УДК 533.9

ПРОДОЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ С УЧЁТОМ НАЛИЧИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

*В.Е. Жоголев**НИИЦ «Курчатовский институт». Москва, Россия*

Для сильно ионизированной плазмы хорошо известна формула для спитцеровской проводимости. На основе теории, учитывающей высшие моменты функции распределения электронов, было получено уточнённое выражение для проводимости плазмы, содержащей, кроме ионов и электронов, также нейтральные атомы. Рассматривается типичная для начальной стадии разряда ситуация, когда ещё присутствует значительное количество молекулярного дейтерия, которым исходно была заполнена камера токамака. Используя то, что зависимость транспортной частоты столкновений электронов с молекулами приближенно можно считать обратно пропорциональной энергии, в работе получена аналитическая формула для продольной проводимости плазмы с любым содержанием атомов и молекул.

Ключевые слова: токамак, плазма, электропроводность, молекулярный газ.

PARALLEL PLASMA CONDUCTIVITY IN THE PRESENCE OF MOLECULAR GAS

*V.E. Zhogolev**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Conductivity of a highly ionized plasma is described by the well know Spitzer formula. Kinetic analysis accounted for the higher moments of the electron distribution function resulted in generalization of this formula allowing for the presence of neutral atoms in the plasma. We consider situation typical for a tokamak plasma initialization conditions, i.e. when sufficient amount of the molecular deuterium is still present in the tokamak chamber. With use of the assumption that transport collision frequency for electron - deuterium molecule interactions is inversely proportional to the electron energy an analytical formula for longitudinal conductivity of the plasma with arbitrary contents of neutral atoms and molecules is derived.

Key words: tokamak, plasma conductivity, molecular gas.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-31-37

ВВЕДЕНИЕ

Электропроводность плазмы является одной из основных её характеристик. Для сильно ионизированной плазмы хорошо известна классическая формула для спитцеровской проводимости. Если говорить о плазме в магнитном поле, то спитцеровская проводимость по масштабу величины даёт правильную оценку продольной электропроводности. Одним из результатов неоклассической теории процессов переноса в токамаке, учитывающей наличие запертых частиц, является алгоритм расчёта средней по магнитной поверхности продольной проводимости плазмы. В работе [1] предлагается аппроксимация этих результатов в виде произведения проводимости без наличия запертых частиц на фактор, который связан с их наличием. По своей сути первый множитель является модификацией классического выражения для проводимости, которая обусловлена учётом высших моментов функции распределения электронов. Второй множитель даже для не приосевых частиц стремится к единице при увеличении запаса устойчивости (уменьшении тока) или возрастании частоты столкновений при низких температурах плазмы. Указанные условия являются типичными в самом начале разряда в токамаке, так что запертые частицы мало влияют на продольную электропроводность. Однако в начале разряда имеется достаточно большое количество нейтралов, и поправки на это нужно учитывать в первую очередь. В книге [2] приводится формула для проводимости плазмы, содержащей, кроме ионов и электронов, также нейтральные атомы. В этой работе рассматривается типичная ситуация, когда ещё имеется значительное количество молекулярного дейтерия, которым исходно до начала разряда была заполнена камера токамака. Будет показано, что зависимость транспортной частоты столкновений электронов с молекулами от энергии электронов приближенно можно считать обратно пропорциональной. Используя это, будет получена аналитическая формула для продольной проводимости плазмы с любым содержанием атомов и молекул. Используя положения из [2], в разделе «Применение теории» приводится вывод этой формулы. При выводе используются формулы из разных разделов указанной книги, однако здесь они собраны в одном месте.

Для конкретности рассматривается чисто дейтериевая плазма. В разделе «Обсуждение результатов» содержится анализ предельных случаев и обсуждаются возможные обобщения полученной формулы. Основным мотивом работы было желание иметь формулу для проводимости, которую можно использовать в численных моделях процессов в широком диапазоне изменения параметров плазмы с самого начала наращивания тока в токамаке до развитой стадии разряда. Это отмечается в Заключение настоящей статьи.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ

В токамаке индуктивное электрическое поле параллельно сильному тороидальному магнитному полю. Таким образом, в самом начале разряда имеется явно выделенное направление. При нарастании тока силовые линии магнитного поля становятся винтовыми с образованием магнитных поверхностей. Хотя на каждой магнитной поверхности плазма однородна, но продольная проекция индуктивного электрического поля всё равно меняется. В такой ситуации следует говорить о средних значениях по магнитной поверхности плотности тока и электрическом поле. В работе не обсуждаются вопросы влияния сложной геометрии на усреднение величины. Далее рассмотрение будет проводиться в предположении, что в однородной плазме действует только продольная проекция электрического поля $E_{\parallel}$.

Средняя направленная скорость электронов $u_e = u_{e\parallel}$ находится из баланса электрической силы и силы трения

$$-eE_{\parallel} + m_e \frac{\delta u_e}{\delta t} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\delta u_e / \delta t$ — сумма интегралов столкновений электронов со всеми компонентами плазмы:

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{e\alpha}. \quad (2)$$

Здесь и далее индекс α обозначает сорт частиц. При этом столкновения электронов между собой вклада в эту сумму не дают:

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{ee} = 0. \quad (3)$$

Для расчёта интегралов столкновения будем предполагать, что функция распределения электронов зависит от хаотической скорости $w = v - u_e$ следующим образом:

$$F(w) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_e w^2}{2T_e} \right) \left[1 - q_e w_{\parallel} \frac{m_e}{n_e T_e} \left(1 - \frac{m_e w^2}{5T_e} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь параметр $q_e = q_{e\parallel}$ имеет смысл продольного теплового потока. Остальные параметры имеют общепринятые обозначения. В соответствии с теорией для тяжёлых частиц интегралы столкновения имеют вид

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{e\alpha} = -(u_e - u_{\alpha}) \bar{f}_{e\alpha} + \frac{q_e}{3n_e T_e} \left\langle f_{e\alpha} \left(\frac{m_e w^2}{T_e} - \frac{m_e^2 w^4}{5T_e^2} \right) \right\rangle; \quad (5)$$

$$\bar{f}_{e\alpha} = \frac{m_e}{3T_e} \left\langle f_{e\alpha} w^2 \right\rangle. \quad (6)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по распределению Максвелла. Результаты усреднения обуславливаются зависимостью частоты столкновений $f_{e\alpha}(w)$ от относительной скорости. Если имеется степенная зависимость $f_{e\alpha}(w) = n_{\alpha} \sigma_{e\alpha} v(w) w \sim w^{-k}$, где $\sigma_{e\alpha}(w)$ — сечение процесса от относительной скорости, то справедливо следующее представление:

$$f_{e\alpha}(w) = \frac{w_T^k}{w^k} f_{e\alpha}(w_T); \quad w_T = \sqrt{3T_e/m_e}, \quad (7)$$

где в качестве опорного значения выбрана тепловая скорость w_T . В этом случае усреднение даёт

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t}\right)_{e\alpha} = -(u_e - u_\alpha) \bar{f}_{e\alpha} + k \frac{q_e}{5n_e T_e} \bar{f}_{e\alpha}; \quad (8)$$

$$\bar{f}_{e\alpha} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{5-k}{2}\right) \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{k}{2}-1} f_{e\alpha}(w_T), \quad (9)$$

здесь $\Gamma(x)$ — стандартная гамма-функция.

Далее для конкретности будем считать, что плазма, кроме электронов ($\alpha = e$) и ионов ($\alpha = i$), содержит нейтральный компонент, состоящий из атомов ($\alpha = D$) и молекул ($\alpha = D_2$) дейтерия. На рисунке для столкновений с молекулами водорода приведена зависимость кинетической скорости потерь импульса электронов $\sigma w = f_{eD_2}/n_{D_2}$ от их кинетической энергии $W = m_e w^2/2$. Эта зависимость построена на основе экспериментальных данных [3] для транспортного сечения $\sigma(W)$. Кроме того, на рисунке показана аппроксимация $\sigma v \sim W^{-1}$, относительная точность которой 20% при $W > 6$ эВ. Это наиболее интересный диапазон, так как для ионизации всего нейтрального компонента прикладывается такое электрическое поле, под действием которого свободные электроны имеют среднюю энергию, по крайней мере, больше 10 эВ. Таким образом, при моделировании наиболее интересных сценариев развития разряда в токамаке использование предложенной аппроксимации вполне обосновано. Следует отметить, что в этом диапазоне основной вклад в транспортное сечение дают упругие столкновения, которые происходят аналогично и при другом изотопном составе молекул. Таким образом, в наиболее интересном диапазоне параметров частоту столкновений с молекулами дейтерия можно считать примерно обратно пропорциональной квадрату скорости электронов. Используя формулу (9) с показателем $k = 2$, для частоты столкновений электронов с молекулами имеем

Зависимость кинетической скорости потерь импульса электронов f_{eD_2}/n_{D_2} (ось ординат) от их кинетической энергии W при столкновениях с молекулярным водородом: — — — — — аппроксимация этой зависимости (по ординате f_{eD_2} , 10^{-8} , $\text{см}^3/\text{с}$)

$$\bar{f}_{eD_2} = f_{eD_2}(w_T). \quad (10)$$

При этом для не усреднённой частоты можно использовать следующую практическую формулу:

$$f_{eD_2}(W)[1/\text{с}] \approx 10^7 n_{D_2} [10^{13} \text{ см}^{-3}] / W [\text{эВ}]. \quad (11)$$

Отметим, что значение этой частоты нужно подставлять в (10), полагая $W = 3/2 T_e$.

Для справки приведём частоты столкновений электронов с атомами и ионами. Так, для атомов в диапазоне $2 \text{ эВ} < W < 50 \text{ эВ}$ частота с хорошей точностью остаётся постоянной ($k = 0$). Это утверждение и конкретные значения частот приведены в [2, с. 53]. В соответствии с этим далее всегда будем полагать её равной

$$\bar{f}_{eD} = f_{eD} = 1,6 \cdot 10^6 n_D [10^{13} \text{ см}^{-3}]. \quad (12)$$

Частота столкновения электронов с ионами обратно пропорциональна кубу скорости ($k = 3$):

$$f_{ei}(w) = Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{4\pi n_e e^4}{m_e^2 w^3}. \quad (13)$$

Используя (9), получим выражение для средней частоты

$$\bar{f}_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{n_e e^4}{m_e^{1/2} T_e^{3/2}} = 2,9 \cdot 10^7 Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{n_e [10^{13} \text{ см}^{-3}]}{T_e^{3/2} [\text{эВ}]} . \quad (14)$$

Кулоновский логарифм $\ln \Lambda$ слабо зависит от параметров плазмы, и его часто считают просто константой ($\ln \Lambda = 15$). Эффективный заряд ионов $Z_{\text{эф}}$ имеет стандартное обозначение и определение. Его введение позволяет вместо концентраций различных ионов использовать концентрацию электронов.

Стационарное уравнение для компоненты теплового потока вдоль магнитного поля в отсутствие изменения температуры в этом направлении имеет вид

$$\frac{\delta q_e}{\delta t} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\delta q_e}{\delta t} \right)_{e\alpha} = 0 . \quad (15)$$

Поскольку тепловой поток не сохраняется при столкновениях электронов между собой, то вклад от этого ненулевой:

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{ee} = -\frac{1}{2} \left(\frac{4}{5} \bar{f}_{ee} q_e \right) . \quad (16)$$

Здесь множитель $1/2$ введён для однократного учёта одного и того же столкновения. В дальнейшем будет удобно заменить частоту столкновений электронов между собой на частоту электрон-ионных столкновений. Для этого используем связь между ними

$$\bar{f}_{ee} = \sqrt{2} \bar{f}_{ei} / Z_{\text{эф}} . \quad (17)$$

Вклад в сумму выражения (15) от тяжёлых частиц равен

$$\left(\frac{\delta q_e}{\delta t} \right)_{e\alpha \neq e} = \frac{k}{2} (u_e - u_{\alpha}) n_{\alpha} T_{\alpha} \bar{f}_{e\alpha} - (1 + k/10) q_e \bar{f}_{e\alpha} . \quad (18)$$

Далее будем предполагать $u_i = u_D = u_{D_2} = 0$. Если плазма движется как единое целое, то будем считать, что рассмотрение проводится в системе центра масс. Тогда, собирая вместе все слагаемые суммы для интегралов столкновения в уравнение (15), получим

$$\frac{\delta q_e}{\delta t} = u_e (1,5 \bar{f}_{ei} + \bar{f}_{eD_2}) n_e T_e - q_e \left[\bar{f}_{eD} + 1,2 \bar{f}_{eD_2} + (1,3 + 0,4\sqrt{2} / Z_{\text{эф}}) \bar{f}_{ei} \right] = 0 . \quad (19)$$

Отсюда получается следующая линейная зависимость теплового потока от направленной скорости:

$$q_e = C n_e T_e u_e ; \quad (20)$$

$$C = \frac{\bar{f}_{eD} + 1,5 \bar{f}_{ei}}{\bar{f}_{eD} + 1,2 \bar{f}_{eD_2} + (1,3 + 0,4\sqrt{2} / Z_{\text{эф}}) \bar{f}_{ei}} . \quad (21)$$

Собирая вместе все слагаемые суммы интеграла столкновения (2), получим

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = -u_e (\bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2} + \bar{f}_{ei}) + \frac{q_e}{5 n_e T_e} (3 \bar{f}_{ei} + 2 \bar{f}_{eD_2}) . \quad (22)$$

Теперь подставим тепловой поток в виде (20) в выражение (22), тогда получим

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = -u_e (\bar{f}_{eD} + \kappa_{D_2} \bar{f}_{eD_2} + \kappa_i \bar{f}_{ei}) = e E_{\parallel} / m_e ; \quad (23)$$

$$\kappa_i = 1 - \frac{3}{5} C ; \quad \kappa_{D_2} = 1 - \frac{2}{5} C . \quad (24)$$

Отметим, что правая часть (23) получается с учётом уравнения (1), откуда легко найти направленную скорость электронов. После этого окончательно получаем выражение для продольной электропроводности

$$j_{\parallel} = -e n_e u_e = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} ; \quad (25)$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{e^2 n_e}{m_e (\bar{f}_{eD} + \kappa_{D_2} \bar{f}_{eD_2} + \kappa_i \bar{f}_{ei})}. \quad (26)$$

Отметим, что в общем случае правая часть формулы (26) зависит от концентрации частиц, поскольку от неё зависят соответствующие частоты. Кроме того, частоты зависят от температуры электронов. По замыслу автора эта формула прежде всего нужна при численном моделировании эволюции параметров плазмы разряда в токамаке с самого его начала, когда имеется значительное количество нейтрального газа. Предполагается, что решаются уравнения переноса энергии и концентрации всех компонентов плазмы. При этом учитываются все источники и стоки частиц, обусловленные скоростями элементарных процессов, такими как диссоциация, ионизация и рекомбинация. В этом случае в формуле (26) для электропроводности используются текущие значения соответствующих параметров.

Формула (26) может быть полезна и для оценки электропроводности плазмы рядов другого типа. Так, если условия разряда можно считать близкими к термодинамическому равновесию (обычно это бывает при высокой плотности), то концентрации отдельных компонентов можно рассчитать на основе уравнений Саха, которые следует подставлять в формулу.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сразу же отметим, что если в формуле (26) положить $\kappa_i = \kappa_{D_2} = 1$, то фактически получается выражение для спитцеровской проводимости с учётом увеличения частоты столкновений за счёт нейтральных компонентов плазмы. Этот результат получается, если с самого начала в формуле (4) для функции распределения тепловой поток считать нулевым ($q_e = 0$). Однако если последнего предположения не делать, но считать молекулярный газ отсутствующим, то получается известный результат, который приведён в работе [2].

В начале разряда основным компонентом плазмы является молекулярный газ. Для этого предельного случая формула (26) переходит в выражение

$$\sigma_{\parallel} = \frac{3}{2} \frac{e^2 n_e}{m_e f_{eD_2} (w_T)}. \quad (27)$$

Однако всё сказанное относится к случаю, когда выполнено сильное неравенство

$$\bar{f}_{ee} \gg (m_e/m_i)(\bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2}), \quad (28)$$

когда определяющую роль в формировании функции распределения играют столкновения между собой электронов. Однако в самом начале разряда это условие может не выполняться (очень малая степень ионизации). При этом основным компонентом опять же является молекулярный газ. В этом случае в соответствии с теорией [2] эффективная частота, от которой зависит подвижность электронов, определяется следующим образом:

$$\bar{f}_{eD_2} = \left[\frac{1}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{w^3}{f_{eD_2}} \right) \right\} \right]^{-1}. \quad (29)$$

Здесь усреднение должно делаться по функции распределения электронов по скоростям как решение соответствующего уравнения. Однако обычно при усреднении частот процессов без порога по энергии хорошую оценку можно получить при усреднении по распределению Максвелла. Сделав это, с учётом зависимости частоты от скорости получим

$$\bar{f}_{eD_2} = \frac{3}{5} f_{eD_2} (w_T). \quad (30)$$

Отметим, что из-за другого способа усреднения в (30) по сравнению с (10) появляется коэффициент, а для проводимости получаем выражение

$$\sigma_{\parallel} = \frac{5}{3} \frac{e^2 n_e}{m_e f_{eD_2} (w_T)}. \quad (31)$$

Легко видеть, что по сравнению с предыдущим случаем теории получается не очень большая разница в коэффициентах ($5/3 \approx 3/2$). Таким образом, формула (25) имеет более широкую область применения по сравнению с условиями, при которых она получена.

Здесь для конкретности рассматривался случай чисто водородной плазмы. Однако легко учесть наличие в плазме и других атомов, например, гелия. Для него, как и для атомов водорода, частоту столкновений с электронами можно считать не зависящей от энергии, поскольку взаимодействие происходит по тому же поляризационному механизму. На основании этого достаточно просто сделать замену $f_D \rightarrow f_D + f_{He}$. Если говорить о наличии другого (не водородного) молекулярного газа, то, в принципе, допустима аналогичная процедура замены частоты столкновений электронов с молекулами. Однако это будет полностью корректным, если частоту столкновений электронов с молекулами можно считать обратно пропорционально зависящей от энергии электронов.

Теперь проведём сравнение с результатами неоклассической теории для сильно ионизованной плазмы. Аппроксимация неоклассической проводимости приведена в работе [1]. Формула из этой работы имеет следующую структуру:

$$\sigma_{neo} = \frac{3,4}{Z_{эф}} \sigma_0(T_e) \frac{1,13 + Z_{эф}}{2,67 + Z_{эф}} H. \quad (32)$$

Выражения для функции $\sigma_0(T_e) \sim T_e^{3/2}$ и фактора влияния запертых частиц на проводимость H приведены в работе [1]. При отсутствии запертых частиц, например, в приосевой области плазмы токамака этот фактор равен единице $H = 1$. Для этого случая в таблице для нескольких значений эффективного

Отношение проводимости, рассчитанной по двум алгоритмам

$Z_{эф}$	$\sigma_{\parallel}/\sigma_{neo}$
1	0,98
2	1,016
3	1,020
4	1,017

заряда $Z_{эф}$ приводится отношение $\sigma_{\parallel}/\sigma_{neo}$ при отсутствии нейтрального компонента плазмы. Отметим, что при задании в формуле (26) нулевых значений частот $f_D = f_{D_2} = 0$ указанное отношение не зависит от температуры. Из таблицы видно, что проводимости $\sigma_{\parallel}$ и σ_{neo} практически точно совпадают, а минимальное отклонение их отношения от единицы до 2% объясняется округлением констант при проведении вычислений.

С целью учесть наличие нейтрального компонента плазмы можно предложить модернизацию формулы неоклассической проводимости следующим образом:

$$\tilde{\sigma}_{neo} = \sigma_{\parallel} H(Z, \dots). \quad (33)$$

Выражение для фактора H приводится в работе [1]. Он зависит как от геометрических параметров, так и от параметров плазмы, среди которых в (33) выделим Z . В работе [1] считается, что $Z = Z_{эф}$, чему пропорциональна частота столкновений электронов с ионами. От неё зависит диффузия запертых электронов по питч-углу. Однако если в плазме есть нейтральный компонент, то столкновение с ней тоже будет влиять на этот процесс. По этой причине предлагается полагать

$$Z = Z_{эф} (\bar{f}_{ei} + \bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2}) / \bar{f}_{ei}. \quad (34)$$

Следует отметить, что такое обобщение не является строгим, так как не усредненные частоты столкновений электронов с атомами и молекулами имеют другую зависимость от скорости электронов по сравнению с электрон-ионными столкновениями. Однако использование (34) при большом количестве нейтралов в плазме сильно увеличивает Z и получается $H = 1$. Таким образом, формула (33) будет правильной в этом предельном случае. Для полноты изложения и удобства иметь все выражения в одном месте приведём выражения для фактора H из работы [1] с сохранением принятых в ней обозначений:

$$H = \left(1 - \frac{f_T}{1 + \xi v_{*e}} \right) \left(1 - \frac{C_R f_T}{1 + \xi v_{*e}} \right);$$

$$f_T(\delta) = 1 - (1 - \delta)^2 (1 - \delta^2)^{-1/2} (1 + 1,468\delta^{1/2})^{-1}, \quad \delta = r/R_0;$$

$$v_{*e} = \sqrt{2}\delta^{-3/2} \frac{R_0 q}{\alpha_e} \tau_{ee}^{-1},$$

$$\alpha_e = \sqrt{2T_e/m_e}; \quad \tau_{ee} = 3m_e^2 \alpha_e^2 / (16\sqrt{\pi} n_e e^4 \ln \Lambda);$$

$$\xi(Z) = 0,58 + 0,2Z;$$

$$c_R(Z < 3) = \frac{0,56}{Z} \frac{3 - Z}{3 + Z}; \quad c_R(Z \geq 3) = 0.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных показал, что транспортная частота столкновений электронов с молекулами водорода примерно обратно пропорциональна энергии электронов в наиболее интересном её диапазоне.

Используя это, найдено аналитическое выражение для зависимости продольной проводимости плазмы от её параметров, в том числе от концентраций нейтральных атомов и молекул дейтерия.

Полученная формула может быть использована как при анализе экспериментальных данных, так и при численном моделировании начальной стадии разряда в токамаке и вплоть до его развитой стадии.

REFERENCES

1. **Hirshman S.P., Hawriluk R.J., Birg B.** Neoclassical conductivity of a tokamak plasma. — Nuclear Fusion, 1977, vol. 17, p. 611.
2. **Golant V.E., Zhilinskiy A.P., Sakharov I.E.** Fundamentals of plasma physics. — M.: Atomizdat, 1977. 384 p. (in Russian).
3. **Jung-Sik Yoon, Mi-Young Song, Jeong-Min Han et al.** Cross sections for electron collisions with hydrogen molecules. — J. of Physical and Chemical Reference Data, 2008, vol. 37, p. 913; doi: 10.1063/1.2838023.

AUTHORS

Zhogolev V.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; v.zhogolev@mail.ru

Received 28 March 2020

Revised 26 April 2020

Accepted 15 May 2020

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, issue 2, pp. 31—37