УДК 533.9.082

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА ИТЭР

Т.М. Кормилицын¹, Д.В. Портнов², Ю.А. Кащук²

¹Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

²АО «ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Троицк, Москва, Россия

Исследование поведения быстрых ионов плазмы на современных плазменных установках с магнитным удержанием представляет в настоящее время большой интерес. В данной работе представлены результаты моделирования энергетических спектров нейтральных частиц для различных линий обзора тангенциального спектрометра ИТЭР. Также рассмотрено влияние анизотропии функции распределения быстрых ионов на упомянутые спектры. Показан потенциал системы в исследовании анизотропии функции распределения скорости быстрых ионов и возможных перераспределений плотности в результате различных неустойчивостей плазмы.

Ключевые слова: диагностика плазмы, спектрометр частиц, быстрые ионы, анизотропия, неустойчивость плазмы.

MODELLING OF THE FAST PARTICLE SPECTRA FOR ITER TANGENTIAL SPECTROMETER

T.M. Kormilitsyn¹, D.V. Portnov², Yu.A. Kashchuk²

¹Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Moscow region, Russia

²JSC «SRC «Troitsk Institute for Innovative and Thermonuclear Investigations», Troitsk, Moscow, Russia

Study of the fast ion behavior is among the major goals of ITER project. The results of modelling of the observed fast neutral particle energy spectra for various lines of sight of the ITER tangential spectrometer are presented in this article. Influence of the fast ion distribution function anisotropy on the aforementioned spectra is also studied. The ability of the diagnostics to detect fast ion velocity distribution function and density redistribution resulting from plasma instabilities is shown.

Key words: plasma diagnostics, particle spectrometer, fast ions, anisotropy, plasma instability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-4-65-72

ВВЕДЕНИЕ

Термоядерные исследования на токамаках вступают в новую фазу — фазу экспериментов по управляемому горению дейтерий-третиевой плазмы. С ростом размеров и мощности установки увеличивается фракция высокоэнергетичных частиц в плазме, а следовательно, и опасность выхода этих частиц на первую стенку установки. В связи с этим детальное изучение процессов, приводящих к возникновению, торможению и перераспределению быстрых частиц в плазме токамака, является одной из приоритетных задач современной физики плазмы.

Появление в плазме популяции надтепловых ионов с анизотропной в пространстве скоростей функцией распределения является результатом термоядерных реакций вкупе с методами дополнительного нагрева плазмы, такими как инжекция нейтралов, ИЦР и т.д. Энергия ионов, возникающих в результате инжекции нейтральных атомов, на токамаке-реакторе ИТЭР будет достигать 1 МэВ.

Также различные неустойчивости плазмы могут приводить к перемешиванию частиц, что приводит к выходу энергичных ионов из центра плазменного шнура на периферию, где в результате перезарядки на примесях ионы могут стать нейтралами и вынести свою энергию на стенку.

Измерения энергетического спектра покидающих плазму атомов перезарядки и нейтронов, проведенные тангенциальным спектрометром ИТЭР в комбинации с измерениями диагностик с радиальными линиями обзора, необходимы для исследования упомянутых процессов.

ОПИСАНИЕ ДИАГНОСТИКИ

В данной статье моделируется работа тангенциального спектрометра (ТС) нейтральных частиц, расположенного в экваториальном порту № 8 ИТЭР. На рис. 1 представлены схема линий наблюдения спектрометра (а) и модель расположения детекторов внутри порта (б) [1].

Рис. 1. Линии обзора (а) и расположение ТС в составе ИТЭР (б)

Спектрометр представляет собой три детектирующих модуля, каждый из которых состоит из двух последовательно установленных матриц 3×3 детекторов на базе CVD-кристаллов алмаза. Для простоты описания каждая матрица рассматривается как один кристалл 1,5×1,5 см. Каждый детекторный модуль обладает собственной линией обзора без каких-либо окон с размером апертуры 2 см, длины коллиматоров у детекторных модулей различаются: 1,2 м для модуля, ориентированного на периферию плазмы, 1,3 м для модуля, ориентированного на 1/4 малого радиуса плазмы, и 1,4 м для модуля, ориентированного на центральную часть плазменного шнура. Спектрометр располагается в защитном кожухе во второй секции диагностического защитного модуля (ДЗМ).

Алмаз в качестве детектирующего материала характеризуется хорошей чувствительностью кристаллов не только к высокоэнергетичным нейтронам и гамма-излучению, но также и высокой эффективностью регистрации атомов перезарядки [2], покидающих плазму. Благодаря высокой радиационной стойкости [3] алмаза (до $2 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см²) CVD-кристалл пригоден и для дейтерий-третиевой фазы работы ИТЭР.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для моделирования потоков и энергетических спектров атомов перезарядки и нейтронов, наблюдаемых тангенциальным спектрометром, используются геометрические параметры установки и следующие параметры плазмы: ионный состав плазмы, профили плотности и температуры ионов, нейтралов и электронов, профиль полоидального магнитного потока (также используется в качестве единой координатной сетки для привязки профилей плазмы).

Также учитываются геометрические параметры диагностики ТС: физические размеры детектора, его положение относительно плазмы, размеры коллиматора, апертуры и направление линии обзора каждого отдельного детектирующего модуля.

Рассмотрим поток атомов перезарядки, покидающих плазму в направлении детектора:

$$J(E) = \int_0^L n_i(l) f_i(E, l) \sum_{n_{cx}} \langle \sigma_{cx} v \rangle \text{Loss}(E, l) \Delta\Omega dl. \quad (1)$$

Здесь l — расстояние вдоль линии обзора; n_i — плотность ионов; $f_i(E, l)$ — локально-максвелловская изотропная функция распределения ионов по энергиям; n_{cx} — плотность мишенных нейтралов перезарядки.

рядки; $\langle \sigma_{\text{сх}} v \rangle$ — скорость реакции перезарядки; $\text{Loss}(E, l)$ — коэффициент непрозрачности плазмы; $\Delta\Omega$ — телесный угол, определяемый геометрическими параметрами коллиматора детекторного модуля.

При расчёте потока нейтралов необходимо учесть целый ряд процессов: перезарядка быстрых ионов на нейтралах плазмы, излучательная рекомбинация на электронах, перезарядка на примесных ионах, перезарядка на ионах пучка, ионизация нейтралов на ионах плазмы, ионизация нейтралов путём столкновения с электронами.

Расчёт потока покидающих плазму нейтронов усложняется кинематикой реакции. Рассматривается реакция $1(2, 3)4$, где 1, 2 — реактанты, 3, 4 — продукты реакции. Частица 2 в рассматриваемой реакции является дейтерием, частица 1 может быть дейтерием или тритием, частица 3 — рождённый нейтрон, частица 4 может быть ^3He или ^4He в зависимости от реализуемой реакции. Энергия вылетающего нейтрона строго определяется направлениями и величинами скоростей реактантов, а также направлением полёта рождённого нейтрона. Величина этой энергии рассчитывается как следствие законов сохранения импульса и энергии [4]:

$$E_3 = \frac{m_4}{m_3 + m_4} (Q + K) + V_{\text{cm}} \cos(\theta) \sqrt{\frac{2m_3 m_4}{m_3 + m_4} (Q + K)} + \frac{1}{2} m_3 V_{\text{cm}}^2, \quad (2)$$

где $m_{1, 2, 3, 4}$ — массы реактантов и продуктов реакции слияния $1(2, 3)4$; $K = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2 v_r^2}{(m_1 + m_2)}$ — относительная кинетическая энергия; $\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ — относительная скорость; $\mathbf{V}_{\text{cm}} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2}$ — скорость центра масс до реакции; θ — угол между вектором скорости центра масс и вектором скорости частицы 3 в системе центра масс; Q — энергетический выход реакции, $Q = 3,27$ и $17,49$ МэВ для D—D- и D—T-реакций соответственно.

Следующий шаг — расчёт скорости реакции в рассматриваемом единичном объёме плазмы [5]:

$$R_{1,2}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{1,2}} v_r \sigma(v_r) f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) d^3 \mathbf{v}_1 d^3 \mathbf{v}_2, \quad (3)$$

где $f_1(\mathbf{v}_1)$ и $f_2(\mathbf{v}_2)$ — функции распределения реактантов; $\sigma(v_r)$ — сечение реакции.

Суммируя скорости реакции по всему конусу регистрации для каждой конкретной энергии E_n , которая рассчитывается по формуле (2), получаем наблюдаемый детектором спектр нейтронов:

$$J(E) = \int_0^L R(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, l) \delta(E - E_n) \Delta\Omega \Delta E dl, \quad (4)$$

где $R(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, l)$ — скорость реакции, вычисляемая по формуле (3); ΔE — ширина канала в энергетическом спектре.

Вычисление скорости реакции подразумевает наличие информации о функциях распределений реактантов. В наиболее простом случае рассматривается случай, когда реактанты обладают максвелловской функцией распределения с некоторыми температурами. Значительный интерес представляет другой случай, когда один из реактантов обладает функцией распределения с существенной высокоэнергетической частью. Для описания инжекции нейтралов и результирующего нагрева ионов и электронов плазмы в данной работе рассматриваются численные функции распределения быстрых ионов, полученные в результате численного решения трёхмерных уравнений Фоккера—Планка.

Высокая энергия инжекции нейтралов (до 1 МэВ) ИТЭР предоставляет возможность ускорить и упростить расчёт вклада популяции быстрых ионов в наблюдаемый спектр нейтронов, рассматривая приближение «холодного» иона, т.е. $v_1 \gg v_2$, принимаем $R_{1,2}(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) \approx R_{1,2}(\mathbf{v}_1)$. Таким образом, поток нейтронов, рождённых в результате взаимодействия beam-thermal, считается независимым от функции распределения ионов фоновой плазмы.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

В данной работе рассматривается влияние популяции быстрых ионов, возникающей в плазме в результате высокоэнергетической инжекции нейтралов. Два среза функции распределения быстрых ионов

представлены на рис. 2. Питч-углом называется угол между полной скоростью иона и составляющей скорости, параллельной магнитному полю. Данное представление наглядно иллюстрирует анизотропию функции распределения быстрых ионов в пространстве скоростей, возникающую в результате нагрева плазмы методом инжекции нейтралов, т.е. плотность части популяции быстрых ионов, с питч-углами, близкими к 0 рад, значительно выше остальной части популяции.

Рис. 2. Функция распределения быстрых ионов, построенная для двух фиксированных значений малого радиуса плазменного шнура: в центре плазменного шнура (а) и на расстоянии 1/4 малого радиуса от центра плазменного шнура (б)

Такое распределение может быть получено путём численного решения трёхмерного уравнения Фоккера—Планка

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \frac{df}{d\mathbf{x}} + \frac{e_J}{m_J} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \frac{df}{d\mathbf{v}} = \left(\frac{df}{dt} \right)_c, \quad (5)$$

где $f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ — функция распределения частицы с индексом J ; e_J и m_J — заряд и масса; $\mathbf{x}$ и $\mathbf{v}$ — радиус-вектор и вектор скорости частицы; $(df/dt)_c$ — член, отвечающий за учёт столкновений в плазме.

Функция распределения, представленная на рис. 2, была получена с помощью расчётного кода ASTRA [6] для основного дейтерий-третиевого сценария ИТЭР (ток плазмы $I_p = 15$ МА, удерживающее поле $B_0 = 5,3$ Тл), включающего в себя инжекцию нейтралов энергией до 1 МэВ. Численным представлением пятимерной функции распределения быстрых ионов являются построения этой функции для каждой точки из диапазона $[0; r]$, где r — малый радиус плазменного шнура.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Расчёт энергетического спектра покидающих плазму атомов перезарядки был проведён для безнейтронного сценария работы ИТЭР, в котором учитывается инжекция пучка нейтралов водорода энергией до 870 кэВ. В этом сценарии рассматривается плазма, в ионном составе которой преобладают водород, гелий и бериллий в качестве примесных ионов.

Сценарий характеризуется следующими параметрами [7]: ток плазмы $I_p = 7,5$ МА, удерживающее поле $B_0 = 2,65$ Тл, а также показанными на рис. 3 профилями плотностей и температур ионов и электронов. Профиль температуры основных ионов плазмы так же, как и примеси, предполагается одинаковым.

Рис. 3. Используемые в расчётах профили плотности ионов и электронов (n_e (—), n_H (—), n_{He} (—), n_{Be} (—)) (а) и профили температуры (T_e (—), T_i (—)) (б)

В безнейтронной фазе работы ИТЭР тангенциальный спектрометр будет функционировать как анализатор нейтральных частиц. Результаты моделирования, наблюдаемого тангенциальным спектрометром, распределения атомов водорода по энергиям представлены на рис. 4.

Рис. 4. Модель наблюдаемого ТС ИТЭР энергетического распределения покидающих плазму атомов водорода для двух линий обзора, смотрящих на центр (—) и периферию (—) плазменного шнура (а), и иллюстрация линий обзора, для которых был проведён данный расчёт (б)

Легко видеть, что поток покидающих плазму атомов перезарядки в направлении детектора тем ниже, чем дальше от центра плазменного шнура лежит линия обзора конкретного модуля диагностики.

Высокоэнергетическая часть спектра является исключительно результатом нагрева плазмы методом инжекции нейтралов, так как тепловая плазма подчиняется распределению Максвелла с температурой не более 15 кэВ, а в данном режиме реакций слияния в плазме не происходит. Иными словами, покидающие плазму нейтралы энергией более 50 кэВ являются результатом реакций перезарядки и рекомбинации быстрых ионов на фоновой плазме.

Результаты моделирования показывают, что тангенциальный спектрометр в комбинации с радиальными измерениями анализатора нейтральных частиц (АНЧ) ИТЭР позволяет получить информацию об анизотропии функции распределения быстрых ионов. Подтверждением этой гипотезы является рис. 5, на котором представлено сравнение энергетических спектров для смоделированных линий обзора ТС ИТЭР и гипотетических линий обзора ТС ИТЭР, ориентированных в противоположном направлении (рис. 5, а), линии обзора АНЧ ИТЭР (рис. 5, б)

Рис. 5. Сравнение спектров вдоль различных линий обзора ТС ИТЭР (— ТС; — ТС 1/2r; — АНЧ; — ГТС; — ГТС 1/2r) (а) и иллюстрация линий обзора АНЧ ИТЭР, для которых был выполнен расчёт (б)

Для линий обзора, чей угол пересечения магнитных поверхностей близок к питч-углу большей части популяции быстрых ионов, спектр имеет повышенную интенсивность. Спектр вдоль гипотетических линий обзора ТС ИТЭР, смотрящих в противоположном направлении, менее интенсивен, чем спектр для линии обзора АНЧ ИТЭР. Это связано с геометрическими параметрами коллиматоров данных диагностик: ТС ИТЭР имеет значительно более узкий коллиматор, чем АНЧ ИТЭР.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

Расчёт энергетического спектра нейтронов проводился на основе данных базового дейтерий-тритиевого сценария ИТЭР, включающего в себя инжекцию пучка нейтралов дейтерия энергией до 1 МэВ. В данном сценарии рассматривается плазма, в ионном составе которой преобладают ионы дейтерия, трития и бериллия в качестве примеси. Основные параметры использованного сценария: ток плазмы $I_p = 15$ МА, удерживающее поле $B_0 = 5,3$ Тл и мощность $P_{fus} = 500$ МВт.

Рис. 6 иллюстрирует использованные в модели параметры дейтерий-тритиевого сценария работы ИТЭР. Профиль температуры ионов дейтерия, трития, гелия и примесного иона бериллия считается одинаковым. В D—T-фазе работы ИТЭР тангенциальный спектрометр будет выполнять функции спектрометра нейтронов.

Рис. 6. Профили плотности (n_e (—), n_i (—), n_D (—), n_T (—), n_{He} (—), n_{Be} (—)) (а) и температуры (T_i (—), T_e (—)) плазмы для дейтерий-тритиевого сценария работы ИТЭР (б)

Представленная модель показывает значительное влияние функции распределения быстрых ионов на спектр нейтронов, достигающих детектора через коллиматор.

Вклад от высокоэнергетической части популяции ионов значительно снижается для более отдалённых от центра плазменного шнура линий наблюдения, что иллюстрируется рис. 7, на котором изображе-

Рис. 7. Модель вклада высокоэнергетической части популяции ионов в энергетическое распределение потока нейтронов, наблюдаемого ТС ИТЭР ($0r$ (—), $1/4 r$ (—), $1/2 r$ (—)) (а), и иллюстрация линий обзора ТС ИТЭР, для которых был проведён расчёт (б)

ны упомянутые вклады для линии наблюдения, проходящей через центр плазменного шнура (синим), для линии наблюдения, проходящей через точку, отстоящую от центра плазменного шнура на $1/4$ малого радиуса (оранжевым), и, наконец, для линии обзора, проходящей через точку, отстоящую от центра плазменного шнура на $1/2$ малого радиуса (зелёным).

Рис. 8 иллюстрирует рассчитанную для линии обзора ТС ИТЭР смотрящую на центр плазменного шнура модель beam-thermal потока нейтронов, прошедших через коллиматор, а также результаты расчёта транспорта нейтронов из плазмы к детектору с помощью программного обеспечения MCNP — коллимированных и рассеянных на конструкции токамака нейтронов, достигающих детектора.

Рис. 8. Модель зависимости потока нейтронов от энергии (рассеянные (—), beam-thermal (—), thermal-thermal (—)) (а) и иллюстрация линии обзора, для которой проводилось моделирование (б)

Наличие на наблюдаемом спектре прошедших через коллиматор нейтронов наиболее высокоэнергетической части, вызванной взаимодействием beam-thermal ионов плазмы, позволяет делать выводы о функции распределения быстрых ионов, так как интенсивность высокоэнергетической ($>15,5$ МэВ) части спектра коллимированных нейтронов напрямую связана с анизотропией данной функции в пространстве скоростей. Для линий обзора, чей угол пересечения магнитных поверхностей близок к питч-углу большей доли популяции быстрых ионов, упомянутая часть коллимированного спектра нейтронов интенсивнее проявляется на итоговом наблюдаемом спектре.

Данная добавка от взаимодействия beam-thermal затрудняет задачу оценки центральной ионной температуры по ширине пика на спектре нейтронов. Учёт влияния добавки от взаимодействия beam-thermal на энергетический спектр коллимированных нейтронов позволяет наложить корректные ограничения на энергетический диапазон спектра, который может быть использован для оценки центральной ионной температуры.

Значительный уровень рассеянных нейтронов (зелёная линия на рис. 7) представляет серьёзное препятствие для полноценной работы диагностики в качестве нейтронного спектрометра. Расчёты MCNP были выполнены для трёхмерной модели токамака ИТЭР C-lite v.2-150304 от 04.03.2015 [8]. Можно ожидать улучшение отношения потоков, коллимированных к потоку рассеянных нейтронов, в связи с переходом на современную трёхмерную модель, учитывающую более защищённую модульную конструкцию ДЗМ.

Результаты расчётов говорят о необходимости улучшения защиты детектора для дейтерий-третиевой стадии работы ИТЭР с целью увеличения доли прямых нейтронов, прошедших через коллиматор, в общем числе нейтронов, достигающих детекторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование наблюдаемого спектра быстрых частиц (атомов перезарядки и нейтронов) для тангенциального спектрометра ИТЭР. Результаты моделирования говорят о том, что популяция быстрых ионов, возникающая в результате инжекции нейтралов с высокими энергиями, оказывает значительное влияние на результирующее наблюдаемое энергетическое распределение потока покидающих плазму частиц. В «безнейтронной фазе» работы ИТЭР, когда тангенциальный спектрометр будет регистрировать покидающие плазму атомы перезарядки, его показания позволяют получить энергетический спектр атомов перезарядки. В дейтерий-третиевой фазе на основании рассмотрения энергетического спектра нейтронов в области $E_n > 15,5$ МэВ вкпе с измерениями, полученными диагностиками с радиальными линиями наблюдения, можно получить информацию о

направлении анизотропии функции распределения быстрых ионов, а также использовать полученные спектры для восстановления этой функции.

Авторы статьи хотели бы выразить благодарность сотрудникам Организации «ИТЭР» (Сэн-Поль-ле-Дюранс, Франция) А.Р. Полевому, В.А. Красильникову, Л. Берталоту (L. Bertalot), С. Пинчесу (S. Pinches), Р. Барнсли (R. Barnsley), М. Уолшу (M. Walsh), а также сотруднику Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, Россия) М.И. Мионову за помощь, оказанную при выполнении расчётов.

Авторы также хотели бы выразить благодарность коллективу Проектного центра ИТЭР (Москва, Россия), а также сотрудникам Организации «ИТЭР» за помощь, оказанную при организации и проведении стажировки в Организации «ИТЭР».

Работа выполнена в рамках государственного контракта от 19 апреля 2018 г. № Н.4а.241.19.18.1027 «Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2018 году».

REFERENCES

1. **Krasilnikov V.A., Kormilitsyn T.M. et al.** Conceptual design of the ITER tangential spectrometer. — In: High-Temperature Plasma Diagnostics Conf. San Diego, CA, USA, 2018.
2. **Krasilnikov A.V. et al.** Tokamak Fusion Test Reactor charge exchange atom spectrometry using a natural diamond detector. — Rev. Sci. Instrum., 1999, vol. 70, № 1, p. 1107.
3. **Balmer R.S. et al.** Chemical vapour deposition synthetic diamond: materials, technology and applications. — J. Phys. Condens. Matter., 2009, vol. 21, № 36, p. 364221.
4. **Heidbrink W.W.** Energy spectra from «beam-target» nuclear reactions in magnetic fusion devices. — Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A, 1985, vol. 236, № 2, pp. 380—384.
5. **Appelbe B., Chittenden J.** The production spectrum in fusion plasmas. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, vol. 53, № 4, p. 045002.
6. **Polevoi A., Shirai H., Takizuka T.** Benchmarking of the NBI Block in ASTRA Code Versus the FMC Calculations. — JAERI Data/Code 97-014, 1997.
7. **Polevoi A.R. et al.** Assessment of plasma parameters for the low activation phase of ITER operation. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, № 12, p. 123026.
8. **Serikov A. et al.** Radiation in-port cross-talks for ITER port diagnostics. — Fusion Science and Technology, 2017, vol. 72, № 4, pp. 559—565.

AUTHORS

Kormilitsyn T.M. Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; Timofey.kormilitsyn@phystech.edu

Portnov D.V. JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; dmitri.portnov@gmail.com

Kashchuk Yu.A. JSC «State Research Center of Russian Federation, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; kasch@triniti.ru

Received 20 September 2018

Revised 20 September 2018

Accepted 27 September 2018

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2018, vol. 41, issue 4, pp. 65—72