

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория физики высокотемпературной плазмы

Корепанов Павел Алексеевич

**Исследование нагрева ионов с помощью электромагнитных волн в сферическом
токамаке**

Специальность: 1.3.9 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель: Дьяченко Валерий Васильевич,
кандидат физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник лаборатории физики
высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензент: Бахарев Николай Николаевич,
кандидат физико-математических наук,
научный сотрудник лаборатории физики
высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензент: Капралов Владимир Геннадьевич,
кандидат физико-математических наук,
доцент высшей школы фундаментальных физических
исследований Физико-механического института СПбПУ

СОДЕРЖАНИЕ

Глава 1. Общая характеристика работы	4
Глава 2. ИЦР нагрев D-(H) плазмы в токамаке Глобус-M2	9
1. Картина ИЦР нагрева в токамаке.....	9
2. ИЦР нагрев в D-(H) плазме	10
3. ИЦР нагрев в D-(H) плазме сферического токамака.....	12
4. Дисперсионные кривые для токамака Глобус-M(2) в D-(H) плазме	16
Глава 3. Трехионный сценарий ИЦР нагрева H-D-(³ He) плазмы в токамаке Глобус-M2	18
1. Физический принцип работы трехионного сценария нагрева H-D-(³ He) плазмы	18
2. Расположение циклотронных резонансов и выбор частоты для трехионного сценария нагрева в H-D-(³ He) в плазме для токамака Глобус-M2.....	20
3. Моделирование распространения и поглощения электромагнитных волн в Глобус-M2 в H-D-(³ He) плазме	21
4. Оценка энергий ионов ³ He в результате ИЦР нагрева.....	24
Заключение.....	33
Список литературы.....	34

Глава 1. Общая характеристика работы

Актуальность темы

Развитие новых незагрязняющих атмосферу источников энергии является одним из главных вызовов энергетики XXI века. Программа исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС) с магнитным удержанием плазмы в установках типа токамак призвана ответить на этот вызов [1,2,3,4].

Наиболее важным и значимым пунктом этой программы является строительство международного термоядерного реактора ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) [5], который может быть запущен уже в этом десятилетии. Следующим за ITER будет создание демонстрационной термоядерной электростанции DEMO [6]. Целью программы ITER является демонстрация десятикратного выхода произведенной энергии по сравнению с вложенной, а также получение опыта и технологических цепочек, позволяющих реализовать такой крупный проект.

ITER будет самой большой из существующих установок типа токамак с большим радиусом вакуумной камеры R_0 равным 6.2 м и малым радиусом $r_0=2.0$ м. Выбор размеров установки обусловлен величиной напряженности магнитного поля в центре вакуумной камеры, которую можно получить с использованием имеющихся технологий, для ITER эта проектная величина составляет 5.3 Тл. Таким образом инженерный компромисс для установок токамак состоит между величиной магнитного поля и размерами установки. Чем больше магнитное поле, тем меньшие размеры R_0 , r_0 (большой и малый радиусы токамака соответственно) для токамака могут быть использованы и наоборот – чем меньшее магнитное поле можно получить, тем большие линейные размеры токамака необходимы.

Немного в стороне от этой концепции стоит сферический токамак «Глобус-M2» [7]. Его большой радиус составляет 0.36 м, а малый 0.24 м. Аспектное отношение ($A = R/a$) составляет 1.5. Токмаки с аспектным отношением < 2.0 принято называть сферическими

в противоположность традиционным (например ITER с $A=3.1$). Другими примерами сферических токамаков являются NSTX-U [8,9], MAST-U [10,11], ST-40 [12,13], , START [14], KTM [15]. В сферических токамаках можно эффективно поддерживать большую плотность плазмы при меньших напряженностях тороидального магнитного поля, по сравнению с классическими токамаками. Однако в связи с малыми размерами установки появляются другие проблемы. При тех же плотностях и температурах плазмы, но меньшем объеме удерживаемой плазмы возрастает плотность потока энергии через ее границу, увеличивая нагрузку на дивертор и стенку токамака. Данное обстоятельство на сегодняшний день исключает использование сферических токамаков в качестве полноценного термоядерного реактора.

Однако актуальность установки «Глобус-М2» состоит в разработке концепции гибридного термоядерного реактора, в котором сферический токамак выполняет роль источника быстрых нейтронов в ядерном реакторе распада [7,16]. Создание такого токамака подразумевает проработку различных наукоемких систем, обеспечивающих работу установки, как например систем дополнительного нагрева [2,17], диагностик [18,19], систем неиндукционной генерации тока [2,17].

Эта работа посвящена разработке системы дополнительного нагрева - ионно-циклотронного резонансного нагрева на токамаке «Глобус-М2».

Основной целью работы является:

Исследование нагрева и удержания ионов в токамаке «Глобус-М2» с использованием ионно-циклотронного диапазона длин волн.

Для достижения этой цели решались следующие задачи:

1. Исследование картины распространения электромагнитных волн в D-(H) плазме токамака «Глобус-М(2)», с помощью изображения дисперсионных кривых в сечении токамака.

2. С помощью полноволнового одномерного кода [20,21] для ИЦР нагрева моделирование трехионного сценария H-D-(^3He) [22,23,24].
3. Оценка энергий надтепловых ионов, генерируемых в результате ИЦР нагрева H-D-(^3He) с помощью теории, разработанной Томасом Говардом Стиксом (Т.Н. Stix) [25,26].
4. Оценка энергий ионов, удерживаемых в плазме токамака «Глобус-М(2)», чья энергия преимущественно содержится в компоненте скорости, перпендикулярной к магнитному полю.
5. Сопоставление энергии надтепловых ионов, получаемых в результате нагрева, и энергий ионов, удерживаемых в токамаке «Глобус-М(2)».
6. Оценка концентрации ионов ^3He , при которой эффективность поглощения электромагнитных волн на частицах малой добавки ^3He начинает ухудшаться в H-D-(^3He) сценарии ИЦР нагрева.

Научная новизна

Установка «Глобус-М2» является единственным сферическим токамаком, на котором реализована система ИЦР нагрева [21,27]. Научный интерес в работе представляет вопрос о влиянии особых условий плазмы, реализуемых в компактном торе за счет его малого аспектного отношения, на распространение, поглощение, нагрев электромагнитных волн в ИЦ диапазоне частот.

ИЦР нагрев в компактных установках имеет свои характерные особенности и трудности. Например, технологического характера, связанных с необходимостью использовать меньшие, чем на традиционных токамаках частоты, соответствующие большим длинам волн, что приводит к увеличению размеров всех компонентов фидерных линий, портов и антенн, и в то же время физического характера, попытка рассмотреть которые сделана в этой работе.

Трехионный сценарий нагрева плазмы H-D-(^3He) представляет собой новый способ нагрева плазмы в ИЦР диапазоне частот, который пока что не получил широкого применения на современных установках, и работа по его экспериментальной реализации идет в настоящее время [22,23,24]. Поскольку основным каналом поглощения в этом случае является малая добавка частиц ^3He , чьи концентрации должны быть приблизительно равны 1%, то следует ожидать высокие энергии этих частиц. В то же время на сферическом токамаках, как правило, за счет меньших тороидальных магнитных полей и размеров установки типичные энергии удерживаемых частиц ниже, чем на традиционных токамаках [28]. В связи с чем, встает вопрос о применимости этого способа нагрева на сферическом токамаке. Ответ на этот вопрос представляет научный интерес и до этого нигде не исследовался.

Основные положения работы:

1. Определение влияния компактности установки на дисперсионные кривые БМЗ волн.
2. Разработка трехионного H-D-(^3He) сценария ИЦР нагрева для сферического токамака Глобус-М(2). Оценка энергий ионов генерируемых в результате нагрева.
3. Сопоставление энергий генерируемых в результате нагрева с энергиями, удерживаемыми в токамаке.
4. Оценка диапазона концентраций ^3He в H-D-(^3He), в пределах которого обеспечивается эффективное поглощение электромагнитных волн в циклотронном резонансе ^3He .

Апробация работы:

Результаты работы представлялись на конференциях:

1. International Conference PhysicA.SPb/2019; St.Petersburg, Russian Federation; 22–24 October 2019.

А также представлены в публикациях:

1. Корепанов П.А., Бахарев Н.Н., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В. ЖТФ, том 92, вып. 5, стр. 704. (2022).
2. V.K. Gusev, N.V. Skharov, V.B. Minaev et al. Globus-M2 experiments at 0.7 T magnetic field. 20th International Spherical Torus Workshop (ISTW 2019), October 28-31, 2019, Frascati, Italy.

Глава 2. ИЦР нагрев D-(H) плазмы в токамаке Глобус-М2

1. Картина ИЦР нагрева в токамаке

Классическая картина ИЦР нагрева описана в работе J. Adam [29] или учебнике Wesson [1]. ИЦР нагрев опирается на возбуждение в плазме быстрой магнито-звуковой электромагнитной волны на частотах, совпадающих с частотой вращения ионов в замагниченной плазме токамака, обычно в диапазоне 5 – 60 МГц (для сферических токамаков и в частности для Глобус-М(2) порядка 5 – 20 МГц). Условие ионно-циклотронного резонанса можно записать следующим образом [22]:

$$\omega = n\omega_{ci} + k_{\parallel}v_{\parallel,i} \quad (2.1)$$

Где $\omega = 2\pi f$, f – частота источник электромагнитного излучения, k_{\parallel} – волновое число БМЗ волны в месте резонанса, $v_{\parallel,i}$ – скорость ионов, вдоль магнитного поля.

Общеизвестным является тот факт, что в однокомпонентной плазме нагрев за счет ионно-циклотронного резонанса с использованием БМЗ волны невозможен [1,2,29]. Вследствие особенностей и характера распространения БМЗ волны в плазме электромагнитное поле волны имеет эллиптическую поляризацию. Электрическое поле волны можно рассматривать как сумму двух кругополяризованных волн с направлением вращения в противоположных направлениях: по часовой стрелке и против часовой [2, 20, 22, 30] \mathbf{E}_+ , \mathbf{E}_- . В случае однокомпонентной плазмы поляризация, сонаправленная с вращением ионов \mathbf{E}_+ , оказывается минимальной или равной нулю в циклотронном резонансе ионов плазмы, вследствие чего, передачи энергии от волны к частицам не происходит [23,24].

Таким образом, вторым важным условием для ИЦР нагрева, помимо (2.1), является наличие или максимизация компоненты БМЗ волны \mathbf{E}_+ , чей вектор вращается в одном направлении с удерживаемыми в магнитном поле ионами.

Первым и наиболее распространенным путем для преодоления затруднения является использования двухкомпонентной плазмы D-(H) [29]. Метод известен как нагрев на ионах малой добавки, поскольку состав плазмы представляет собой дейтериевую плазму с малой (порядка нескольких процентов) добавкой легких ионов водорода. Метод широко распространен и используется в современных установках токамак по всему миру. Для плазмы термоядерных температур существует ряд других подходов, например: нагрев на высших циклотронных гармониках ($n > 1$ см. (2.1)) эффективный только при высоких температурах, трехкомпонентная плазма (D-T-(Be)) и др. В этой работе рассматриваются только классический метод нагрева D-(H) плазмы, а также метод нагрева трехкомпонентной плазмы H-D-(^3He).

2. ИЦР нагрев в D-(H) плазме

Распространение БМЗ в двухкомпонентной плазме D-(H) может описываться с использованием тензора диэлектрической проницаемости плазмы, записанным в приближении холодной магнитоактивной плазмы [1,2,23,24,30]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}$$

$$\varepsilon = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}$$

$$g = \sum_i \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{ci}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ci}^2)}$$

$$\eta = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}$$

где η – компонент тензора, сонаправленный с магнитным полем, ω – циклическая частота излучения, ω_{ci} – циклотронная частота вращения частиц сорта i , ω_{pi} – плазменная частота, соответствующая частицам i . В этом случае распространение волны можно описать с помощью дисперсионного уравнения $n_{\perp} = f(n_{\parallel}, \omega)$:

$$n_{\perp}^2 = \frac{(\varepsilon_L - n_{\parallel}^2)(\varepsilon_R - n_{\parallel}^2)}{(\varepsilon - n_{\parallel}^2)}$$

Где $\varepsilon_L = \varepsilon + g$, $\varepsilon_R = \varepsilon - g$, а величины n_{\perp} и n_{\parallel} - замедление волны в направлении магнитного поля и поперек его ($\vec{n} = c\vec{k}/\omega$, \mathbf{k} – волновой вектор). Условия $\varepsilon_R - n_{\parallel}^2 = 0$ и $\varepsilon_L - n_{\parallel}^2 = 0$ соответствуют отсечке БМЗ волны [1,2,22,29]. Первое условие обычно выполняется в области низкой концентрации вблизи границы плазмы. Второе — в глубине плазмы. При достаточно низких концентрациях водорода это условие ($\varepsilon_L - n_{\parallel}^2 = 0$) себя не проявляет (рис. 2.1а), при повышении доли водорода оно соответствует условию отсечки (рис. 2.1б). При низкой концентрации водорода условие ($\varepsilon_L - n_{\parallel}^2 = 0$) возникает вблизи основного ($n=1$) циклотронного резонанса водорода и по мере увеличения его доли сдвигается в сторону дейтерия [1,2,29]. Кроме того, при первом условии обнуляется правополяризованная составляющая БМЗ волны, а при втором – левополяризованная.

Условие $\varepsilon - n_{\parallel}^2 = 0$ называется ион-ионным гибридным резонансом [1,2,22,29]. В нем часть волнового вектора перпендикулярная N_{\perp} обращается в бесконечность. Рассмотрение этой области в приближении теплой плазмы, позволяет понять, что в этой области волны претерпевают линейное преобразование в теплые, быстрозатухающие ионно-берштейновские волны (ИБВ).

Это условие в плазме токамаков соседствует с условием отсечки $\varepsilon_L - n_{\parallel}^2 = 0$ (рис. 2.1б). Вместе они образуют небольшой слой, непрозрачный для БМЗ волн. БМЗ волна при падении на него частично отражается, и частично поглощается [1,29]. Традиционно этот слой называется областью трансформации мод.

При ИЦР нагреве D-(H) плазмы выделяют таким образом два возможных режима — при низкой концентрации водорода (рис. 2.1а), и при концентрациях водорода, достаточных, для того чтобы имела место область трансформации мод (рис. 2.1б). Хотя разделение условно, можно вычислить $X[H]$, при которой происходит переход от одного режима к другому [29]:

$$\frac{n_H}{n_D} = \frac{k_z V_H}{\omega} \left(\frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{cD}^2} + \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{pD}^2} \right)$$

откуда:

$$X[H] = \frac{n_H}{n_e} = 1 - \frac{n_D}{n_D + n_H}$$

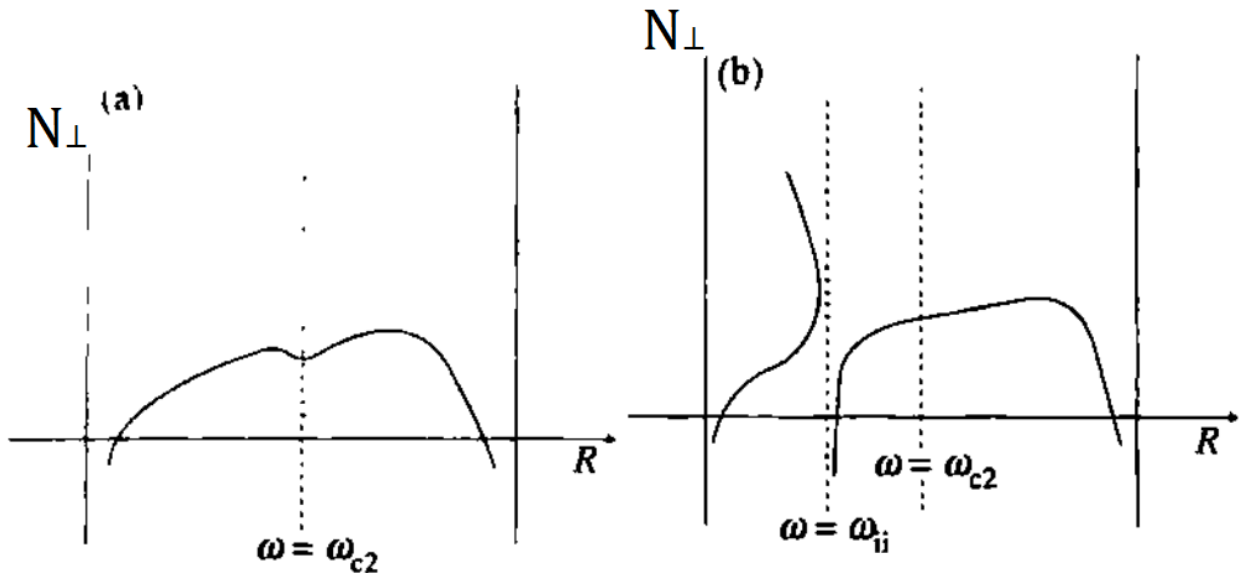


Рисунок 2.1. Типичные дисперсионные кривые для БМЗ волн в двухкомпонентной D-(H) плазме токамаков: (а) – для режима при концентрациях водорода ниже критической (режим нагрева на малой добавке водорода), (б) – выше критической (режим трансформации мод) [1].

3. ИЦР нагрев в D-(H) плазме сферического токамака

При построении дисперсионных кривых, приведенных на рисунке 2.1 предполагается, что замедление волны n_{\parallel} или ее компонента волнового вектора k_{\parallel} остается неизменной при распространении волны вглубь токамака по большому радиусу. Плазма рассматривается как плоский слой, параметры которого изменяются только вдоль большого радиуса, т.е. в направления перпендикулярных большому радиусу, плазма однородна и бесконечна, а поле волны пропорционально $e^{ik_z z}$. Данное приближение, как

показывает опыт, хорошо подходит для традиционных токамаков с большим аспектным отношением, однако требует уточнения для сферических токамаков.

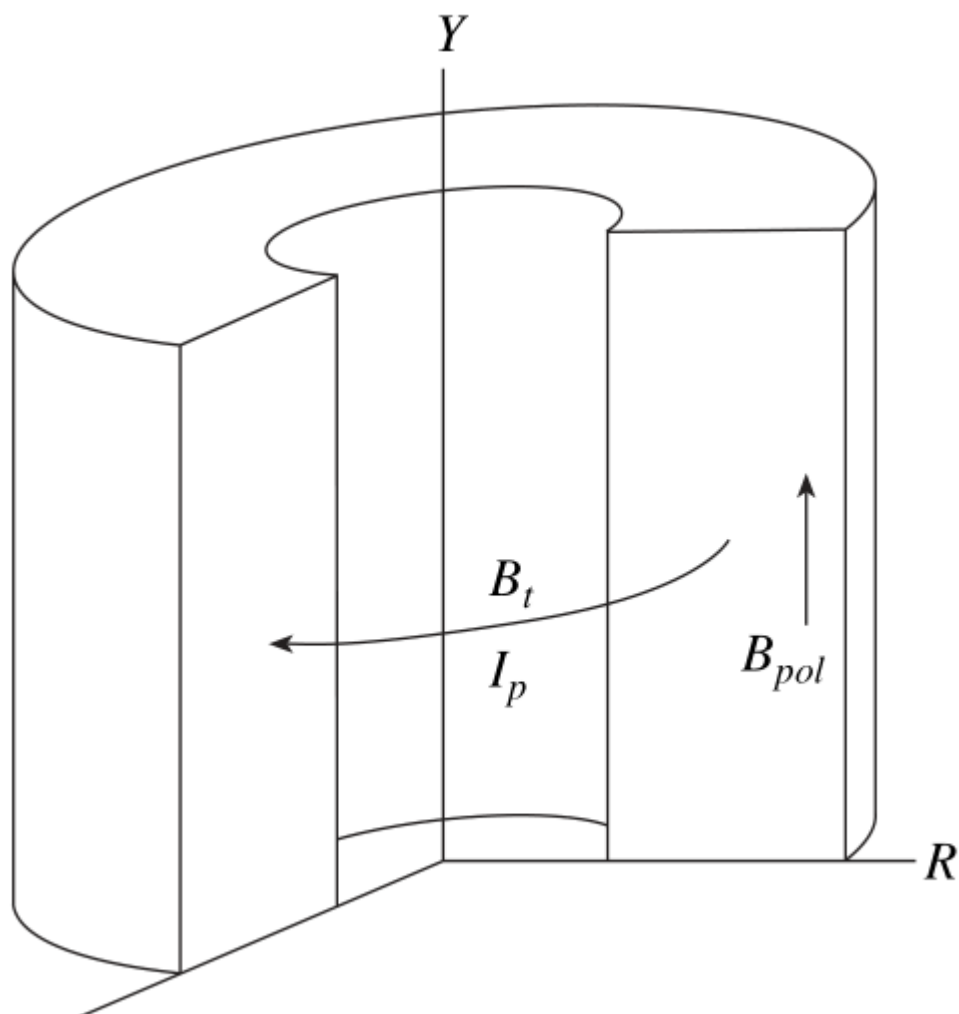


Рисунок 2.2. Цилиндрическая модель плазмы токамака, учитывающая конечные размеры плазмы по тороидальному обходу [21].

В частности для учета конечного размера плазмы в тороидальном направлении можно рассматривать модель плазмы, представленной на рисунке 2.2. В этом случае электромагнитное поле волны пропорционально не $e^{ik_z z}$, а $e^{ik_\phi \phi}$, где k_ϕ – соответствующее волновое число (размерность 1/рад), которое для рассматриваемой волны постоянно вдоль ее распространения т.е. по большому радиусу токамака, а ϕ –

тороидальный угол. Если в выражении $e^{ik_\varphi \cdot \varphi}$ перейти к более привычным линейным координатам, $\varphi = \frac{l_z}{R}$, где l_z – линейная координата соответствующая длине дуги с углом φ , то поле будет пропорционально величине.

$$e^{i \frac{k_\varphi}{R} \cdot l_z}$$

Таким образом в данной модели волновой вектор k_z теперь зависит от большого радиуса.

Если переобозначит в выражении $\frac{k_\varphi}{R}$ постоянные, то получим для k_z :

$$N_z = N_{z0} \cdot \frac{R_0 + r_0}{R} \quad (2.2)$$

где замедление волны $N_z = \frac{ck_z}{\omega}$, ω – циклическая частота падающей электромагнитной волны, c – скорость света, R_0 – большой радиус токамака, r_0 – малый радиус токамака,

$N_{z0} = \frac{ck_{z0}}{\omega} = \frac{k_\varphi}{R_0 + r_0}$ – величина N_z на границе плазмы со стороны слабого магнитного поля в

точке $R_0 + r_0$, k_φ – волновое число соответствующей тороидальной моды, размерности 1/рад.

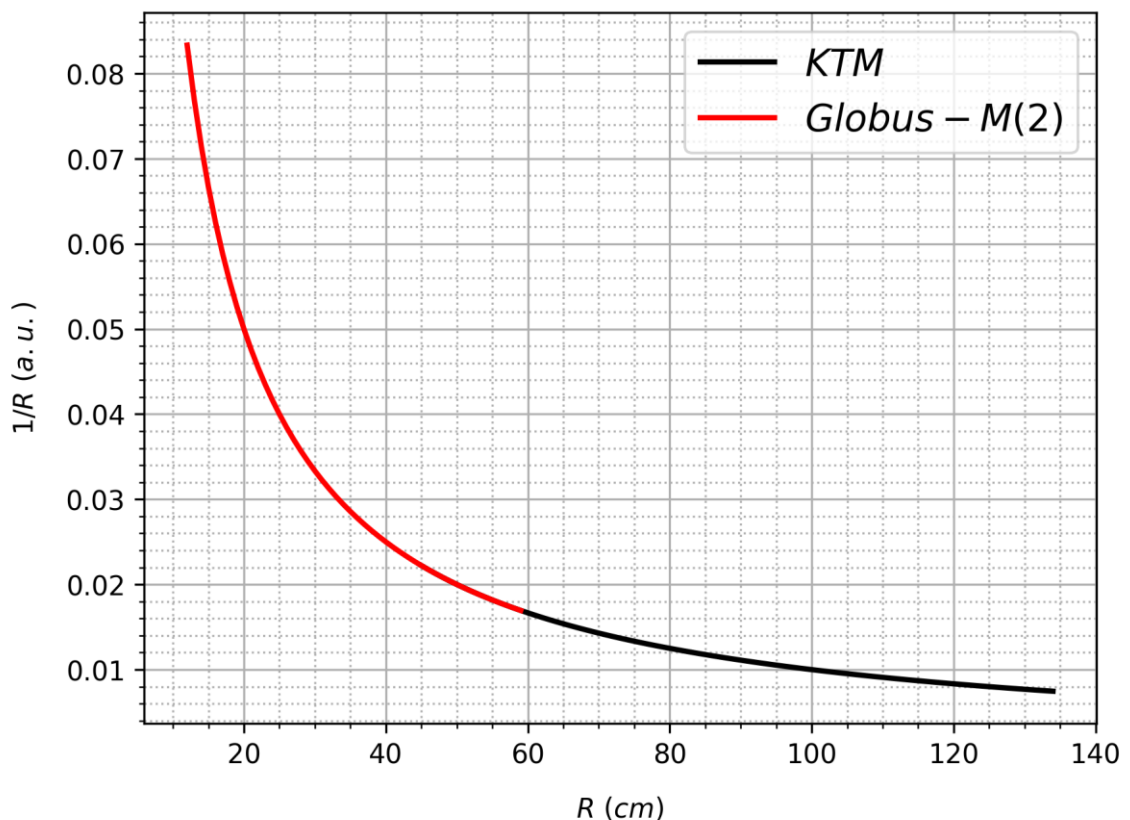


Рисунок 2.3. Зависимость множителя $1/R$ в выражении (2.2) для замедления волны N_z для токамаков Глобус-М2 и КТМ. (КТМ – казахстанский токамак материаловедческий, параметры: большой радиус $R_0=90$ см, малый радиус $r_0=45$ см [15]).

На рисунке 2.3 приведена зависимость множителя $1/R$ в зависимости от большого радиуса для токамаков Глобус-М(2) и КТМ. Как можно видеть влияние этого эффекта наиболее выражено для сферических токамаков с малым значением большого радиуса установки.

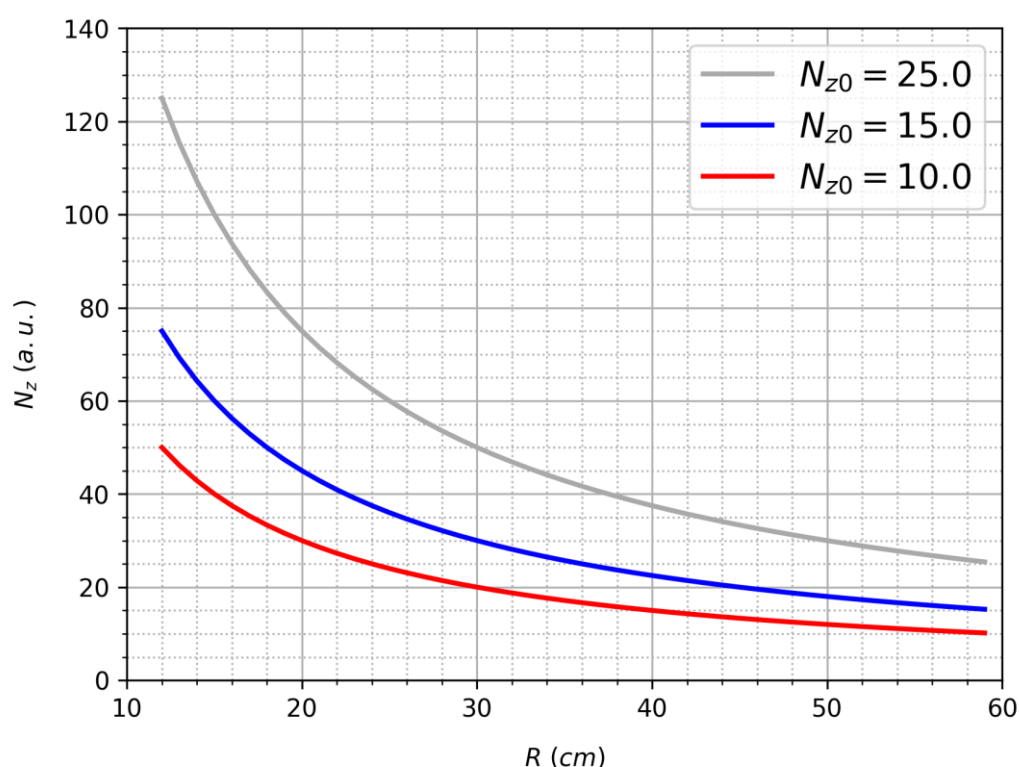


Рисунок 2.4. Зависимость проекции замедления волны в тороидальном направлении в зависимости от большого радиуса токамака, где N_{z0} – замедление волны на границе плазмы, вблизи антенны, соответствующей координате по большому радиусу R_0+r_0 .

На рисунке 2.4 приведена зависимость величины замедления N_z в зависимости от большого радиуса для токамака Глобус-М(2). Как можно видеть, конечные размеры плазмы в тороидальном направлении оказывают слабое влияние для волн с малым значением тороидального замедления или для больших значений большого радиуса. Для

сферического же токамака данный эффект должен обязательно учитываться, в частности при построении дисперсионных кривых (рис. 2.1), поскольку оказывает существенное влияние на величину N_z .

4. Дисперсионные кривые для токамака Глобус-М(2) в D-(H) плазме

На рисунках 2.5, 2.6 приведены кривые построенные по обычной процедуре, при условии, что N_z сохраняется при распространении волны внутрь плазмы (пунктир), и кривые, построенные при условии сохранения волнового числа k_ϕ или соответствующей ему тороидальной моды ($N_{||} = c k_\phi / \omega$) для токамака Глобус-М2. Профили параметров плазмы предполагаются параболическими. Магнитное поле в центре шнура предполагается $B_{tor0} = 1.0$ Т, электронная концентрация $n_{e0} = 40.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, электронная и ионная температура $T_{e0} = 300 \text{ eV}$.

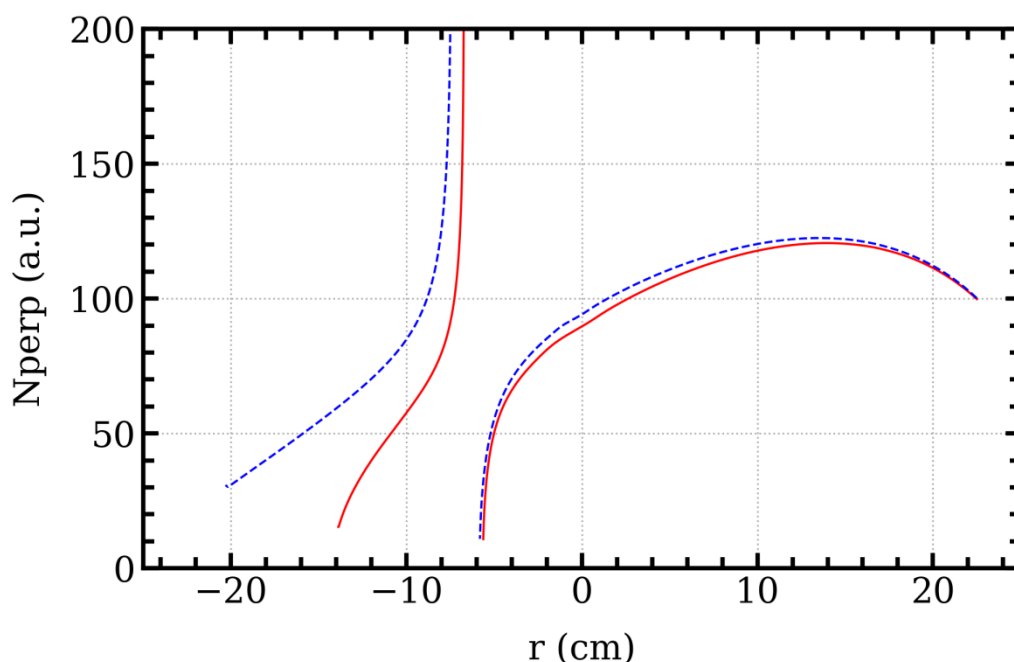


Рисунок 2.5. Дисперсионные кривые, соответствующие компонентам волн с тороидальным замедлением вблизи антенны $N_{z0} = 15$, с учетом выражения (2.2, красная сплошная линия) и без (синяя, пунктирная). По вертикальной оси отложена вещественная часть замедления волны, перпендикулярная к магнитному полю. Параметры плазмы: $B_{tor0} = 1.0$ Т, $n_{e0} = 40.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e0} = 300 \text{ eV}$.

На рисунке 2.5 графики построены для замедления N_{z0} на границе плазмы равного 15, на рисунке 2.6 для N_{z0} равного 25. Как показывают приведенные данные сферичность установки тем меньше влияет на распространение волны, чем меньшее замедление волны N_{z0} на границе плазмы, вблизи антенны. Для волн с N_{z0} больше 15 компактность установки начинает оказывать существенное влияние на распространение волны.

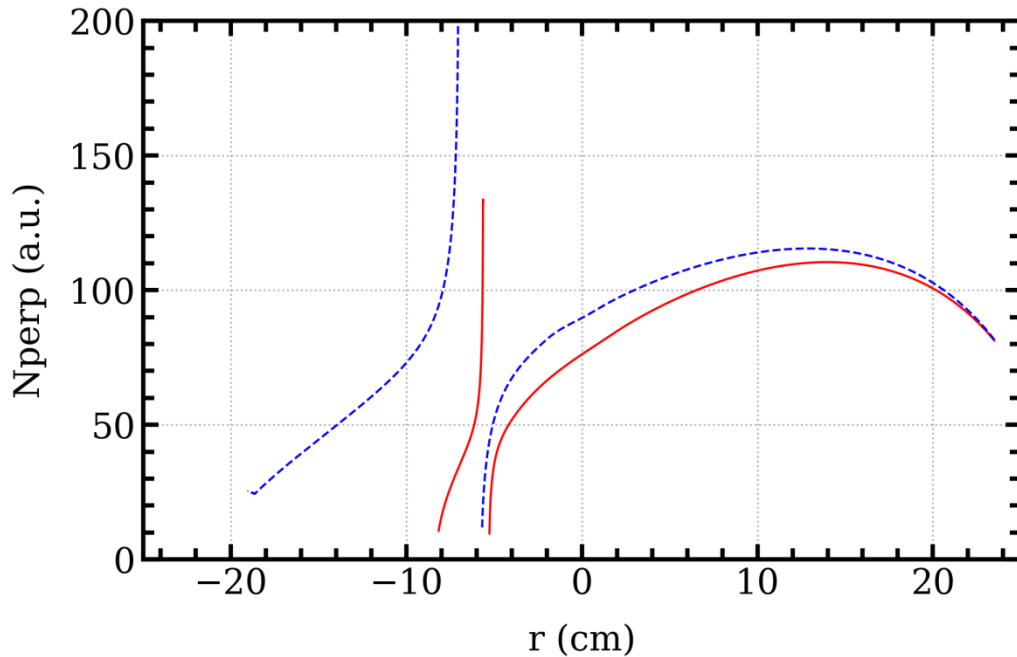


Рисунок 2.6. Дисперсионные кривые, соответствующие компонентам волн с тороидальным замедлением вблизи антенны $N_{z0}=25$, с учетом выражения (2.2, красная сплошная линия) и (без синия, пунктирная). По вертикальной оси отложена вещественная часть замедления волны, перпендикулярная к магнитному полю. Параметры плазмы: $B_{\text{тор}0}=1.0$ Т, $n_{e0}=40.0 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} , $T_{e0}=300$ eV.

Учет данного эффекта приводит к тому, что отсечка БМЗ волны (условие $\varepsilon_R - n_{\parallel}^2 = 0$), расположенная в обычном случае вблизи стенки токамака со стороны сильного магнитного поля смещается вглубь плазмы, образуя запредельную область со стороны сильного магнитного поля. Эффект выражен тем сильнее, чем выше замедление волны.

Запредельная область между отсечкой БМЗ волны (условие $\varepsilon_L - n_{\parallel}^2 = 0$) и ион-ионным гибридным резонансом значительно сужается, что способствует туннелированию

БМЗ волны сквозь нее и положительно сказывается на ее дальнейшей трансформации в коротковолновые волны и затухании.

Как можно заметить, данный эффект играет существенную роль в сферических токамаках и отсутствует в традиционных при больших значениях большого радиуса токамака.

Глава 3. Трехионный сценарий ИЦР нагрева H-D-(³He) плазмы в токамаке Глобус-M2

1. Физический принцип работы трехионного сценария нагрева H-D-(³He) плазмы

Основная идея этого сценария [22,23,24] состоит в совмещении условия отсечки для быстрой магнито-звуковой (БМЗ) волны с областью ионного циклотронного резонанса для малой по концентрации добавки третьего иона. Компонентный состав плазмы в этом случае должен удовлетворять условию [23]:

$$\min\left(\frac{Z_1}{A_1}, \frac{Z_2}{A_2}\right) < \frac{Z_3}{A_3} < \max\left(\frac{Z_1}{A_1}, \frac{Z_2}{A_2}\right) \quad (3.1)$$

где Z_1, Z_2, Z_3 – зарядовый номер составляющих компонент плазмы, A_1, A_2, A_3 – их атомная масса, индекс 3 относится к ионам малой добавки. Это необходимое условие гарантирует расположение циклотронной гармоники примеси между гармониками первой и второй компоненты. В наиболее простом случае водородно-дейтериевой плазмы условие (3.1) принимает вид

$$0.5 < \frac{Z_3}{A_3} < 1.0$$

которому в качестве малой третьей добавки могут удовлетворить только ионы ³He. Обычно в реализации 3х-ионного сценария используется плазма H-D-(³He), где ³He представляет собой малую добавку с концентрацией порядка 1%. Примеры другого компонентного состава плазмы можно найти в [22,23].

Характерной особенностью H-D-(^3He) сценария является высокая удельная ВЧ мощность, приходящаяся на одну резонансную частицу ^3He . Как следствие – ионы ^3He приобретают в этом сценарии высокие энергии, что позволяет моделировать удержание α -частиц, образующихся в результате термоядерной реакции дейтерия и трития, в реакторной плазме [23,24].

В двухкомпонентной H-D плазме имеется область отсечки БМЗ волны (L-cutoff), соседствующая с ион-ионным гибридным слоем, которые возникают при концентрациях водорода выше критического значения и располагаются между поверхностями, на которых выполнено условие ионного циклотронного резонанса для водорода и дейтерия. Они появляются со стороны сильного поля от циклотронной гармоники водорода и по мере увеличения концентрации водорода сдвигаются в сторону основной циклотронной гармоники дейтерия [1,2,23,29]. При добавлении в компонентный состав плазмы третьего сорта ионов в поперечном сечении плазмы сферического токамака выполняются условия, соответствующие гармоникам ионного циклотронного резонанса добавленной примеси. В трехкомпонентной плазме H-D-(^3He) основная циклотронная гармоника ^3He располагается между первыми гармониками водорода и дейтерия (вследствие соблюдения условия (3.1)).

Для реализации 3х-ионного сценария необходимо подобрать соотношение концентраций водорода и дейтерия в H-D плазме таким образом, чтобы совместить положение отсечки БМЗ волны для двухкомпонентной H-D плазмы с положением циклотронного резонанса ^3He [23]. В работе [23] это соотношение составило $\approx 67\%:33\%$, однако эффективность поглощения согласно моделированию сохраняется в пределах изменения концентрации водорода от 65% до 72%. Оптимальную парциальную концентрацию водорода $X[\text{H}]$ можно найти следующим образом [23]:

$$X[\text{D}] = \frac{Z_3/A_3 - Z_2/A_2}{Z_1/A_1 - Z_2/A_2} - \frac{(Z_1/A_1 - Z_3/A_3)(Z_3/A_3 - Z_2/A_2)}{Z_1/A_1 - Z_2/A_2} \alpha, X[\text{H}] = 1 - X[\text{D}]$$

где $\alpha = \left(\frac{\omega_{cH} n_{||}}{\omega_{pH}}\right)^2$, $\omega_{pH} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_H}\right)^{0.5}$. В этой формуле второе слагаемое пропорциональное квадрату отношения продольного показателя преломления БМЗ волны и альвфеновского показателя преломления в условиях экспериментов на токамаках, как правило, мало. С точностью до этой малой поправки оптимальная концентрация водорода определяется параметрами ионов водорода и дейтерия и не зависит от параметров специфичных для установки. Малый параметр α составляет для Глобус-М2 величину 0.038 и вносит вклад в парциальную концентрацию водорода или дейтерия порядка 0.1%.

2. Расположение циклотронных резонансов и выбор частоты для трехионного сценария нагрева в Н-D-(³He) в плазме для токамака Глобус-М2

Рассматривались две возможные схемы расположения циклотронных гармоник, обозначенных как **A** и **B** (рисунок 3.1). В случае **A**: частота 9 МГц выбрана так, чтобы в плазме токамака также присутствовала первая циклотронная гармоника водорода, область в которой поглощается ВЧ-энергия в классической схеме нагрева на малой добавке водорода. В полоидальном сечении, таким образом, находятся одновременно две циклотронные гармоники, на которых можно ожидать эффективное поглощение. В случае **B** частота генератора 7 МГц подбирается с тем, чтобы в полоидальном сечении оставалась только циклотронная гармоника ³He, расположенная как можно ближе к оси токамака.

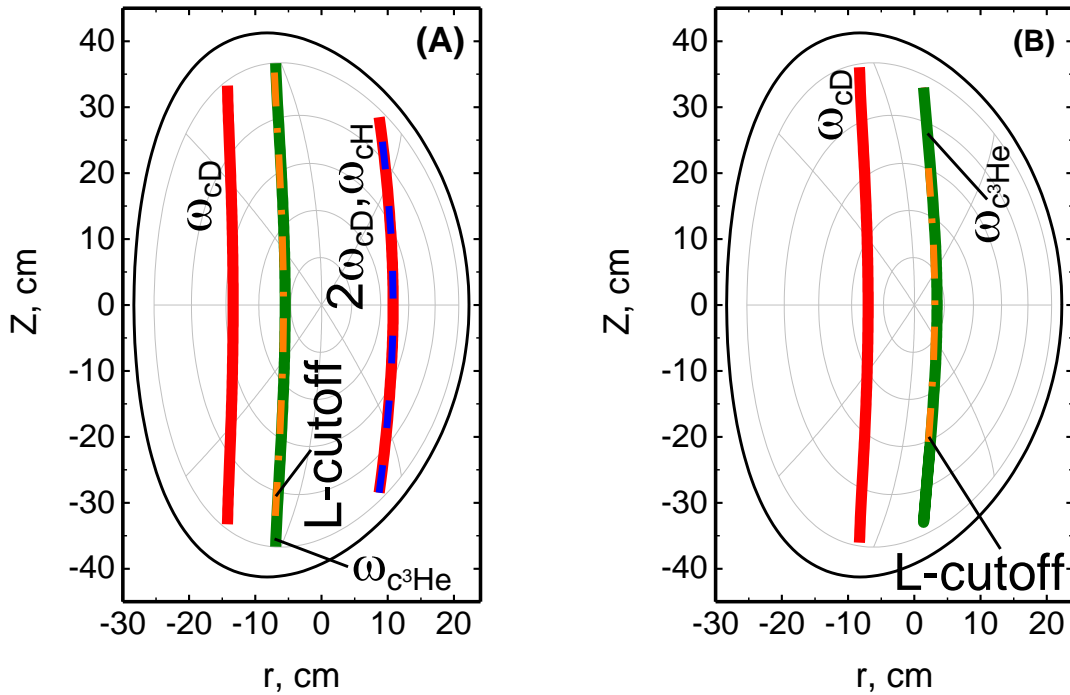


Рисунок 3.1. Расположение циклотронных гармоник для вариантов А (9 МГц) и В (7 МГц). Красным отмечены циклотронные гармоники дейтерия, синим (пунктир) водорода, зеленым гелия-3, оранжевым (штрихпунктирная линия) область отсечки.

3. Моделирование распространения и поглощения электромагнитных волн в Глобус-М2 в Н-D-(³He) плазме

Для построения рисунка 3.1, а также в дальнейшем при моделировании использовались базовые рабочие параметры разряда. Тороидальное магнитное поле на оси токамака $B_0 = 0.7$ Т, электронная плотность в центре $n_{e0} = 0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, ток плазмы $I_{plsm} = 300$ кА, электронные и ионные температуры в центре $T_{e0} = 600$ eV, $T_{i0} = 300$ eV. Относительные концентрации ионов, составляющих плазму $X[H]=66\%$, $X[D]=32\%$, $X[^3He]=2\%$. Использовались профили концентрации и температуры, подобранные по экспериментальным данным на установке Глобус-М [31]. Расчеты проводились с помощью одномерного полноволнового кода, решающего уравнения Максвелла в замагниченной плазме, разработанного в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [20,21] по аналогии с работами [32,33].

	f , MHz	e^-	Ions	He^3	H	D
A	9	45%	55%	23%	22%	10%
B	7	35%	65%	48%	6%	11%

Таблица 2.1. Распределение поглощаемой мощности по сортам частиц.

Как видно из таблицы, появление циклотронного резонанса водорода в сечении плазмы на частоте 9 MHz приводит к перераспределению части вкладываемой энергии в пользу ионов водорода.

На рисунках 3.2 и 3.3 представлены результаты моделирования. Показано распределение поглощаемой мощности вдоль большого радиуса токамака. Циклотронная гармоника Гелия-3 представляет собой в данных условиях наиболее эффективный канал поглощения ВЧ-волн.

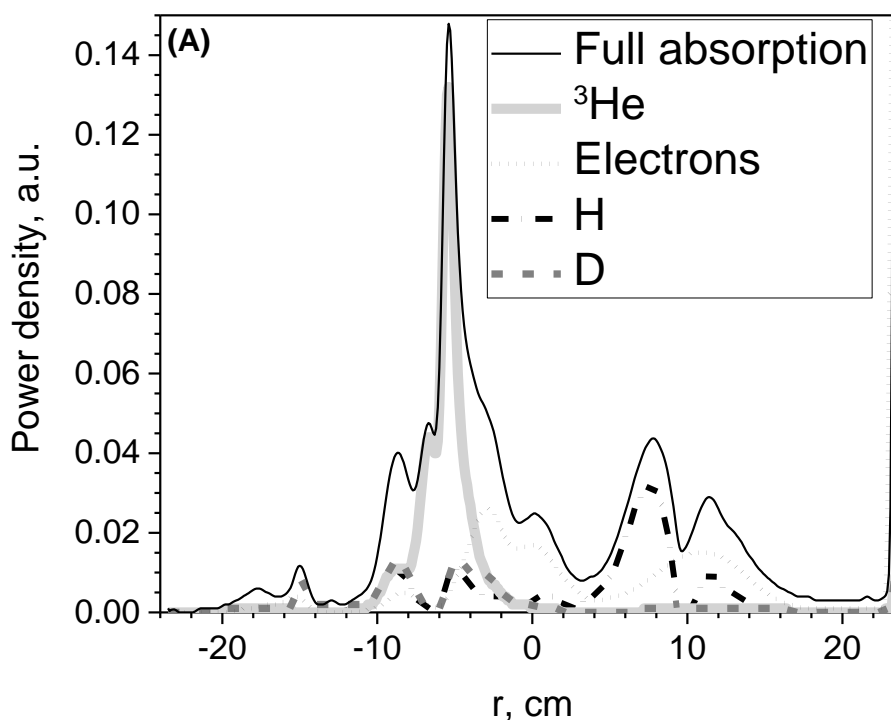


Рисунок 3.2. Распределение поглощенной мощности в сечении токамака для варианта А.

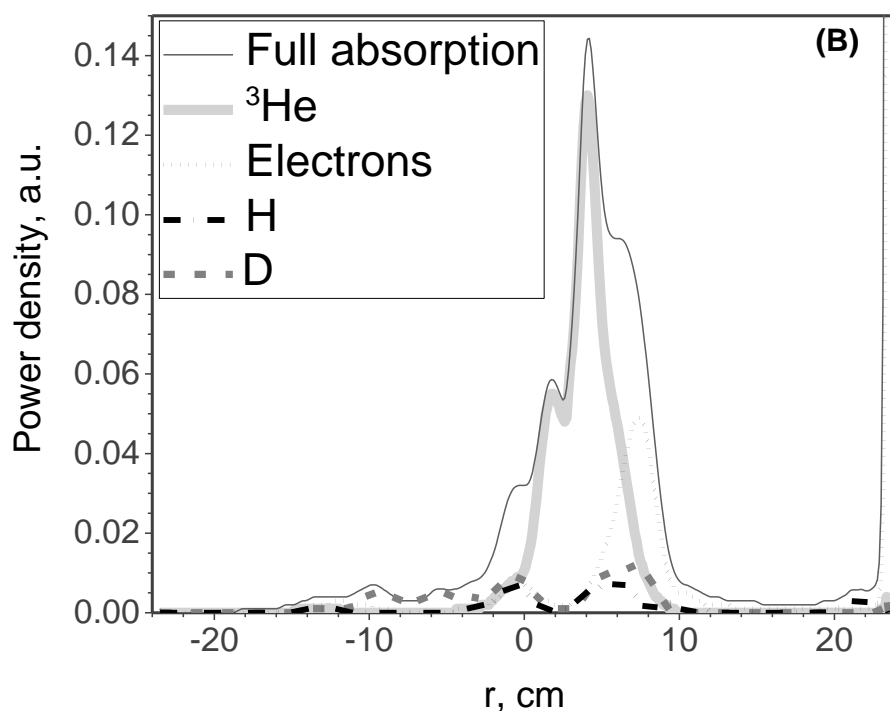


Рисунок 3.3. Распределение поглощенной мощности в сечении токамака для варианта **В**.

Как можно видеть из таблицы 1, появление циклотронного резонанса водорода в сечении плазмы на частоте 9 МГц приводит к перераспределению части вкладываемой энергии в пользу ионов водорода. Однако, поскольку при этом циклотронный слой ${}^3\text{He}$ смещается в сторону сильного поля и следовательно в сторону увеличения градиента тороидального магнитного поля, то это приводит к его сужению. Как следствие в этой (3.5) области стоит ожидать генерации надтепловых ионов ${}^3\text{He}$ более высоких энергий.

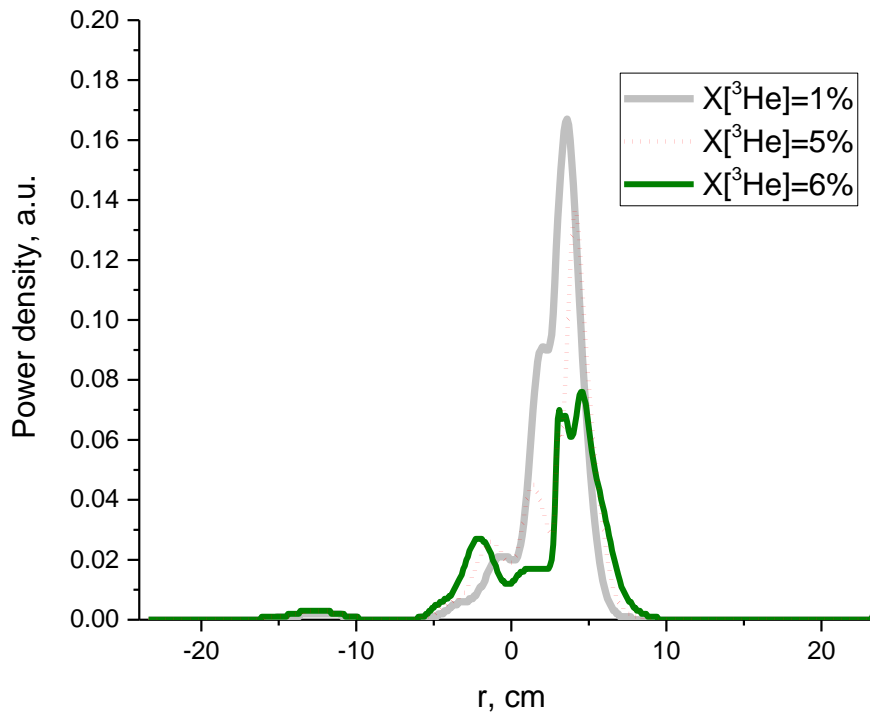


Рисунок 3.4. Распределение поглощенной мощности вдоль большого радиуса токамака Глобус-М2 для различных парциальных концентраций ^3He .

На рисунке 3.4 приведено распределение поглощаемой ВЧ-мощности вдоль большого радиуса токамака для различных парциальных концентраций ^3He . С увеличением доли ионов ^3He в составе плазмы, условия для возникновения эффективного поглощения БМЗ волны исчезают, что проиллюстрировано на рисунке 3.4. Падение эффективности поглощения наблюдается приблизительно от $X[^3\text{He}]=5\%$ и становится существенным уже при 6% .

4. Оценка энергий ионов ^3He в результате ИЦР нагрева

Для оценки энергии ионов использовалась теоретическая модель разработанная Стиксом [25], которая также хорошо описана в [1], опробована на такой установке как PLT [1, 26] и дает хорошие результаты, совпадающие с экспериментальными данными. Она позволяет получить функцию распределения частиц малой добавки в плазме (3.2, 3.3, 3.4):

$$\ln f(v) = -\frac{E}{T_e(1+\zeta)} \left[1 + \frac{R_f(T_e - T_f + \zeta T_e)}{T_f(1 + R_f + \zeta)} H\left(\frac{E}{E_f}\right) \right] \quad (3.2)$$

$$\zeta = \frac{m\langle P_{\perp} \rangle}{8\pi^{1/2} n_e n Z^2 e^4 \ln(\Lambda)} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

$$R_f = \frac{n_f Z_f^2 l_f}{n_e l_e}, \quad E_f = \frac{m T_f}{m_f} \left[\frac{3\sqrt[3]{\pi} (1 + R_f + \zeta)}{4(1 + \zeta)} \right]^{\frac{2}{3}}$$

$$l_f = \frac{1}{\sqrt[2]{2} v_{Tf}}, \quad l_e = \frac{1}{\sqrt[2]{2} v_{Te}}, \quad E = \frac{mv^2}{2} \quad (3.4)$$

$$H(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{du}{1 + u^2}$$

Нижний индекс $-f$ обозначает принадлежность величины (T_f , n_f , m_f) к ионам фоновой плазмы; величины без индекса (n , m) относятся к пробным частицам т.е. к ионам малой добавки (^3He). Параметр $\langle P_{\perp} \rangle$ - мощность, вложенная в единицу объема плазмы на магнитной поверхности в результате поглощения в циклотронном резонансе. Λ - кулоновский логарифм, e - заряд электрона, Z - зарядовое число пробных частиц.

Основной параметр, описывающий воздействие электромагнитного поля - ζ , характеризует поглощаемую в циклотронном резонансе энергию, приходящуюся на одну частицу. В данном случае, эта величина (формула 3.5) оценивалась исходя из мощности, вложенной в объем толщиной Δr около магнитной поверхности малого радиуса r полоидальное сечение которой показано на рисунках 3.5, 3.6 (формула 3.6). Коэффициент $k_{\%f}$ введен с тем, чтобы учесть распределение вкладываемой мощности по компонентам плазмы, исходя из результатов моделирования (см. таблицу 2.1).

$$\langle P_{RF} \rangle = \frac{P_{input} \cdot k_{\%f}}{\Delta V} \quad (3.5)$$

$$\Delta V = \Delta S \cdot 2\pi R_0, \quad \Delta S = 2\pi r \Delta r \quad (3.6)$$

На рисунке 3.5 приведен расчет функции распределения для случая нагрева на малой добавке водорода при вложенной мощности 0.12 MW, соответствующий эксперименту, опубликованному в [21,27,34,35], где доля водорода X[H] в компонентном составе плазме менялась в диапазоне от 10% до 60%. Красными линиями

(горизонтальными) отмечены значения функции распределения в 0.01 и 0.08. Соответственно в части функции распределения с энергией менее 10 keV содержится приблизительно до 96% частиц, а с энергией менее 2 keV до 71%.

Для анализа температуры и энергий ионов в работе [21] использовался прибор ACORD-12 [36]. Измерялся поток атомов водорода и дейтерия из плазмы токамака в диапазоне энергий от 0.5 keV до 5 keV. Для сравнения экспериментальных данных и расчета оценивалась эффективная температура «хвостовой» части функции распределения. Оценка температуры «хвоста» ионов водорода в разряде #11363 [21] с параметрами: $n_e(0)=3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $C[\text{H}]=20\%$, $P_{\text{inp}}=0.12 \text{ MW}$, $f=7.5 \text{ MHz}$, составила 1.13 keV, в то время как по данным анализатора для этого разряда температура «хвостовой» части функции распределения - 980 eV.

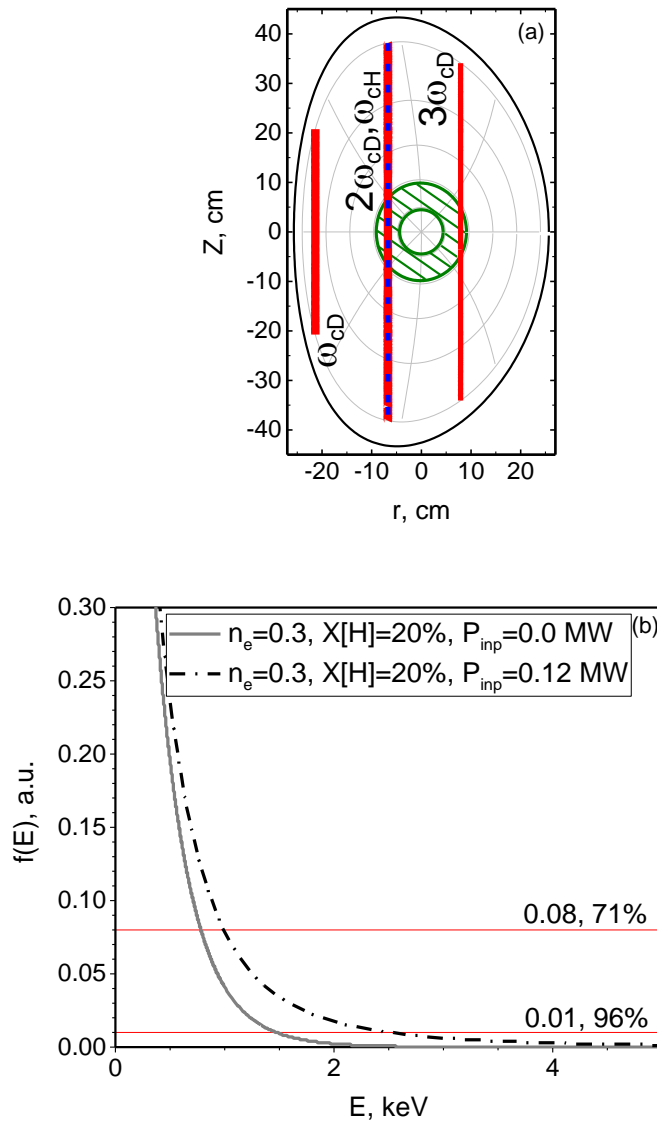


Рисунок 3.5. а – расположение циклотронных гармоник в полоидальном сечении токамака Глобус-М для сценария нагрева с малой добавкой водорода, штрихом показана площадь ΔS (см. формулу 3.6). б – функция распределения ионов водорода, посчитанная по модели (3.2) для приведенного случая: $X[H]=20\%$, $n_e=0.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $P_{\text{input}}=0.12 \text{ MW}$. Горизонтальные линии отмечают уровни функции распределения в 0.01 и 0.08, соответствующие 96% и 71% содержаниям частиц вплоть до отмеченного уровня.

Подобный анализ был также выполнен для 3х-ионного сценария нагрева (рисунок 3.6) с тем, чтобы оценить порядок ожидаемых энергий в случае его использования на установке Глобус-М2 и сопоставить с данными по удержанию частиц (рисунок 3.8).

Частицы ${}^3\text{He}$ тяжелее частиц водорода, вследствие чего функция распределения при той же входной мощности 300 kW оказывается сильнее прижата к горизонтальной оси (рисунок 3.6).

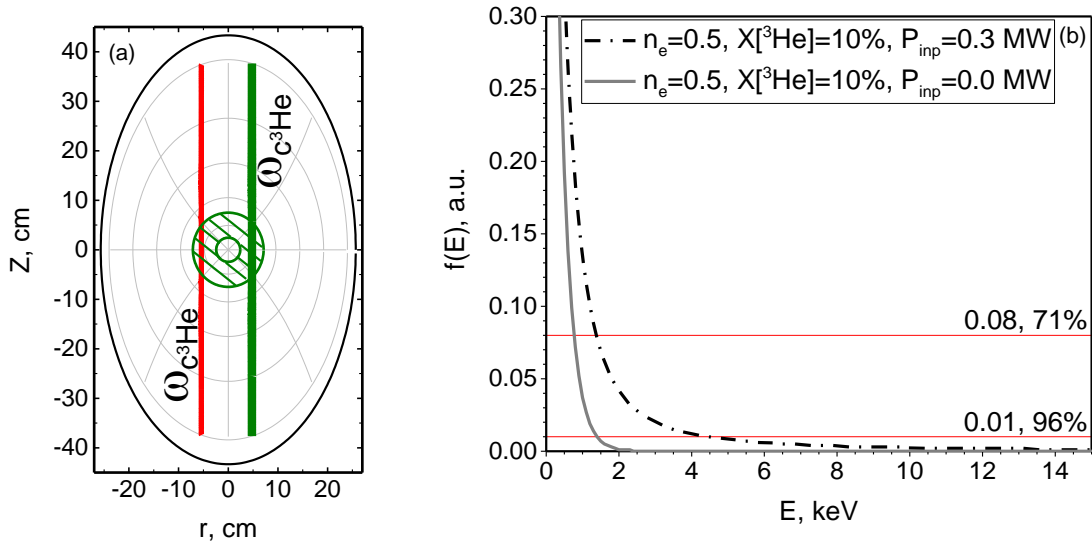


Рисунок 3.6. а – расположение циклотронных гармоник в полоидальном сечении токамака Глобус-М2 для 3х-ионного сценария нагрева, штрихом показана площадь ΔS (см. формулу 3.6). б – функция распределения ионов ${}^3\text{He}$, посчитанная по модели (3.2) для приведенного случая: $X[{}^3\text{He}]=10\%$, $n_e=0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $P_{\text{input}}=0.3 \text{ MW}$. Горизонтальные линии отмечают уровни функции распределения в 0.01 и 0.08, соответствующие 96% и 71% содержаниям частиц вплоть до отмеченного уровня.

На рисунке 3.7 приведены графики, позволяющие оценить ожидаемый уровень энергии быстрых частиц, генерируемых вследствие циклотронного нагрева. В качестве ожидаемого уровня энергии используется величина, соответствующая содержанию, согласно функции распределения, 71% частиц до указанного уровня. По вертикальной оси, таким образом, отложен уровень энергии, при котором не менее 71% частиц имеют энергии меньше отложенной согласно (3.2).

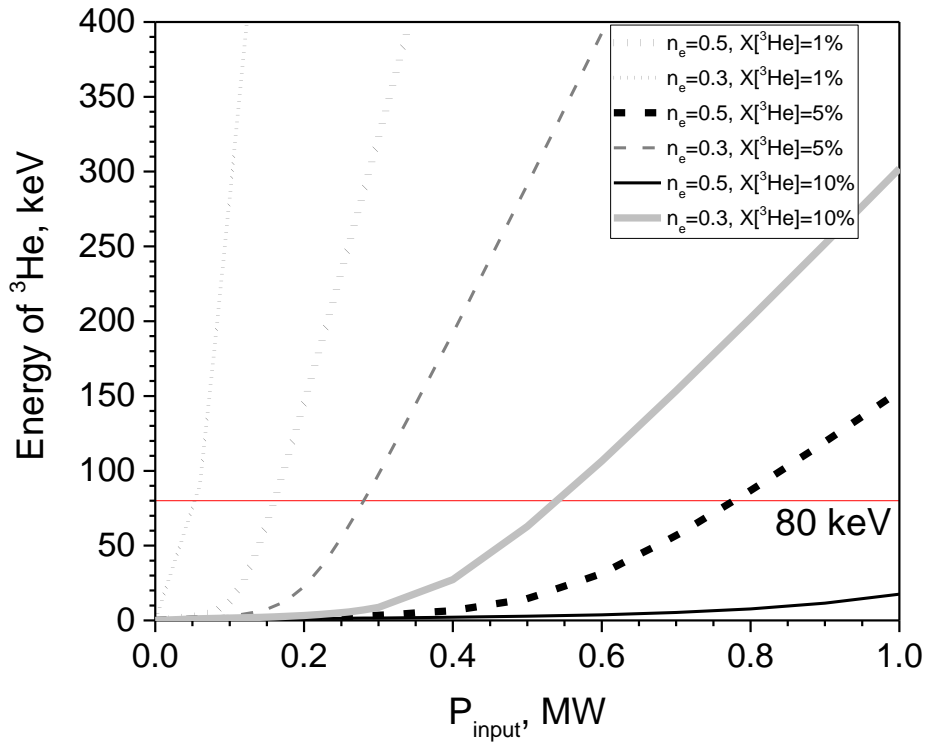


Рисунок 3.7. Зависимость энергии ионов ^3He от вложенной мощности. По вертикальной оси отложен уровень энергии, при котором, согласно функции распределения частиц, не менее 71% частиц имеют энергии меньше отложенной. Графики приведены для электронных плотностей $n_e=0.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ и $n_e=0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

На рисунке 3.8 приведены результаты моделирования удержания частиц ^3He в токамаке Глобус-М2. Численно решалось уравнение движения заряженных частиц в магнитном поле, восстановленном с помощью кода EFIT. Координаты (R, Z) на рисунке обозначают точку «рождения» иона, которая в данном случае совпадает с точкой отражения на орбите иона, т.е. в начальном положении в точке (R, Z) ион имеет нулевую продольную скорость, а вся энергия считается содержащейся в поперечной составляющей скорости [28]. После чего, моделируется движение частицы. Цветовая карта обозначает области, в которых ион с энергией меньше указанной удерживается, а с большей – теряется. Характерная энергия, с которой ион еще может удерживаться в плазме, составляет 80 keV.

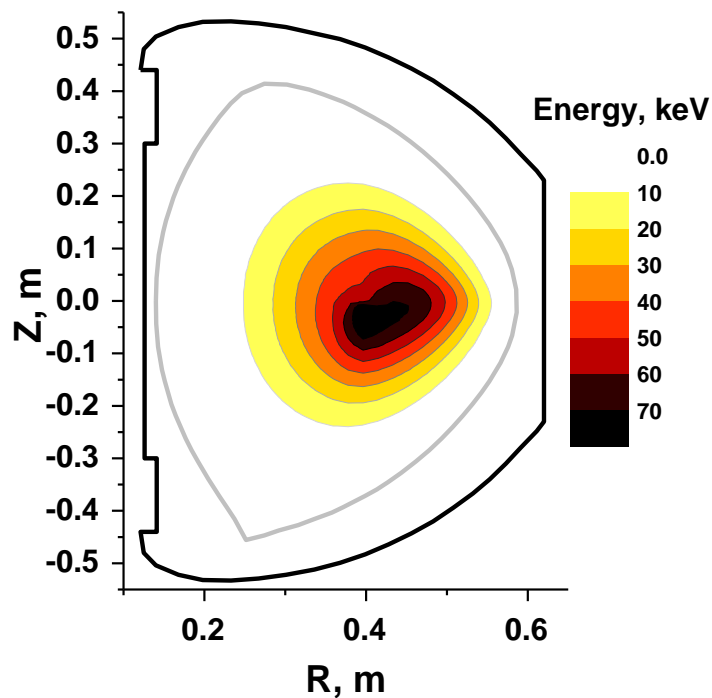


Рисунок 3.8. Результаты моделирования удержания ионов Гелий-3 в установке «Глобус-М2» с магнитным полем $B_{\text{tor}}=0.7$ Т, и током плазмы $I_{\text{plsm}}=300$ кА, по разряду #37902. Максимальная энергия удерживаемых частиц составляет 80 keV.

Чтобы сопоставить диапазон энергий удерживаемых ионов с ожидаемыми энергиями частиц ${}^3\text{He}$, построены графики на рисунке 3.9. По вертикальной оси откладывается доля частиц в процентах с энергиями менее 80 keV согласно функции распределения (3.2) в зависимости от вложенной мощности. Из приведенного графика видно, что при парциальных концентрациях ${}^3\text{He}$ порядка 1% и менее большая часть частиц приобретает энергию выше 80 keV и в Глобус-М2 не удерживается. При электронной плотности $n_e=0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ и доли ${}^3\text{He}$ порядка 1% при вложенной мощности соответствующей предыдущему эксперименту [27] в 0.2–0.3 MW только от 35% до 50% частиц могут удерживаться в установке. А при увеличении мощности до 0.5 MW или более эта доля падает ниже 20%.

Вследствие малых размеров установки и высокой плотности энергии приходящейся на одну частицу при малых парциальных концентрациях ${}^3\text{He}$, частицы ${}^3\text{He}$

приобретают в основной своей массе высокие энергии более 80 keV и не удерживаются в плазме токамака. Даже наиболее оптимистичный вариант с электронной плотностью в $n_e=0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ при парциальных концентрациях в 1% дает лишь 35—50% удерживаемых частиц (рисунок 3.9). Поэтому при таких малых $X[{}^3\text{He}]$ как 1%, которые необходимы для полноценного трехионного сценария H-D-(${}^3\text{He}$), нельзя с гарантией ожидать выраженного эффекта нагрева.

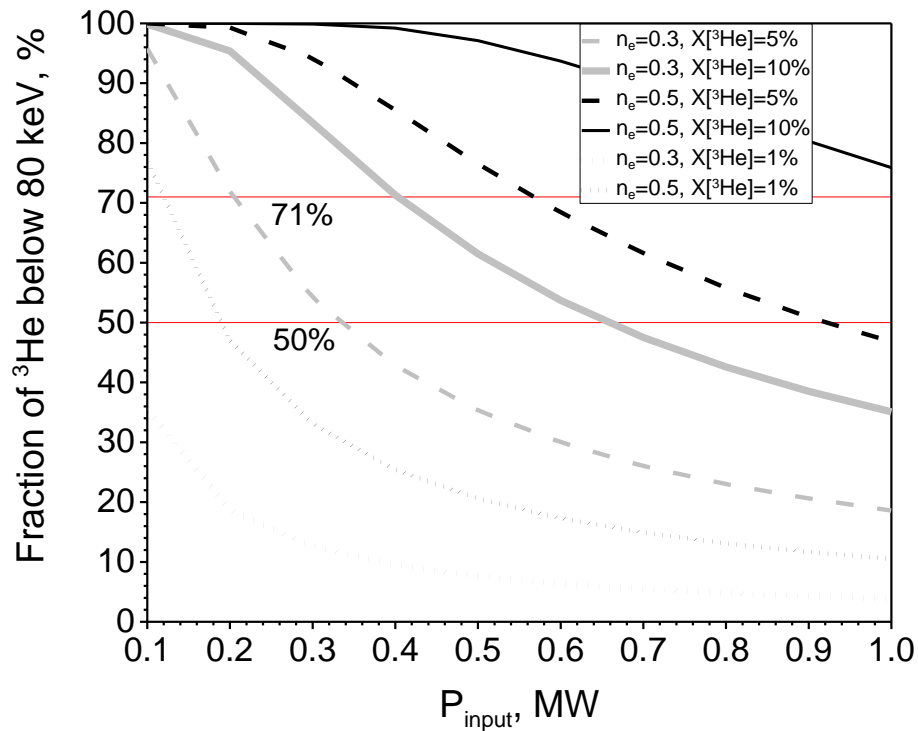


Рисунок 3.9. Зависимость доли удерживаемых частиц (с энергией менее 80 keV) ${}^3\text{He}$ от вкладываемой мощности для электронных плотностей $n_e = 0.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ и $0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

При увеличении парциальных концентраций ${}^3\text{He}$ ситуация улучшается. Достаточно концентраций в 5% (см. рис. 3.9 $n_e=0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}, X[{}^3\text{He}]=5\%$), чтобы большая доля частиц попадала в удерживаемый диапазон энергий до 80 keV. Хотя для предложенного трехионного сценария нагрева необходимы малые парциальные концентрации третьей компоненты менее 1%, поскольку при увеличении $X[{}^3\text{He}]$ резонансная поляризация, приводящая к эффективному поглощению волны падает. При нагреве на малой добавке

водорода требования к парциальной концентрации водорода аналогичные: $X[\text{H}] \approx 0.1\%$, однако в экспериментах на сферическом токамаке Глобус-М [27] эффект нагрева сохранялся при парциальных концентрациях водорода от 10% до 60%. Это обстоятельство позволяет ожидать, что такой же эффект может иметь место и в случае $\text{H-D-(}^3\text{He)}$.

С целью, чтобы более наглядно продемонстрировать, какие парциальные концентрации ^3He , необходимы для эффективного удержания генерируемых быстрых ионов, приведены графики на рисунке 3.10. По вертикальной оси откладывается доля ^3He , при превышении которой в диапазоне удерживаемых энергий 0—80 keV согласно (2) оказывается не менее 71% частиц. Как можно видеть для этого при электронной концентрации $n_e = 0.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ для доступных на Глобус-М(2) мощностей накачки не превышающих 1 MW $X[^3\text{He}]$ должна быть не менее 7%, а для мощности в 0.3 MW – не менее 2%.

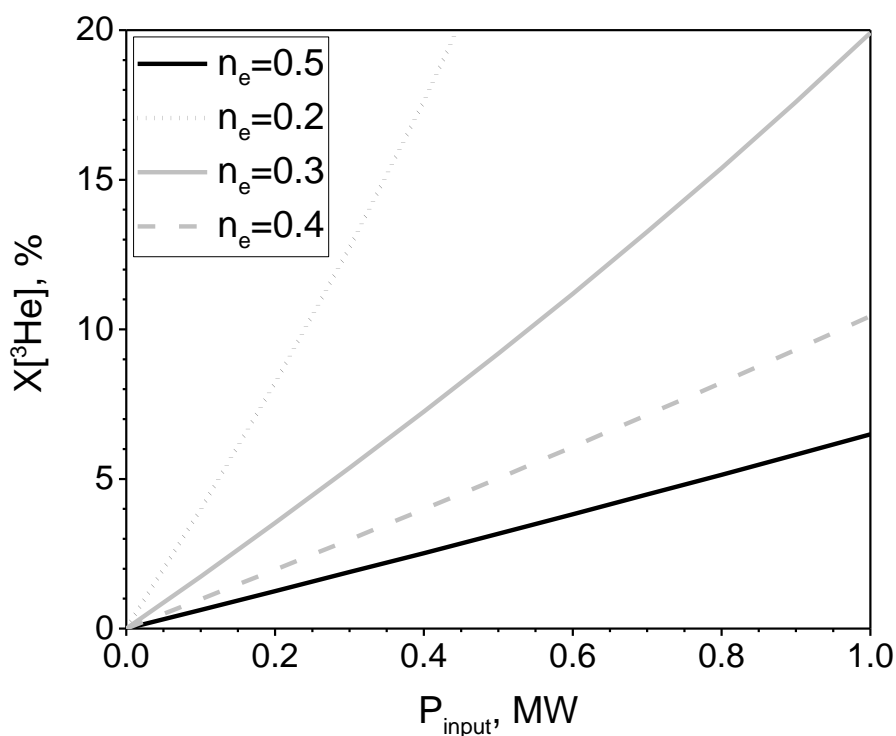


Рисунок 3.10. Парциальная концентрации ${}^3\text{He}$, необходимая для того, чтобы доля ускоренных частиц с энергией менее 80 keV составляла 71%, в зависимости от мощности накачки. Электронные плотности $n_e=(0.2—0.5)\cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Заключение

Показано, что при учете конечных размеров плазмы в тороидальном направлении, для компактного тора характерно существенное изменение тороидального волнового числа k_z при распространении волны вглубь плазмы. В частности данный эффект приводит к появлению широкой запердельной области со стороны сильного магнитного поля с одной стороны, а с другой к сужению запердельной области между отсечкой левополяризованной БМЗ волны и ион-ионным гибридным резонансом в центре плазменного шнура.

В результате исследования показано, что с точки зрения ИЦРН в режимах нагрева с малой добавкой (водорода или Гелия-3) для сферического токамака Глобус-М2 характерны большие значения параметра ζ (см. 3.3), что эквивалентно высокой плотности поглощения ВЧ энергии. Данное обстоятельство может ограничивать возможность увеличения вкладываемой мощности, поскольку приводит к появлению плохо удерживаемых ионов высоких энергий. Например, для 3х-ионного сценария уже при малой мощности в 200 kW и концентрациях ${}^3\text{He}$ в 1% большинство частиц приобретают энергию за пределами удерживаемого диапазона в 80 keV, характерного для Глобус-М2. Энергия частиц ускоренных в ионном циклотронном резонансе снижается с ростом их плотности, однако, при этом может падать удельная мощность, поглощаемая в единице объема плазмы из-за уменьшения амплитуды поляризации БМЗ волны, вращающейся вместе с ионами ${}^3\text{He}$. Следует отметить, однако, что эксперименты по ВЧ нагреву на «Глобус-М» показывают, что при увеличении концентрации малой добавки водорода в сферическом токамаке, эффективность нагрева может сохраняться, и представлять собой,

таким образом, способ решения указанной проблемы. Наличие подобного эффекта можно ожидать и для 3х-ионного сценария. При относительных концентрациях ^3He приблизительно от 2% до 7% и высокой концентрации плазмы большая часть ускоренных частиц может удерживаться в токамаке при мощности накачки, доступной на Глобус-М2.

При этом показано, что снижение эффективности поглощения электромагнитных волн в циклотронном резонансе ^3He для H-D-(^3He) плазмы начинается при концентрациях ^3He более 6%.

Список литературы

1. John Wesson, Tokamaks, Clarendon press, Oxford, 2004.
2. V.E. Golant, Fedorov V.I., High-frequency methods for plasma heating in toroidal thermonuclear devices, Ehnergoatomizdat, Moscow (USSR), 1986.
3. С.Ю. Лукьянов, Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез, издательство «Наука», Москва, 1975.
4. M.O. Hagler, M. Kristiansen, An introduction to controlled thermonuclear fusion, Lexington books, 1977.
5. 2017 Annual report/ITER Organization. St. Paul-lez-Durance, 2018.
6. R. Hiwatari et al 2005 Nucl. Fusion 45 96.
7. V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, Yu.V. Petrov, V.I. Varfolomeev, F.V. Chernyshev, N.N. Bakharev, V.V. Dyachenko, N.A. Khromov, G.S. Kurskiev, A.B. Mineev, V.A. Rozhansky, A.N. Saveliev, P.B. Shchegolev, I.V. Shikhovtsev. EPJ Web Conf., **149**, 03001 (2017). DOI: 10.1051/epjconf/201714903001.
8. E.J. Synakowski, M.G. Bell, R.E. Bell, and others. *Nucl. Fusion*, **43**, 1653 (2003). DOI: 10.1088/0029-5515/43/12/011.
9. D.A. Gates, J. Ahn, J. Allain, R. Andre, R. Bastasz, M. Bell, and others. *Nucl. Fusion*, **49**, 104016 (2009). DOI: 10.1088/0029-5515/49/10/104016.

10. H. Meyer, I.G. Abel, R.J. Akers, A. Allan, S.Y. Allan, L.C. Appel and the MAST and NBI Teams. *Nucl. Fusion*, **53**, 104008 (2013). DOI: 10.1088/0029-5515/53/10/104008.
11. B. Lloyd, R.J. Akers, F. Alladio, S. Allan, L.C. Appel, M. Barnes, and the MAST and NBI teams. *Nucl. Fusion* **51**, 094013 (2011). DOI: 10.1088/0029-5515/51/9/094013.
12. M. Gryaznevich and Tokamak Energy team. AIP Conf. Proc., **2179** 020008 (2019). DOI: 10.1063/1.5135481.
13. M. Gryaznevich, O. Asunta and Tokamak Energy Ltd Team. *Fusion Eng. Des.*, **123**, 177–180 (2017). DOI: 10.1016/j.fusengdes.2017.03.011.
14. M. Gryaznevich, R. Akers, P.G. Carolan, N.J. Conway, D. Gates, A.R. Field, T.C. Hender, I. Jenkins, R. Martin, M.P.S. Nightingale, C. Ribeiro, D.C. Robinson, A. Sykes, M. Tournianski, M. Valovič, M.J. Walsh. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3972 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.3972.
15. I.L. Tazhibayeva, E.A. Azizov, V.A. Krylov, V.S. Shkolnik, E.P. Velikhov, N.A. Obysov, Sh.T. Tukhvatulin, L.N. Tikhomirov, V.P. Shestakov & O.G. Filatov (2005) KTM Experimental Complex Project Status, *Fusion Science and Technology*, 47:3, 746-750. DOI: 10.13182/FST05-A775.
16. B.R. Leonard Jr. A Review of Fusion-Fission (Hybrid) Concepts, *Nuclear Technology*, 20:3, 161-178 (1973). DOI: 10.13182/NT73-1.
17. ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors, *Nucl. Fusion*, 39, 2495 (1999).
18. Буланин В.В. Диагностика высокотемпературной плазмы, Санкт-Петербург, Изд-во Политехн. ун-та, 2008. DOI: 10.18720/SPBPU/2/si20-186.
19. R. Pasqualotto, P. Nielsen, C. Gowers, M. Beurskens, M. Kempnaars, T. Carlstrom, and D. Johnson, “High resolution Thomson scattering for joint European torus (JET),” *Rev. Sci. Instrum.* 75, 3891–3893 (2004). DOI: 10.1063/1.1787922.
20. M.A. Irzak, E.N. Tregubova and O.N. Shcherbinin. *Plasma Phys. Rep.*, **25**, 659 (1999).

21. O.N. Shcherbinin, F.V. Chernyshev, V.V. Dyachenko, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov and V.M. Leonov. Nucl. Fusion, **46**, S592–S597 (2006). DOI: 10.1088/0029-5515/46/8/S04.
22. Ye. O. Kazakov, J. Ongena, J. C. Wright, S. J. Wukitch, V. Bobkov, JET Contributors, ASDEX Upgrade Team, EUROfusion MST1 Team, and Alcator C-Mod Team. Phys. Plasmas **28**, 020501 (2021). DOI: 10.1063/5.0021818.
23. Ye.O. Kazakov, D. Van Eester, R. Dumont, J. Ongena. Nucl. Fusion, **55**, 032001 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/3/032001.
24. J. M. Faustin, J. P. Graves, W. A. Cooper, S. Lanthaler, L. Villard, D. Pfefferlé, J. Geiger, Ye O. Kazakov, D. Van Eester. Plasma Phys. Control. Fusion, **59**, 8, 084001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6587/aa72a4.
25. T.H. Stix. Nucl. Fusion, **15**, 737 (1975). DOI: 10.1088/0029-5515/15/5/003.
26. J. Hosea, S. Bernabei, P. Colestock, S. L. Davis, P. Efthimion, R. J. Goldston, D. Hwang, S. S. Medley, D. Mueller, J. Strachan, H. Thompson. Physical Review Letters, **43**, 24, 1802 (1979). DOI: 10.1103/PhysRevLett.43.1802.
27. Гусев В.К., Дьяченко В.В., Чернышев Ф.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Щербинин О.Н. Письма в ЖТФ, **30** (16), 58-64 (2004). [V.K. Gusev, V.V. D'yachenko, F.V. Chernyshev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, and O.N. Shcherbinin, Tech. Phys. Lett., **30**, 8, 690-692 (2004). DOI: 10.1134/1.1792315]
28. F.V. Chernyshev, B.B. Ayushin, V.K. Gusev, V.V. D'yachenko, V.B. Minaev, M.I. Mironov, M.P. Petrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, S.A. Khitrov, and O.N. Shcherbinin. Particle Diagnostics of Ion Cyclotron Resonance Plasma Heating in the Globus-M Tokamak. Plasma Physics Reports, 35(11):903-911 (2009). DOI: 10.1134/S1063780X09110014
29. J. Adam. Plasma Phys. Control. Fusion, **29**, 443 (1987). DOI: 10.1088/0741-3335/29/4/001.

30. T.H. Stix, *Waves in plasmas*, American institute of physics, USA (1992).
31. G.S. Kurskiev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, N.N. Bakharev, A.D. Iblyaminova, P.B. Shchegolev, G.F. Avdeeva, E.O. Kiselev, V.B. Minaev, E.E. Mukhin, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, A.Yu. Telnova, S.Yu. Tolstyakov. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 045010 (2017). DOI: 10.1088/1361-6587/aa5cd5.
32. M. Brambilla. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **31**, 723 (1989). DOI: 10.1088/0741-3335/31/5/004.
33. K. Appert, T. Hellsten, J. Vaclavik, L. Villard. *Computer Physics Communications*, **40**, 73—93 (1986). DOI: 10.1016/0010-4655(86)90149-9.
34. V.K.Gusev, F.V.Chernyshev, V.V.Dyachenko, Yu.V.Petrov, N.V.Sakharov, V.L.Vdovin, O.N.Shcherbinin. *ICRH Experiments on the Spherical Tokamak Globus-M. // EX/5-6. Proceedings of the 20th IAEA Fusion Energy Conference, 1–6 November, 2004, Vilamoura, Portugal.*
35. V.V. Dyachenko, B.B. Ayushin, V.K. Gusev, S.A. Khitrov, F.V. Chernyshev, M.I. Mironov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, and O.N. Shcherbinin. // *AIP Conference Proceedings*, **1187**, 197 (2009). DOI: 10.1063/1.3273726.
36. А.Б. Извозчиков, М.П. Петров, С.Я. Петров, Ф.В. Чернышев, И.В. Шустов. *ЖТФ*, том **62**, в. 2, 157. [A.B. Izvozchikov, M.P. Petrov, S.Ya. Petrov, F.V. Chernyshev, I.V. Shustov. *Technical Physics*. **37**, 201 (1992).]