawson criterion for different modes of D-^{3}He fuel use (fully catalysed or fully uncatalysed modes, ^{3}He self-supply mode, different power amplification factors and different fusion reactor size.

Keywords: controlled thermonuclear fusion, thermonuclear reaction rates, effective radius approximation, simulating the kinetics of processes in D-^{3}He plasma.

For citation: Godes A.I., Kondrashov O.V., Fedorov D.V., Shablov V.L. Development of a Set of Software Tools Based on the Effective Radius Approximation for Simulating the Kinetics of Processes in the Advanced Thermonuclear Reactors with D-^{3}He Fuel. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2025;4:6–18. DOI: https://doi.org/10.26583/npe.2025.4.01 (in Russian).

References

1. Velikhov E.P., Ilgisonis V.I. Prospects of thermonuclear research. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences*. 2021;91(5):470–478. DOI: 10.31857/S0869587321050248 (in Russian).

2. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu. Systems of alternative thermonuclear energy. Moscow, Fizmatlit Publ., 2017, 200 p. (in Russian).

3. Wurzel S.E., Hsu S.C. Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion. *Phys. Plasmas*. 2022;29:062103. DOI: https://doi.org/10.1063/5.0083990

4. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Low radioactivity D-3He fusion fuel cycles with 3He production. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2002;44(2):253. DOI: https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/2/308

5. Chirkov A.Yu. On the possibility of using D-^{3}He with ^{3}He breeding in a spherical tokamak-based thermonuclear reactor. *Journal of Technical Physics*. 2006;76(9):51–54 (in Russian).

6. Godes A.I., Shablov V.L. Lawson criterion for various scenarios of D-^{3}He fuel use in thermonuclear reactors. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2023;2:134–147. DOI: https://doi.org/10.26583/npe.2023.2.11

7. Bekefi G. Radiation processes in plasmas. John Wiley and sons: New York, London, Sydney. 1966, 377 p.

8. Trubnikov B.A. Universal coefficient of cyclotron radiation output from plasma configurations. *Questions of Plasma Theory*. Issue 7, Moscow, Atomizdat, 1973, pp. 274–300 (in Russian).

9. Stott P.E. The feasibility of using D – 3He and D – D fusion fuels. *Plasma Phys., Control Fusion*. 2005;47:1305–1338. DOI: https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/8/011

10. Albajar F., Bornatici M., Engelmann F. RAYTEC: a new code for electron cyclotron radiative transport modelling of fusion plasmas. *Nuclear Fusion*. 2009;49(11):115017. DOI:https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/11/115017

11. Bosch H.S., Hale G.M. Fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nuclear Fusion*. 1992;32(4):620–622.

12. Xu Y., Takahashi K., Goriely S., Arnould M., Ohta M., Utsunomiya H. NACRE II: an update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number A < 16. *Nuclear Physics A.* 2013;918:61–169. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.09.007

13. Derkin V.V., Pritychenko B. The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A.* 2018;888:31–43.DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.045

14. Landau L.D., Lifshitz E.M. Theoretical Physics.V.3.Quantum Mechanics. Nonrelativistic Theory. Moscow, Nauka Publ., 1974, 752 p. (in Russian).

15. Bethe H.A. Theory of the effective range in nuclear scattering. *Physical Review.* 1949;76(1): 38–50.

16. Nikitiu F. Phase analysis in strong interactions physics. Moscow, Mir Publ., 1983, 416 p. (in Russian).

17. Caughlan G.R., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1988;40(2):283–334. DOI: https://doi.org/10.1016/0092-640X(88)90009-5

18. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Energy production in ambipolar reactors with D-T, D-^{3}He and D-D fuel cycles. *Letters to JETP.* 2000;26(21):61–65 (in Russian).

19. Rose D., Clark M. Plasmas and controlled fusion. Massachusettts Institute of Technology Press, John Wiley and sons, New York, London. 1961, 487 p.

20. Gott Y.V., Yurchenko N.I. The influence of spatial distribution parameters of plasma on the operation of a thermonuclear reactor. *Journal of Technical Physics.* 2022;22(12):1794–1802. DOI: https://doi.org/10.21883/JTF.2022.12.53746.135-22

Authors

Aleksandr I. Godes, Senior Lecturer, Department of General and Special Physics,
E-mail: godes.ai@yandex.ru
Oleg V. Kondrashov, 4nd year Bachelor, Department of Nuclear Physics and Technology,
E-mail: radvsemm@gmail.com
Daniil V. Fedorov, 4nd year Bachelor, Department of Nuclear Physics and Technology,
E-mail: daniilfedorov7@yandex.ru
Vladimir L. Shablov, Professor, Department of Nuclear Physics and Technology, Dr. Sci. (Phys.-Math.),
E-mail: shablov.vl@yandex.ru