Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 4, с. 252 – 258 © 2023 г. 25 августа

Поглощение СВЧ-волн при нагреве плазмы на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса в токамаках и стеллараторах: линейная теория и эксперимент

Ю. Н. Днестровский[+], *А. В. Мельников*[+*×1)], *В. Ф. Андреев*[+], *С. Е. Лысенко*[+], *М. Р. Нургалиев*[+], *А. Г. Шалашов*[°]

[+] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*] *Научно-исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия*

[×] *Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[°] *Институт прикладной физики РАН, 603000 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 21 июня 2023 г.
После переработки 20 июля 2023 г.
Принята к публикации 20 июля 2023 г.

В работе приведены результаты исследования поглощения мощности СВЧ-нагрева необыкновенной волной на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР X2) на токамаке Т-10 и стеллараторе TJ-II в широком диапазоне плотностей плазмы, и их сравнение с классическими формулами для поглощения вводимой ЭЦР-мощности в плазме. На основании численного моделирования переноса тепла по транспортной модели канонических профилей получены эмпирические соотношения для эффективности поглощения и для критической плотности плазмы n_{cr}, разделяющей области полного и неполного поглощения вводимой ЭЦР-мощности. Показано, что для обеих установок существуют области плотностей, в которых, согласно классическим формулам, поглощение практически полное, а согласно эмпирическому соотношению, поглощается лишь небольшая доля мощности. Полученные соотношения позволят оптимизировать условия ЭЦР-нагрева в тороидальных системах с магнитным удержанием плазмы.

DOI: 10.31857/S123456782316005X, EDN: ityxdo

Введение. СВЧ (сверхвысокочастотный) нагрев на гармониках электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) является одним из наиболее эффективных методов дополнительного нагрева плазмы современных термоядерных установок с магнитным удержанием – токамаков и стеллараторов. Однако известно, что при нерелятивистской формулировке уравнений, СВЧ-волны с чисто поперечным распространением не поглощаются. В пионерской работе Б. А. Трубникова [1] были определены элементы тензора диэлектрической проницаемости плазмы в релятивистской формулировке. Затем было показано, что в слаборелятивистском приближении полное поглощение реализуется только для первой гармоники обыкновенной СВЧ-волны (O1) и для второй гармоники необыкновенной СВЧ-волны (X2), а для других типов волн поглощение малое [2]. Впоследствии эти результаты были обобщены на произвольное направление распространения СВЧ-волн [3]. Дальнейшее развитие работ описано в обзорах [4–7].

Различные физические эффекты, которые могли бы приводить к неполному поглощению СВЧ-волн, рассмотрены в работах [8–13], однако, полностью эта задача пока не решена.

Наряду с нагревом электронной компоненты плазмы в токамаках и стеллараторах, СВЧ-волны могут возбуждать или воздействовать на различные типы плазменных колебаний, которые, в свою очередь, могут влиять на аномальный перенос. Знание величины поглощенной мощности необходимо для установления свойств этих колебаний и нахождения параметрических зависимостей для их описания [14–16], а также для количественного моделирования переноса.

В работах [17–20] проблема поглощения волн типа X2, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, обсуждается со стороны эксперимента на токамаке Т-10 и стеллараторе TJ-II [21]. Были предложены общие принципы эквивалентности

[1)] e-mail: melnikov_AV@nrcki.ru

между разрядами токамака и разрядами стелларатора. Для пары эквивалентных разрядов была показана близость их электронных и ионных температур [19, 21]. Установлены общие свойства переноса энергии в токамаках и стеллараторах.

В данной работе мы анализируем общепринятую теоретическую формулу для оптической толщины плазмы при поглощении X2-моды СВЧ-волн, сравниваем ее с результатами экспериментов на Т-10 по нагреву на первой и второй гармонике ЭЦР. Из анализа экспериментов по Транспортной модели канонических профилей (ТМКП) выводится эмпирическая формула для поглощенной СВЧ-мощности, которая сравнивается с теоретической формулой, и оценивается эффективность ЭЦР-нагрева в токамаке Т-10 и стеллараторе TJ-II. Далее обсуждается возможность перехода к полному поглощению СВЧ волн. В заключении формулируются основные выводы.

Оптическая толщина плазмы. В указанных выше работах поглощение СВЧ-волны в лучевом приближении принято характеризовать в терминах оптической толщины плазмы, определяемой как

$$\tau = \int 2\mathrm{Im}\, k_s ds, \tag{1}$$

где интегрирование производится по резонансной области траектории луча, s – координата вдоль луча, $\mathrm{Im}\, k_s$ – мнимая часть волнового вектора, определяемая решением дисперсионного уравнения

$$D(\omega, k) = 0, \tag{2}$$

где D – тензор диэлектрической проницаемости плазмы. Доля поглощенной мощности определяется выражением

$$\eta = 1 - \exp(-\tau). \tag{3}$$

В настоящей работе мы ограничимся случаем распространения необыкновенной волны моды X2 поперек магнитного поля. Рассмотрим приближенное выражение для оптической толщины плазмы из работы [4]:

$$\tau_{X2} = \pi \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \frac{T_e}{mc^2} \mu_2^X \frac{\omega_B R}{c}. \tag{4}$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi ne^2/m$ – квадрат плазменной частоты, $\omega_B = eB/mc$ – циклотронная частота электронов. Значения плотности плазмы и магнитного поля при интегрировании в (1) берутся в резонансной области. Параметр μ_2^X изменяется в пределах от 1.1 до 1.3 вдали от отсечки по плотности.

Перейдем в (4) к практическим единицам: плотность n будем измерять в $[10^{19}\,\mathrm{м}^{-3}]$, температуру электронов T_e в [кэВ], магнитное поле B в [Тл]. Тогда $T_e/mc^2 = T_e\,[\text{кэВ}]/511$, и вместо (4), будем иметь

$$\tau_{X2} \approx 5.6 \frac{nT_e}{B} \frac{R}{1.5}. \tag{5}$$

Здесь большой радиус токамака R мы нормировали на большой радиус установки Т-10 ($R_{\text{Т-10}} = 1.5\,\text{м}$), параметр μ_2^X положен равным единице, и это определяет точность оценки оптической толщины в 10–30 %.

Анализ экспериментальных результатов. Поглощение СВЧ-волн первой и второй гармоник ЭЦР в токамаке Т-10 рассмотрено в работах [17, 18]. Количественный анализ процесса ЭЦР-нагрева с помощью ТМКП привел к следующим выводам [18–20]. Несмотря на то, что при фиксированном магнитном поле оптическая толщина зависит не только от плотности, но и от температуры электронов, при достаточно высокой средней плотности n реализуется полное поглощение СВЧ-волн. При достаточно низкой плотности поглощение может стать неполным. Границу перехода из неполного поглощения в полное мы называем критической плотностью и обозначаем через n_{cr}.

Итак, если

$$n > n_{cr}, \tag{6}$$

то поглощение является полным независимо от температуры электронов. В противоположном случае

$$n < n_{cr}, \tag{7}$$

характер поглощения зависит от величины парциального давления электронов p_e. Если условие (7) выполняется, но давление электронов достаточно велико:

$$p_e = nT_e > 8.8 \cdot (R_{\text{Т-10}}/R), \tag{8}$$

то сохраняется полное поглощение СВЧ-волн, поскольку оптическая толщина плазмы увеличивается за счет температуры. Если же при условии (7) давление электронов невелико:

$$p_e = nT_e < 8.8 \cdot (R_{\text{Т-10}}/R), \tag{9}$$

то поглощение остается неполным.

Итоги анализа работ [18–21] собраны на рис. 1. Здесь на плоскости (плотность – температура электронов) показаны импульсы с ЭЦР-нагревом плазмы на первой гармонике O1 и на второй гармонике X2. Видна резкая разница в температурах при нагреве плазмы с низкой плотностью, $n < 3 \times 10^{19}\,\mathrm{м}^{-3}$. При ЭЦР-нагреве на первой гармонике [22] в этой

области температура T_e быстро возрастает с уменьшением плотности. При ЭЦР-нагреве на второй гармонике температура также несколько возрастает, но очень медленно. В результате при плотности $n \sim 2$ разность температур составляет 4–5 раз. Причину такого различия мы видим в неполном поглощении СВЧ-волн второй гармоники моды X2.

Синяя линия на рис. 1 обозначает границу областей полного и неполного поглощения СВЧ-волны (8). Она описывает условие полного поглощения,

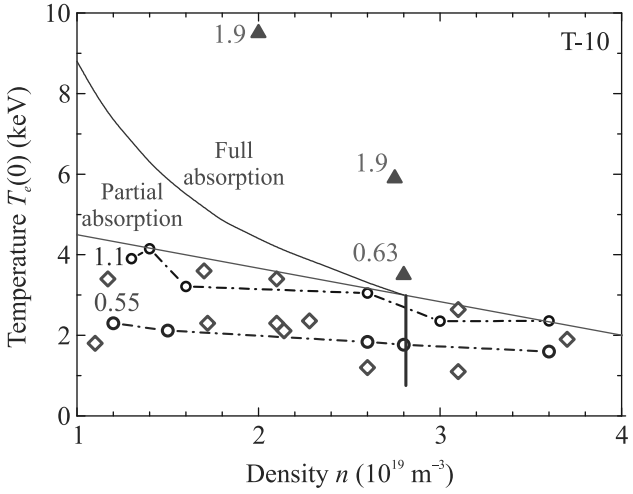

Рис. 1. (Цветной онлайн) Сравнение ЭЦР-нагрева на первой и второй гармонике в токамаке Т-10. Зеленые треугольники – нагрев на первой гармонике моды O1, $B = 2.8$ Тл, $f = 75{-}81.4$ ГГц [22]. Указана мощность нагрева для каждого из импульсов. Ниже красной линии лежит область температур, полученных в кампаниях 2013–2018 гг. в разрядах с ЭЦР-нагревом на второй гармонике моды X2 в диапазоне мощности $0.4 < Q_{EC} < 2.3$ МВт (пустые символы) [19]. Кружками и штрих-пунктиром обозначены две серии разрядов с мощностью нагрева $Q_{EC} \sim 1.1$ и 0.55 МВт, $B = 2.32$ Тл и графитовым лимитером. Синяя линия ($T_e = 8.8/n$) разделяет области частичного и полного поглощения СВЧ-волн, $n_{cr} = 2.8 \times 10^{19}$ м$^{-3}$

найденное эмпирически для установки Т-10, см. условие (5) из работы [19], имеющее вид

$$n_0 T_{e0} > 10 \ [10^{19}\,\text{м}^{-3}\,\text{кэВ}], \tag{10}$$

где n_0 и T_{e0} – плотность и температура электронов в центре шнура. Более подробный анализ экспериментальных данных показал, что постоянную 10 в соотношении (10) следует уменьшить до 8.8, а центральное значение плотности плазмы без больших погрешностей заменить на среднее значение. Тогда для границы области полного поглощения получаем зависимость, показанную синей линией на рис. 1:

$$T_e = 8.8/n. \tag{11}$$

Интересны также две серии импульсов с разными плотностями, но с различной мощностью 1.1 и 0.55 МВт (кружки и штрихпунктирные линии на рис. 1). Видно, что температура электронов в этих сериях очень слабо возрастает с уменьшением плотности, что подтверждает наше предположение об уменьшении эффективности поглощения СВЧ-волн при уменьшении плотности. Отметим также, что положение экспериментальных точек при мощности 1.1 МВт для этой серии практически совпадает с верхней границей для достигнутых электронных температур в экспериментах с мощностью нагрева от 0.4 до 2.3 МВт (см. рис. 5 в [19]). На рисунке 1 – это красная линия. Это произошло потому, что экспериментальные серии разрядов с мощностью 1.1 МВт были проведены в плазме с графитовым лимитером. Позже, когда мощность гиротронов на установке достигла 2.3 МВт, графитовый лимитер был заменен на вольфрамовый. При таком лимитере электронная температура оказалась более низкой, чем при графитовом. Напомним, что в 1980-х годах, когда нагрев от гиротронов проводился на первой гармонике ЭЦР, лимитер был также графитовым.

Итак, рис. 1 показывает, наличие эффекта уменьшения поглощения СВЧ-волн при снижении плотности как в режимах с различной мощностью нагрева, так и в режимах с различным материалом лимитера.

Из рисунка 1 видно, что при средней плотности $n = 2 \times 10^{19}$ м$^{-3}$, достаточно дополнительно подогреть плазму на 1.5 кэВ, чтобы оптическая толщина плазмы выросла настолько, что поглощение стало полным. Для этого нужно использовать какой-либо другой метод дополнительного нагрева, например, нейтральную инжекцию (Neutral Beam Injection, NBI). В результате температура электронов может оказаться достаточно высокой, чтобы удовлетворить условию полного поглощения СВЧ-волн (8). После этого дополнительный подогрев, например, NBI, можно отключить, но плазма останется в области полного поглощения. Конечно, описанный процесс является сильно нелинейным, поскольку переход через синюю кривую сопровождается переходом от частичного поглощения волн к их полному поглощению. В области ниже синей кривой поглощение линейно зависит от плотности [19], в области выше синей кривой поглощение полное и от плотности не зависит.

Анализ экспериментальных данных с помощью ТМКП [17–21] показал, что доля поглощенной мощности $\eta = Q_{ab}/Q_{EC}$ в случае (7), (9) линейно возрастает с плотностью плазмы. Здесь Q_{ab} – поглощенная мощность, Q_{EC} – введенная мощность. Таким образом, полная уточненная эмпирическая формула для доли поглощенной мощности имеет вид:

$$\left.\begin{array}{ll} \eta = n/n_{cr} & \text{при } n < n_{cr} \text{ и } (nT_e) \le 8.8 \cdot (R_{\text{T-10}}/R) \\ \eta = 1 & \text{при } n < n_{cr} \text{ и } (nT_e) > 8.8 \cdot (R_{\text{T-10}}/R) \\ \eta = 1 & \text{при } n > n_{cr} \\ \eta = 0 & \text{при } n > n_{\text{cut-off}} \end{array}\right\}. \tag{12}$$

Для критической плотности справедлива эмпирическая формула [19]:

$$n_{cr} = 1.2B. \tag{13}$$

Формула (13) связывает границу перехода от полного к частичному поглощению с магнитным полем. Для установки Т-10 при поле $B = 2.4\,\text{Тл}$, критическая плотность оказывается на уровне $2.8 \times 10^{19}\,\text{м}^{-3}$. В работе [21] мы исследовали поглощение СВЧ-волн на стеллараторе TJ-II на второй гармонике в моде X2, где при поле $B = 1\,\text{Тл}$ критическая плотность близка к $1.2 \times 10^{19}\,\text{м}^{-3}$.

Заметим, что соотношения (8) и (9) применимы к тороидально симметричным системам (токамаки), но не всегда применимы к стеллараторам, имеющим различную топологию магнитного поля. Для стеллараторов вместо R правильнее писать $B/(dB/ds)$, где вектор **s** параллелен пучку ЭЦ-волн.

Оптическая толщина плазмы для второй гармоники ЭЦР (X2) по эмпирическим и классическим формулам. Оптическая толщина плазмы в практических единицах дается формулой (5), а доля поглощенной мощности η выражается классической формулой (3). Формулы (3)–(5) теперь нужно сравнить с эмпирическими формулами (12) и (13).

Сначала сравним эти формулы при малой плотности. Предполагая, что

$$\tau_{X2} \ll 1, \tag{14}$$

и используя разложение экспоненты по малому аргументу ($\exp(x) \sim 1 + x$), для установок Т-10 и TJ-II получим:

$$\eta = \tau_{X2} = 5.6\frac{nT_e}{B}. \tag{15}$$

Для удобства сравнения выпишем рядом формулу (12) с учетом (13):

$$\eta = n/1.2B. \tag{16}$$

Формулы (15) и (16) различаются как в числовом множителе в 6.7 раза, так и в зависимости от параметров. В классическую формулу (15) входит электронная температура T_e, которой нет в формуле (16). Большое различие в числовом множителе означает, что наклон прямой в зависимости от плотности в (15) гораздо более крутой, чем в (16). Физически это означает, что область с частичным поглощением в случае (15) хотя и существует, но очень мала. Видимо, по этой причине этот эффект не рассматривался в опубликованных теоретических работах.

Зависимость η от магнитного поля в (15) также искажена из-за наличия увеличенного числового множителя. Если в (16) критическая плотность определяется соотношением (13) ($n_{cr} = 1.2B$), то в (15) оно имеет вид:

$$n_{cr} = B/(5.6T_e), \tag{17}$$

что гораздо меньше.

В установке Т-10 [18] для импульсов с плотностью $n < n_{cr}$ электронная температура изменяется произвольно в диапазоне $2.1 < T_e < 3.6\,\text{кэВ}$, т.е. в 1.7 раза. В соответствии с (15), экспериментальные точки вдоль наклонной $\eta(n)$ должны быть разбросаны по области такой ширины. Однако разброс точек гораздо меньше (см. рис. 12 в [19]), что указывает на отсутствие зависимости η от температуры в эксперименте.

Теперь сравним классическую формулу (3) для η с эмпирической формулой (12) в широком диапазоне плотности. В качестве аргумента экспоненты используем формулу (15). На рисунке 2 показана зависимость эффективности нагрева от плотности плазмы для токамака Т-10 при магнитном поле $B = 2.4\,\text{Тл}$. Кривые с насыщением соответствуют теоретическим формулам (3)–(5) при температуре $T_e(0) = 1$ и $2\,\text{кэВ}$. Пунктирная ломаная линия соответствует эмпирической формуле (12). Синими квадратами отмечены значения эффективности нагрева для импульсов Т-10 с разными плотностями и мощностями нагрева. Видно, что при указанном магнитном поле расхождения между классической формулой (3) и эмпирической формулой (12) находятся в диапазоне изменения плотности

$$0 < n < 2.8 \times 10^{19}\,\text{м}^{-3}. \tag{18}$$

Например, при плотности $n = 1.4 \times 10^{19}\,\text{м}^{-3}$ по классической формуле поглощается почти вся ЭЦР-мощность, а по эмпирической формуле – лишь ее половина.

На рисунке 3 показана эффективность нагрева в зависимости от плотности для стелларатора TJ-II

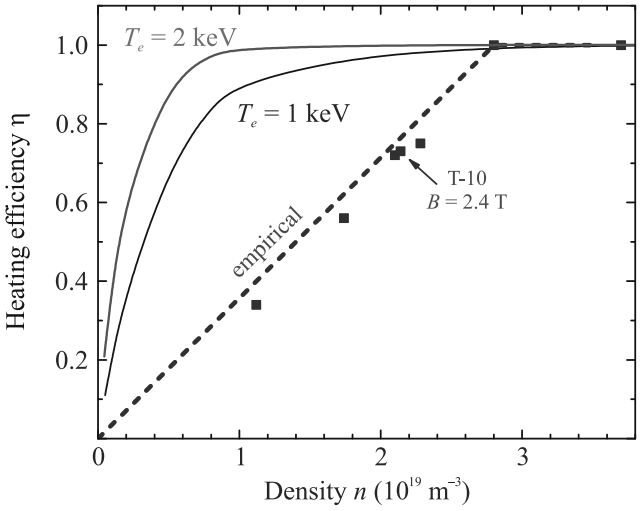

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость эффективности ЭЦР-нагрева от плотности плазмы для токамака Т-10 при магнитном поле 2.4 Тл. Сплошные кривые соответствуют теоретическим формулам (4), (5) при температуре 1 и 2 кэВ. Пунктирная ломаная линия соответствует эмпирической формуле (12). Синими квадратами отмечены значения эффективности нагрева для импульсов Т-10 с разными плотностями и мощностями нагрева [19]

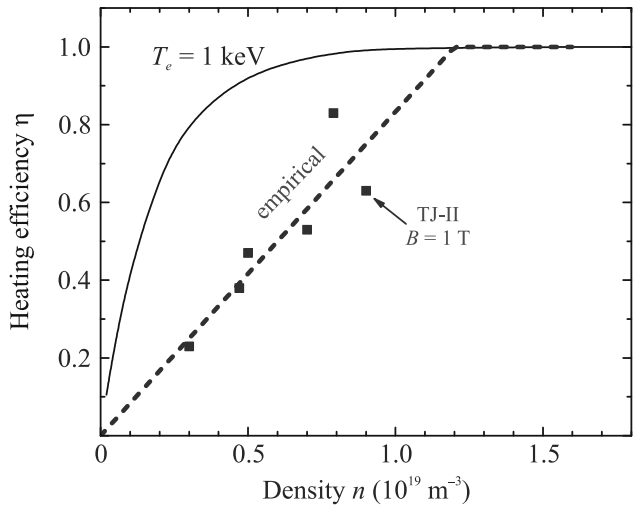

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость эффективности ЭЦР-нагрева от плотности плазмы для стелларатора TJ-II при магнитном поле 1 Тл. Сплошная кривая соответствует теоретическим формулам (4), (5) при температуре 1 кэВ. Пунктирная ломаная линия соответствует эмпирической формуле (12). Синими квадратами отмечены значения эффективности нагрева для импульсов с разными плотностями и мощностями нагрева [21]. Все экспериментальные точки лежат в области с частичным поглощением

при поле $B = 1$ Тл, полученная с помощью ТМКП. При моделировании разрядов TJ-II использовались эквивалентные разряды токамака. Условия эквивалентности были определены в [21]. Согласно (13), критическая плотность при указанном магнитном поле составляет $n_{cr} = 1.2\times10^{19}$ м$^{-3}$, поэтому расхождения между формулами (3), (4) и (12) находятся в диапазоне

$$0 < n < 1.2 \times 10^{19}\,\text{м}^{-3}. \qquad (19)$$

Символами отмечены экспериментальные точки TJ-II. Поскольку при поле 1 Тл плотность отсечки $n_{\text{cut-off}} = 1.6 \times 10^{19}$ м$^{-3}$, то фактически все экспериментальные точки находятся в зоне частичного поглощения (19).

Преодоление области с частичным поглощением. В работе [17] было показано, что существование области с частичным поглощением связано с эффектом “температурного порога” (недостаточной электронной температуры). Если этот порог превзойти, то поглощение становится полным и при плотности ниже критической (условии (7)). Условие преодоления порога (8) требует увеличения давления электронов. Если при имеющейся мощности ЭЦР-нагрева условие (8) не выполняется, то для достижения полного поглощения можно действовать двумя путями. Первый путь – это увеличение вводимой мощности Q_{EC}. Поскольку при неизменной плотности плазмы доля поглощаемой мощности сохраняется, то увеличение Q_{EC} приведет также к увеличению поглощаемой мощности Q_{ab}. По этому пути пошла команда стелларатора W7-X, нарастив поглощаемую мощность до 5 МВт. При такой мощности температурный порог преодолевается и достигается полное поглощение. Второй путь – это использование дополнительной мощности другой природы. Чаще всего используется дополнительный нагрев за счет инжекции пучка горячих нейтралов (NBI) (токамаки DIII-D [23], ASDEXUpgrade [24]). На токамаке EAST используется дополнительный нагрев за счет ввода нижнегибридной мощности [25]. Во многих случаях применяется лишь импульсный ввод дополнительной мощности длительностью десятки миллисекунд. При переходе в режим с полным поглощением (8) существующей мощности ЭЦР-нагрева уже хватает, чтобы поддерживать стационарный режим с высокой температурой электронов без возврата в режим (9) с частичным поглощением.

Преодоление области неполного поглощения может быть достигнуто также и за счет увеличения большого радиуса установки, приводящего к соответствующему увеличению оптической толщины, см.

множитель $R/1.5$ в (5), или размеру резонансной области. Эта возможность реализуется на стеллараторе W7-X, имеющем большой радиус установки $R_{\text{W7-X}} = 5.5$ м ($R_{\text{W7-X}}/1.5 = 3.7$).

Токамак Т-15МД имеет $R = 1.5$ м и будет работать при магнитных полях $B = 1{-}2$ Тл [26], т.е. при параметрах, сравнимых с Т-10 и TJ-II, поэтому там тоже возможно неполное поглощение СВЧ-волн [19]. Для перехода в режим полного поглощения можно будет использовать NBI, либо ионно-циклотронный нагрев [27, 28]. Имеется также возможность организовать специальный сценарий, в котором разряд начинается при плотности чуть больше критической с полным поглощением, а затем плотность уменьшается с небольшим подогревом так, чтобы выполнялось условие (8), и электронная температура оставалась выше синей кривой на рис. 1.

Заключение. Анализ экспериментов на токамаке Т-10 и стеллараторе TJ-II показал, что при достаточно низкой плотности мощность ЭЦР-нагрева на второй гармонике X2 поглощается лишь частично. Построена эмпирическая формула для доли поглощенной мощности в зависимости от плотности плазмы, магнитного поля и электронной температуры. Ее сравнение с классическими формулами для оптической толщины плазмы и для доли поглощаемой ЭЦР-мощности показало, что интервал плотности с частичным поглощением существует и в результатах классического описания СВЧ-волн. На примере токамака Т-10 и стелларатора TJ-II показано, что этот интервал плотности на порядок меньше, чем определяется эмпирической формулой. Дана оценка величины необходимого увеличения температуры электронов для перехода в зону полного поглощения мощности ЭЦР-нагрева на второй гармонике X2.

Работа частично поддержана Российским научным фондом, проект 23-72-00042.

1. Б. А. Трубников, *Электромагнитные волны в релятивистской плазме при наличии магнитного поля*, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, ред. М. А. Леонтович, АН СССР, М. (1958), т. 3, с. 104 [B. A. Trubnikov, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions*, ed. by M. A. Leontovich, Pergamon, London (1960), v. 4, p. 363].
2. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров, Н. В. Скрыдлов, ЖТФ **33**, 922 (1963) [Y. N. Dnestrovskii, D. P. Kostomarov, and N. V. Skrydlov, Sov. Phys.-Tech. Phys. **8**, 691 (1964)].
3. I. P. Shkarofsky, Phys. Fluids **9**, 570 (1966); https://doi.org/10.1063/1.1761711.
4. M. Bornatichi, Plasma Physics **24**(6), 629 (1982); DOI:10.1088/0032-1028/24/6/005.
5. M. Bornatichi, R. Cano, O. De Barbier, and F. Engelman, Nucl. Fusion **23**(9), 1153 (1983); DOI:10.1088/0029-5515/23/9/005.
6. В. В. Аликаев, Е. В. Суворов, А. Г. Литвак, А. А. Фрайман, *Электронно-циклотронный нагрев плазмы в тороидальных системах*, в кн. *Высокочастотный нагрев плазмы*, ИПФ АН СССР, Горький (1983), с. 6 [V. V. Alikaev, A. G. Litvak, E. V. Suvorov, and A. A. Fraiman, *Electron cyclotron resonance heating of toroidal plasmas*, in *High-Frequency Plasma Heating*, ed. by A. G. Litvak, American Institute of Physics, N.Y. (1992), p. 1]; https://link.springer.com/book/9780883187654.
7. R. Prater, Phys. Plasmas **11**, 2349 (2004); DOI:10.1063/1.1690762.
8. G. Giruzzi, Nucl. Fusion **28**, 1413 (1988); DOI:10.1088/0029-5515/28/8/009.
9. А. Г. Шалашов, Е. В. Суворов, Физика плазмы **28**(1), 51 (2002) [A. G. Shalashov and E. V. Suvorov, Plasma Phys. Rep. **28**, 46 (2002)]; https://doi.org/10.1134/1.1434295.
10. A. G. Shalashov and E. V. Suvorov, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1779 (2003); https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/9/314.
11. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, УФН **190**, 396 (2020) [E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, Phys.-Uspekhi **63**, 365 (2020)]; DOI: 10.3367/UFNe.2019.05.038572.
12. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, ЖЭТФ **154**, 179 (2018) [E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, JETP **127**, 155 (2018)]; https://doi.org/10.1134/S1063776118070063.
13. Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов, Письма в ЖЭТФ **109**, 723 (2019) [E. Z. Gusakov and A. Yu. Popov, JETP Lett. **109**, 689 (2019)]; https://link.springer.com/article/10.1134/S0021364019110080.
14. A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, E. Ascasibar et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 084008 (2018); doi.org/10.1088/1361-6587/aac97f.
15. А. В. Мельников, В. А. Вершков, С. А. Грашин, М. А. Драбинский, Л. Г. Елисеев, И. А. Земцов, В. А. Крупин, В. П. Лахин, С. Е. Лысенко, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Н. К. Харчев, Ф. О. Хабанов, Д. А. Шелухин, Письма в ЖЭТФ **115**, 360 (2022) [A. V. Melnikov, V. A. Vershkov, S. A. Grashin, M. A. Drabinskij, L. G. Eliseev, I. A. Zemtsov, V. A. Krupin, V. P. Lakhin, S. E. Lysenko, A. R. Nemets, M. R. Nurgaliev, N. K. Khartchev, P. O. Khabanov, and D. A. Shelukhin, JETP Lett. **115**, 324 (2022)]; DOI: 10.1134/S0021364022200279; http://jetpletters.ru/ps/2369/article_35068.shtml.
16. Г. А. Саранча, Л. Г. Елисеев, А. В. Мельников, Ф. О. Хабанов, Н. К. Харчев, Письма в ЖЭТФ **116**, 96 (2022) [G. A. Sarancha,

L. G. Eliseev, Ph. O. Khabanov, N. K. Kharchev, and A. V. Melnikov, JETP Lett. **116**, 98 (2022)]; https://link.springer.com/article/10.1134/S0021364022601178.

17. Ю. Н. Днестровский, В. А. Вершков, А. В. Данилов, А. Ю. Днестровский, С. Е. Лысенко, А. В. Мельников, Г. Ф. Субботин, Д. Ю. Сычугов, С. В. Черкасов, Д. А. Шелухин, Физика плазмы **45**, 207 (2019) [Y. N. Dnestrovskij, V. A. Vershkov, A. V. Danilov, A. Yu. Dnestrovskij, S. E. Lysenko, A. V. Melnikov, G. F. Subbotin, D. Yu. Sychugov, S. V. Cherkasov, and D. A. Shelukhin, Plasma Phys. Reports **45**, 226 (2019)]; DOI:10.1134/S1063780X19020053.
18. Ю. Н. Днестровский, А. В. Данилов, А. Ю. Днестровский, Л. А. Ключников, С. Е. Лысенко, А. В. Мельников, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Г. Ф. Субботин, Н. А. Соловьев, А. В. Сушков, Д. Ю. Сычугов, С. В. Черкасов, Физика плазмы **46**, 387 (2020) [Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Danilov, A. Yu. Dnestrovskij, L. A. Klyuchnikov, S. E. Lysenko, A. V. Melnikov, A. R. Nemets, M. R. Nurgaliev, G. F. Subbotin, N. A. Soloviev, A. V. Sushkov, D. Yu. Sychugov, and S. V. Cherkasov, Plasma Phys. Reports **46**, 477 (2020)]; DOI: 10.1134/S1063780X20050037.
19. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Danilov, A. Yu. Dnestrovskij, S. E. Lysenko, A. V. Melnikov, A. R. Nemets, M. R. Nurgaliev, G. F. Subbotin, N. A. Solovev, D. Yu. Sychugov, and S. V. Cherkasov, Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 055012 (2021); https://doi.org/10.1088/1361-6587/abdc9b.
20. Ю. Н. Днестровский, А. В. Данилов, А. Ю. Днестровский, С. Е. Лысенко, А. В. Мельников, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Г. Ф. Субботин, Н. А. Соловьев, Д. Ю. Сычугов, С. В. Черкасов, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **45**(1), 9 (2022) [Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Danilov, A. Yu. Dnestrovskij, S. E. Lysenko, A. V. Melnikov, A. R. Nemets, M. R. Nurgaliev, G. F. Subbotin, N. A. Soloviev, D. Yu. Sychugov, and S. V. Cherkasov, Physics of Atomic Nuclei **85**(1), S34 (2022)]; DOI: 10.1134/S1063778822130051.
21. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Melnikov, D. Lopez-Bruna, A. Yu. Dnestrovskij, S. V. Cherkasov, A. V. Danilov, L. G. Eliseev, F. O. Khabanov, S. E. Lysenko, and D. Yu. Sychugov, Plasma Phys. Control. Fusion **65**, 015011 (2023)]; DOI: 10.1088/1361-6587/aca35a.
22. В. В. Аликаев, А. А. Багдасаров, Н. Л. Васин, Ю. Н. Днестровский, Ю. В. Есипчук, А. Я. Кислов, Г. Е. Ноткин, К. А. Разумова, В. С. Стрелков, К. Н. Тарасян, Физика плазмы **14**, 1027 (1988) [V. V. Alikaev, A. A. Bagdasarov, N. L. Vasin, Yu. N. Dnestrovskij, Yu. V. Esipchuk, A. Ya. Kislov, G. E. Notkin, K. A. Razumova, V. S. Strelkov, and K. N. Tarasyan, Plasma Phys. Rep. **14**, 601 (1988)].
23. C.C. Petty and the DIII-D Team, Nucl. Fusion **59**, 112002 (2019); DOI: 10.1088/1741-4326/ab024a.
24. U. Stroth, J. Adamek, L. Aho-Mantila et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **53**, 104003 (2013); DOI: 10.1088/0029-5515/53/10/104003.
25. J. W. Liu, Q. Zang, Y. Liang, et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **63**, 016011 (2023); DOI: 10.1088/1741-4326/aca168.
26. A. V. Melnikov, A. V. Sushkov, A. M. Belov et al. (Collaboration), Fusion Eng. Design **96–97**, 306 (2015); http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.080.
27. J. Ongena, A. M. Messiaen, A. V. Melnikov, R. Ragona, Ye. O. Kazakov, D. van Eester, Yu. N. Dnestrovskii, P. P. Khvostenko, I. N. Roy, and A. N. Romannikov, Fusion Eng. Design **146A**, 787 (2019); https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.080.
28. A. V. Melnikov, J. Ongena, A. M. Messiaen, R. Ragona, A. V. Sushkov, Ye. O. Kazakov, D. van Eester, Yu. N. Dnestrovskii, P. P. Khvostenko, and I. N. Roy, AIP Conf. Proc. **2254**, 070007 (2020); https://doi.org/10.1063/5.0014265.