

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени бакалавра**

Кафедра физики плазмы

Смагина Анфиса Валерьевна

**Разработка геликонного источника плазмы
для установки ГОЛ-3**

**Научный руководитель:
Калинин П. В.**

« » _____ 2014 г

Новосибирск – 2014 год

Содержание

1. Введение	Ошибка! Закладка не определена.
2. Теория	Ошибка! Закладка не определена.
3. Расчет дисперсионных характеристик геликонных волн	7
4. Разработка элементов волноводного тракта	16
5. Заключение.....	23
6. Список литературы.....	24

Введение

В настоящее время в Институте ядерной физики СО РАН на установке ГОЛ-3 планируется проведение первых модельных экспериментов по СВЧ нагреву плотной магнитоактивной плазмы путём создания в ней геликонного разряда. Нагрев должен происходить за счёт возбуждения в плазме высокочастотных электромагнитных волн (геликонов) и последующей передачи энергии этих волн частицам плазмы. Эти эксперименты представляют большой интерес, поскольку должны послужить основой для разработки стационарного источника плазмы в перспективной установке ГДМЛ-Т [1,2].

В настоящее время установка ГДМЛ-Т находится в стадии разработки. В то же время существует действующая импульсная установка ГОЛ-3 (рис.1) с параметрами плазмы и магнитного поля, близкими к проектным параметрам ГДМЛ-Т [1]. Поэтому было решено провести первые пробные эксперименты по геликонному нагреву на установке ГОЛ-3. В качестве источника СВЧ будет использован имеющийся магнетрон с частотой 2,45 ГГц и мощностью 6 кВт. По результатам этих пробных экспериментов можно будет судить о перспективности использования геликонного нагрева в установке ГДМЛ-Т.

ГОЛ-3 многопробочная ловушка

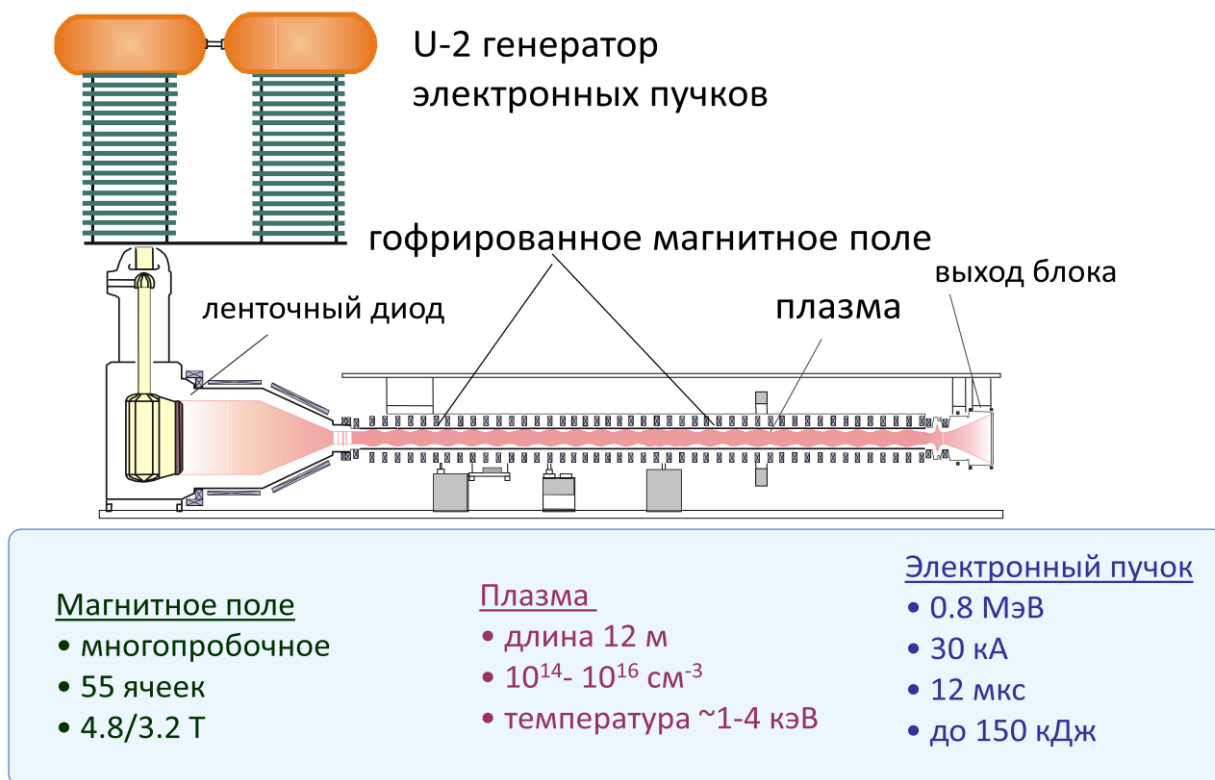


Рис. 1 ГОЛ-3 многопробочная ловушка

По геликонным источникам имеется обширная экспериментальная база, показывающая их высокую эффективность и подкреплённая численными и аналитическими моделями [4–7]. Особенностью установки ГОЛ-3 (как и ГДМЛ-Т) с точки зрения возбуждения геликонных волн является относительно сильное продольное магнитное поле (2-5 Т) и высокая требуемая плотность плазмы (10^{14} – 10^{15} см⁻³). До настоящего времени при таких параметрах плазмы геликонный нагрев не использовался.

На рис. 2 показан участок установки ГОЛ-3, в котором предполагается возбуждение геликонных волн с помощью антенны, создающей высокочастотный ток вблизи границы плазмы. Плазменный шнур ограничен снаружи кварцевой или керамической трубкой диаметром 4 см, расположенной соосно с вакуумной камерой. Трубка служит для защиты антенны от прямого контакта с плазмой. Отметим, что антенна показана схематически, возможны различные варианты её реализации. Окончательный выбор конструкции антенны — это предмет отдельных исследований и в данной работе он не рассматривается.

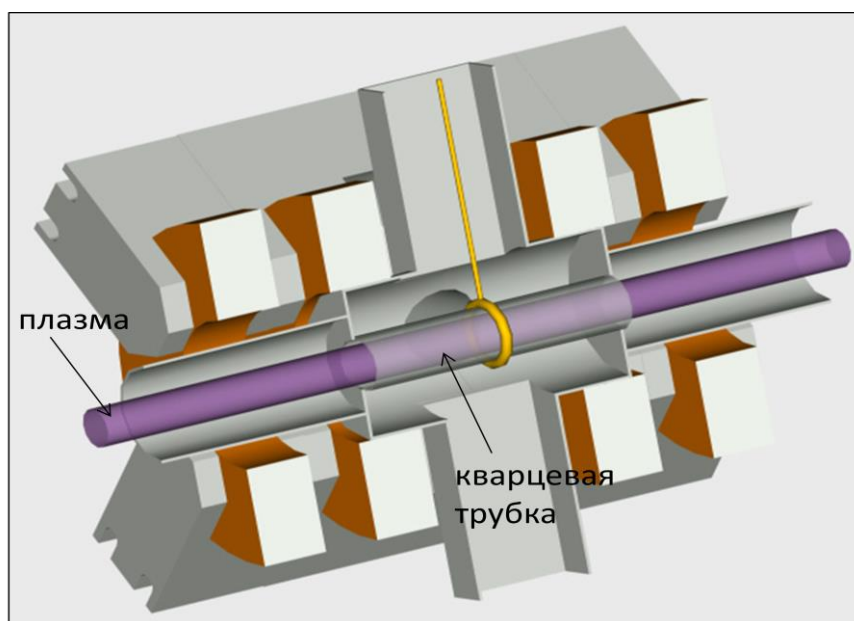


Рис. 2 Продольное сечение установки ГОЛ-3

Основной целью данной работы является рассмотрение возможности возбуждения и распространения геликонных волн на частоте 2,45 ГГц в условиях установки ГОЛ-3. Для этого необходимо рассчитать дисперсионные характеристики этих волн и по результатам расчетов определить диапазоны параметров (плотности плазмы и продольного магнитного поля), в которых возможен геликонный нагрев при выбранной частоте СВЧ генератора. Большой интерес представляет также структура полей в плазме и

вне её (для определения областей максимального энерговыделения и для разработки диагностирующей аппаратуры).

Для практической реализации геликонного нагрева в рамках данной работы были разработаны и оптимизированы элементы коаксиально-волноводного тракта, предназначенного для передачи СВЧ излучения от имеющегося источника к плазме.

Теория

Геликонной волной или просто геликоном называют электромагнитную циркулярно-поляризованную волну, распространяющуюся в плазме вдоль внешнего постоянного магнитного поля \vec{B}_z [3,4]. Электрическое поле геликонных волн в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

$$\vec{E}(r, \theta, z) = \vec{E}(r) e^{i(m\theta + k_{\parallel}z - \omega t)} \quad (1)$$

где $\vec{E}(r)$ – функция, описывающая поперечную структуру волны, m – азимутальный индекс (количество вариаций поля по азимуту), k_{\parallel} – продольное волновое число.

Частота ω для геликонных волн лежит в диапазоне

$$\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}, \omega_{pe} \quad (2)$$

где $\omega_{ci,ce} = q_{i,e}B/mc$ – циклотронные частоты ионов и электронов соответственно, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ – плазменная частота электронов. Поперечная структура геликонных волн $\vec{E}(r)$ может различаться количеством вариаций поля по радиусу (которое будем обозначать Nr) при одинаковом азимутальном индексе m .

Будем рассматривать плазму как сплошную среду с тензором диэлектрической проницаемости ε :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Компоненты тензора определяются параметрами плазмы [3]:

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \sum_q \frac{\omega_{pq}^2 (1 + i\nu_q/\omega)}{(\omega + i\nu_q)^2 - \omega_{cq}^2} \quad (4)$$

$$g = \sum_q \frac{\omega_{pq}^2}{(\omega + i\nu_q)^2 - \omega_{cq}^2} \frac{\omega_{cq}}{\omega} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)} \cdot LD - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + i\nu_i)} \quad (6)$$

где ν_q - эффективная частота кулоновских столкновений, которые отвечают за столкновительный механизм затухания волны в плазме. В частоту столкновений электронов входит как частота столкновения электронов с электронами, так и электронов с ионами ($\nu_e = \nu_{ee} + \nu_{ei}$). Для ионов учитываются только столкновения с другими ионами ($\nu_i = \nu_{ii}$). В общем случае суммирование в формулах производится по всем типам заряженных частиц образующих плазму. Для нашей задачи это электроны и однозарядные ионы.

Другим возможным механизмом затухания является затухание Ландау, за которое отвечает параметр LD в выражении для ϵ_{\parallel} . Этот параметр зависит от фазовой скорости волны и от тепловой скорости электронов:

$$LD = f\left(\frac{\omega}{k_{\parallel}V_{Te}}\right) \quad (7)$$

В предположении максвеловского распределения электронов плазмы по скоростям параметр LD выражается следующим образом [5]:

$$LD = -2\zeta^2(1 + \zeta Z_0), \quad (8)$$

где

$$\zeta = \frac{w + i\nu_{ei}}{k_{\parallel}V_{Te}} \quad (10)$$

$$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{x - \zeta} dx. \quad (11)$$

Введём некоторые ограничения на типы рассматриваемых геликонных волн. Из обзора существующей литературы по геликонным источникам известно [4,5], что наиболее эффективно возбуждаются волны с азимутальным индексом равным единице, то есть $m=+1$. Поэтому далее будем рассматривать только их. Также эффективность возбуждения зависит от длины волны, для которой оптимум составляет 3–5 диаметров плазмы. При длине волны меньшей, чем диаметр плазмы, эффективность существенно снижается. Поэтому будем рассматривать волны с длиной волны большей 4 см, что соответствует продольному волновому числу примерно $1,5 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, основной интерес с точки зрения нагрева плазмы в установке ГОЛ-3 представляют волны с $m=+1$, $k_{\parallel} < 1,5 \text{ см}^{-1}$. Характеристики этих волн (комплексные продольные волновые числа и поперечные структуры полей) и являются основным предметом исследования в данной работе.

Расчёт дисперсионных характеристик геликонных волн

Расчет дисперсионных кривых производился двумя способами, основные преимущества и недостатки которых сведены в таблице:

	Аналитический расчет	Численное моделирование
Плюсы	1) Малое время вычислений, не зависимо от параметров плазмы	1) Наглядность решений (видна структура полей волн) 2) Возможность выбора любых граничных условий и любого профиля плотности плазмы
Минусы	1) Точное решение находится только для простых конфигураций (однородная плазма с металлической границей)	1) Большое время вычислений при высокой плотности плазмы 2) Сложность обнаружения требуемой моды

Первый способ – это аналитический расчет, который позволяет быстро решать дисперсионное уравнение вне зависимости от параметров плазмы. Но при этом точное решение может быть легко найдено только для простых конфигураций, например для однородной плазмы с металлической стенкой.

Второй способ – это численное моделирование, для которого может быть использована программа COMSOL FEMLAB. Она позволяет найти собственные моды волноведущей системы и их постоянные распространения при любых граничных условиях при произвольном профиле плотности плазмы. Но недостатком такого моделирования является большое время счета и сложность обнаружения требуемой моды при высоких плотностях плазмы, когда спектр собственных значений становится сильно сгущенным.

Далее будет показано, что в интересующем нас диапазоне параметров плазмы эти два метода можно успешно совмещать.

При аналитическом подходе постоянные распространения волн в плазме, ограниченной металлической стенкой могут быть найдены из совместного решения дисперсионного уравнения:

$$\frac{c^2}{\omega^2} \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \varepsilon \cdot \vec{E} = 0 \quad (12)$$

и уравнения на собственные значения, вытекающего из граничных условий на цилиндрической идеально проводящей поверхности:

$$mkJ_m(k_{\perp}R) + k_{\parallel}RJ'_m(k_{\perp}R) = 0 \quad (13)$$

где \vec{k} – волновой вектор волны, R – радиус плазмы (и металлической стенки), J_m – функция Бесселя первого рода, J'_m – её производная по радиусу (m , как и ранее, азимутальный индекс волны). Модуль волнового вектора удовлетворяет соотношению:

$$k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 \quad (14)$$

Для начала проведём прямое сравнение численного и аналитического методов на простой конфигурации: однородный плазменный столб радиусом 2 см, ограниченный металлической стенкой. На Рис. 3 представлены зависимости постоянных распространения геликонных волн от плотности плазмы в поле $B=3$ Т. Сплошные линии — это аналитические кривые (решение уравнения (12) с граничными условиями (13)). Все волны имеют одинаковый азимутальный индекс $m=+1$ и различаются количеством вариаций по радиусу Nr . Дискретные очки, которые наложены на кривые, были получены из численного моделирования для этой же конфигурации. Видно, что они хорошо совпадают.

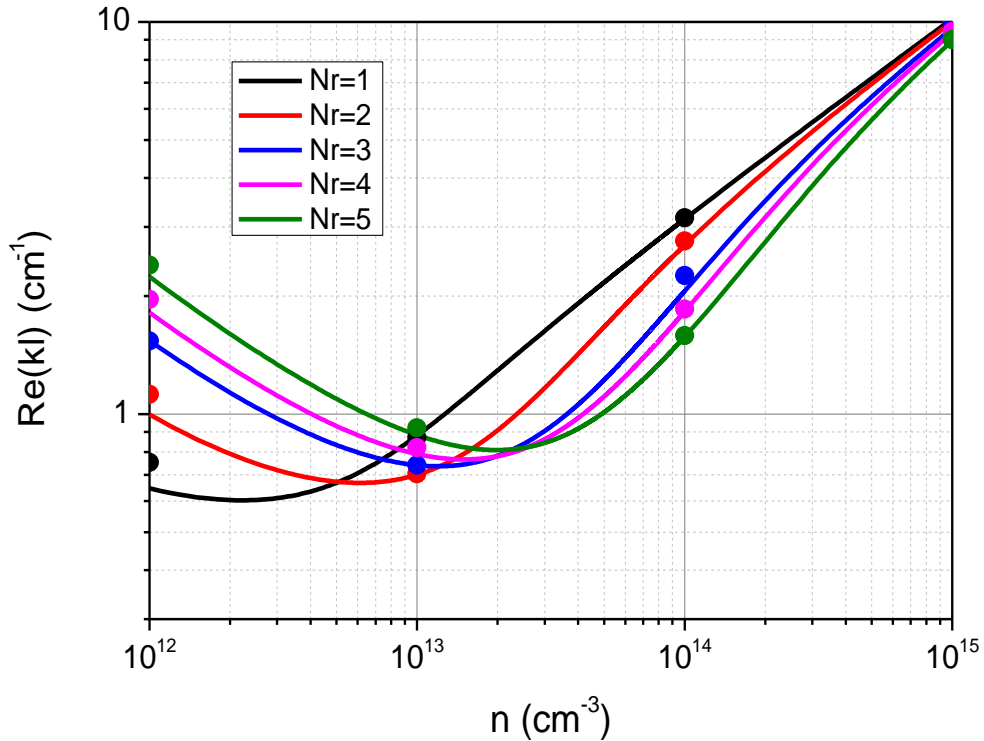


Рис. 3 Зависимость постоянной распространения геликонных волн от плотности плазмы в поле $B=3$ Т

Рассмотрим теперь с помощью численного моделирования «реальную» конфигурацию, соответствующую планируемому эксперименту (см. Рис. 2), то есть плазма внутри кварцевой трубки радиусом 2 см, помещенная в металлическую вакуумную камеру радиусом 8 см. На Рис. 4 дискретные точки, которые соответствуют численному решению для этой конфигурации, наложены на аналитические кривые для плазмы с металлической границей. В низкой плотности видно хорошее совпадение, поскольку, как будет показано далее, волны практически полностью локализованы внутри плазменного столба. Исключение составляет мода с одной вариацией поля по радиусу $Nr=1$, поскольку она оказывается вытеснена из плазмы. При высокой плотности плазмы ($n > 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в численном моделировании обнаружить нужные моды не удалось в силу большого времени вычислений и большой плотности спектра собственных значений.

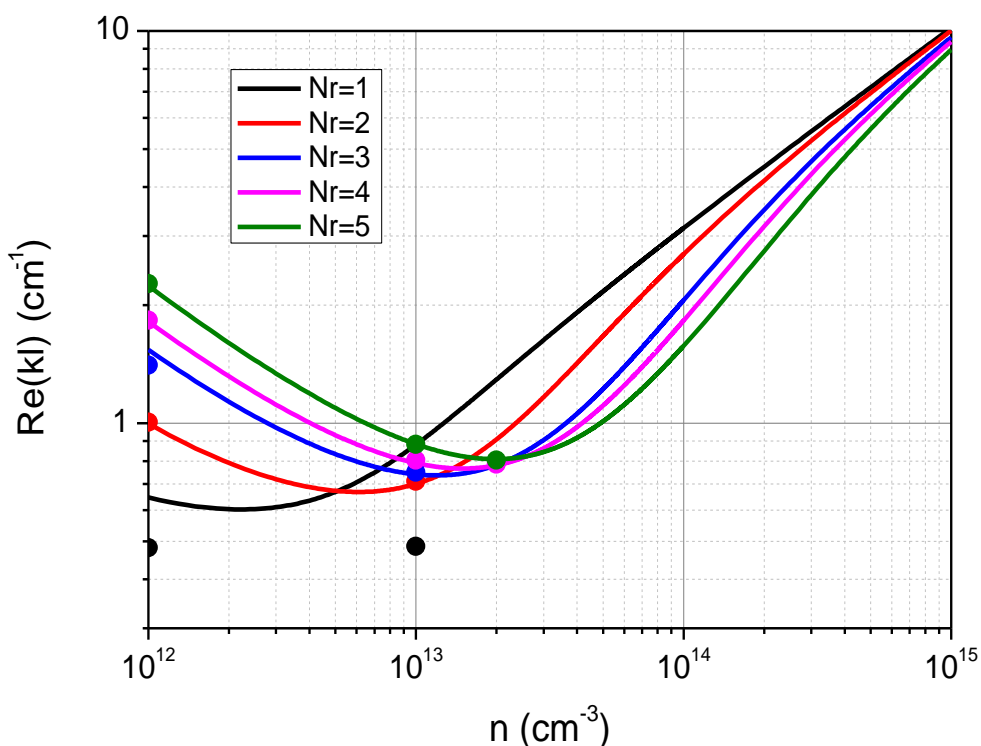
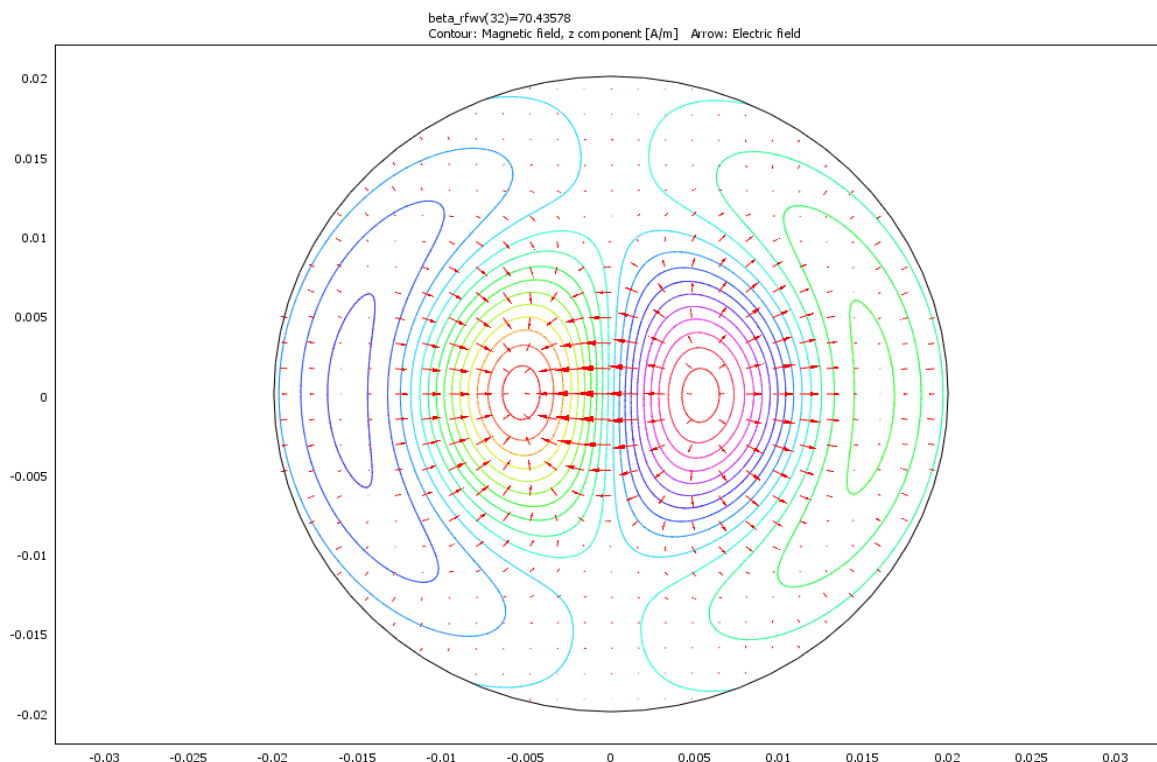


Рис. 4 Зависимость постоянной распространения геликонных волн от плотности плазмы в поле $B=3T$, реальная конфигурация

На **Ошибка! Источник ссылки не найден.** показана структура полей геликонной волны с двумя вариациями поля по радиусу в плазме с металлической стенкой, находящейся во внешнем магнитном поле 3 Т. Плотность плазмы составляет $n=10^{13} \text{ см}^{-3}$. Радиус плазмы равен радиусу вакуумной камеры и составляет 2 см. Стрелками показано



направление электрического поля, а изолиниями — продольная компонента магнитного поля.

Рис. 5 Структура полей геликонной волны в плазме с металлической стенкой
($B=3$ Т, $n=10^{13}$ см $^{-3}$, $m=+1$, $Nr=2$, $k_{||}=0,7$ см $^{-1}$)

На **Ошибка! Источник ссылки не найден.** изображена структура поля этой же моды, но уже в реальной конфигурации. Поле волны практически полностью локализовано в плазме, помещенной внутри кварцевой трубки. Если сравнивать **Ошибка! Источник ссылки не найден.** и Рис. 5, то видно, что структуры полей практически одинаковы. Для большей наглядности на Рис. 7 представлено радиальное распределение продольного магнитного поля этой волны в реальной конфигурации (численное значение амплитуды поля соответствует мощности в волне 1 Вт). Видно, что поле волны практически полностью локализовано внутри плазмы.

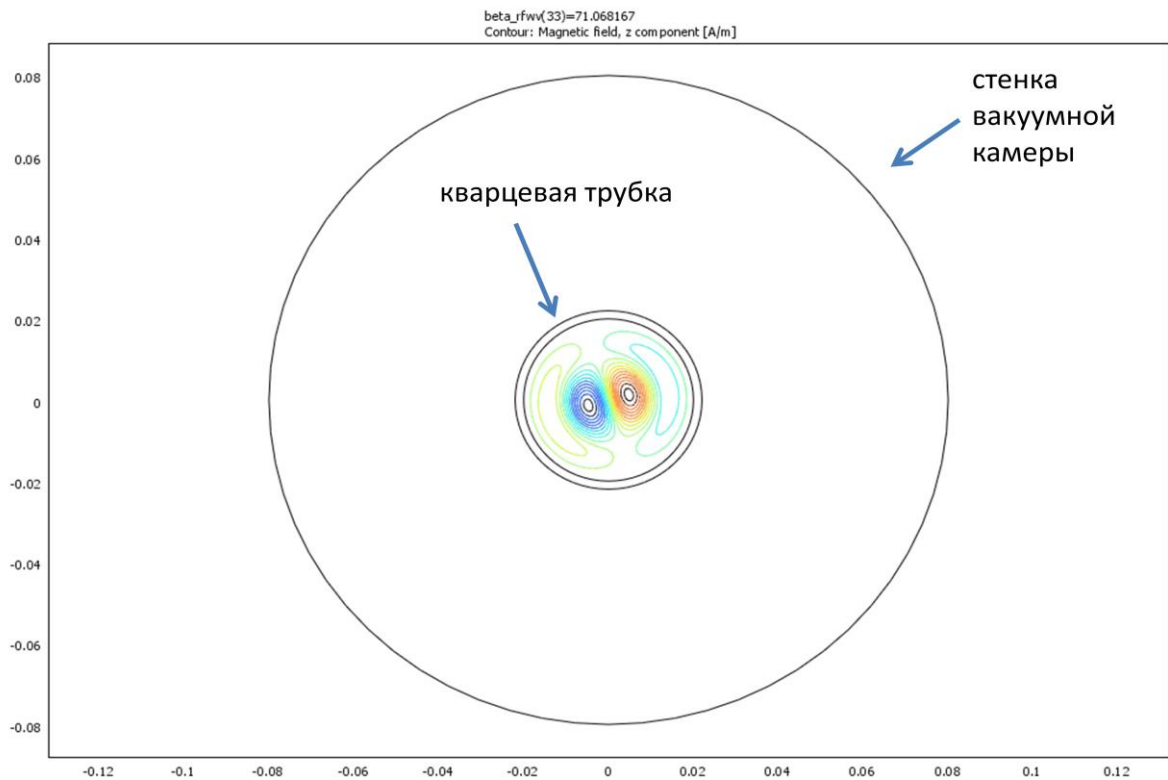


Рис. 6 Структура полей геликонной волны в реальной конфигурации ($R_{\text{плазмы}}=2$ см, $R_{\text{камеры}}=8$ см, $B=3$ Т, $n=10^{13}$ см $^{-3}$, $m=+1$, $Nr=2$, $k_{\parallel}=0,7$ см $^{-1}$)

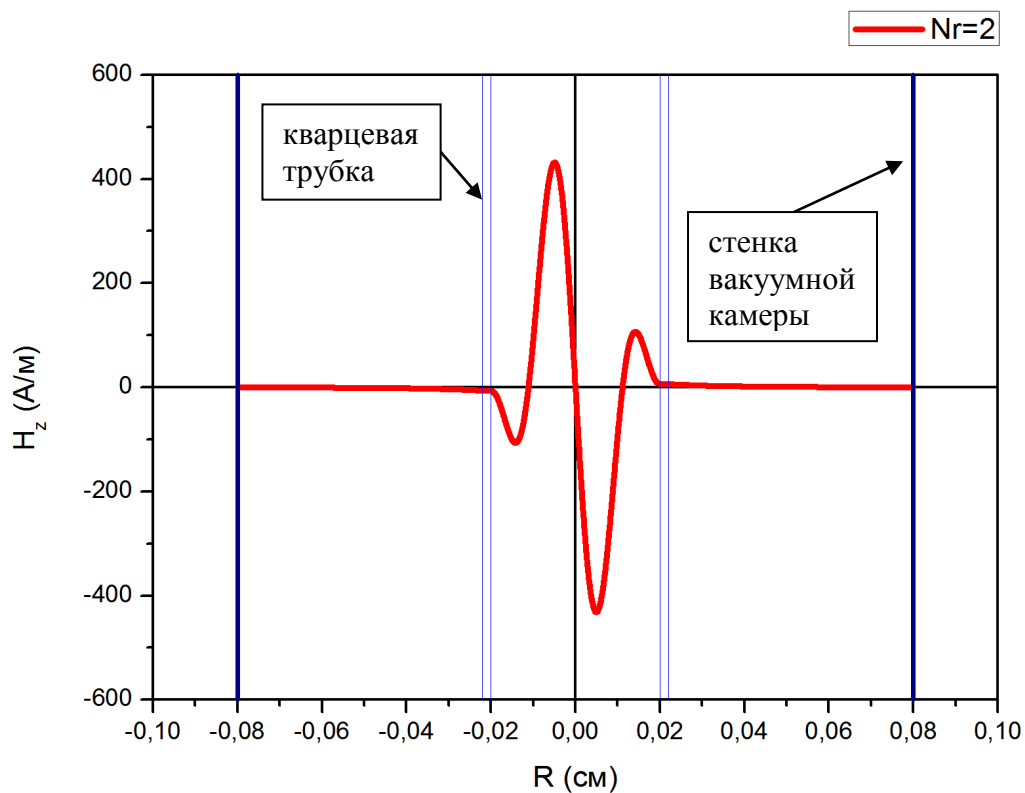


Рис. 7 Радиальное распределение продольного магнитного поля геликонной волны ($m=+1$, $Nr=2$) в реальной конфигурации

Сравним теперь волны с одной вариацией поля по радиусу. На Рис. 8 показано решение для случая металлической стенки.

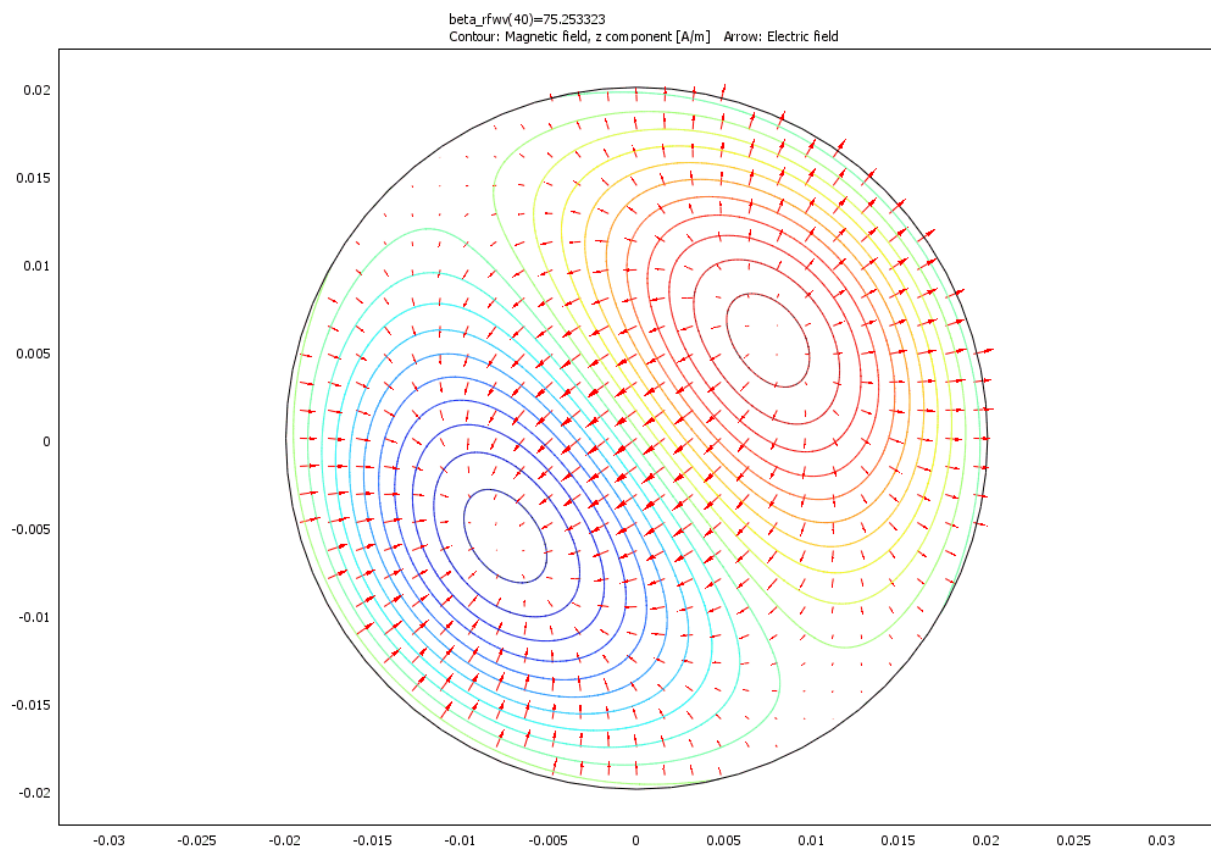


Рис. 8 Структура полей геликонной волны в плазме с металлической стенкой ($B=3$ Т, $n=10^{13}$ см $^{-3}$, $m=+1$, $Nr=1$, $k_{||}=0,7$ см $^{-1}$)

В реальной конфигурации структура поля волны сильно отличается (Рис. 9). Видно, что большая часть поля вываливается из плазмы (см. также Рис. 10). Максимум поля локализован вблизи границы плазмы и внутри кварцевой трубки.

Отметим, что по результатам численного моделирования были проанализированы структуры множества мод с различным числом вариаций по радиусу и по углу. Вытеснение поля волны из плазмы было обнаружено только у первой моды, то есть $Nr=1$, все остальные оказываются локализованы внутри трубки. Этот факт сам по себе представляет большой интерес и требует дальнейшего исследования.

Поскольку для большинства геликонных мод плотность плазмы $10^{12}-10^{13}$ см $^{-3}$ в поле 3 Т оказывается уже достаточной для практически полной локализации поля волны внутри плазмы, представляется возможным использовать простую аналитическую модель для расчета дисперсионных характеристик этих волн в реальной конфигурации при более высокой плотности плазмы и в большем магнитном поле, когда численное моделирование становится затруднительным.

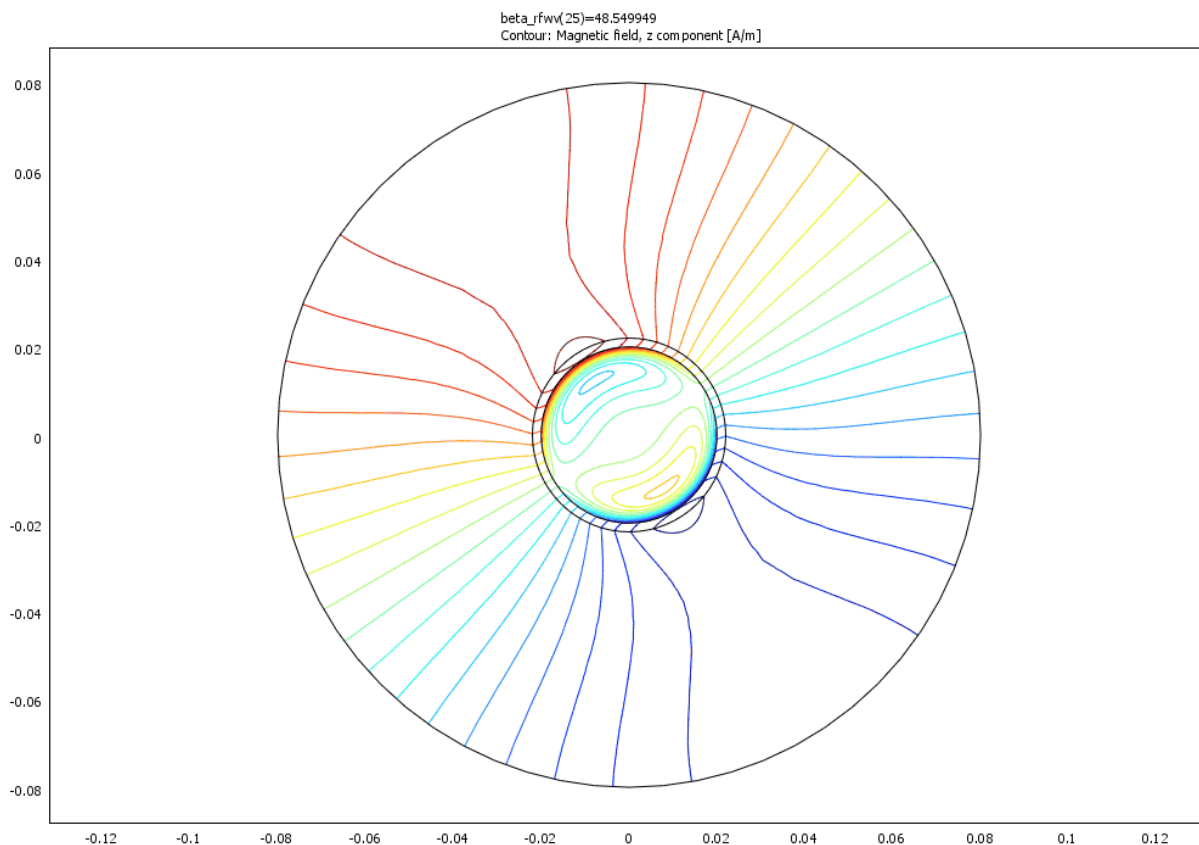


Рис. 9 Структура полей геликонной волны в реальной конфигурации ($R_{\text{плазмы}}=2$ см, $R_{\text{камеры}}=8$ см, $B=3$ Т, $n=10^{13}$ см $^{-3}$, $m=+1$, $Nr=1$, $k_{\parallel}=0,49$ см $^{-1}$)

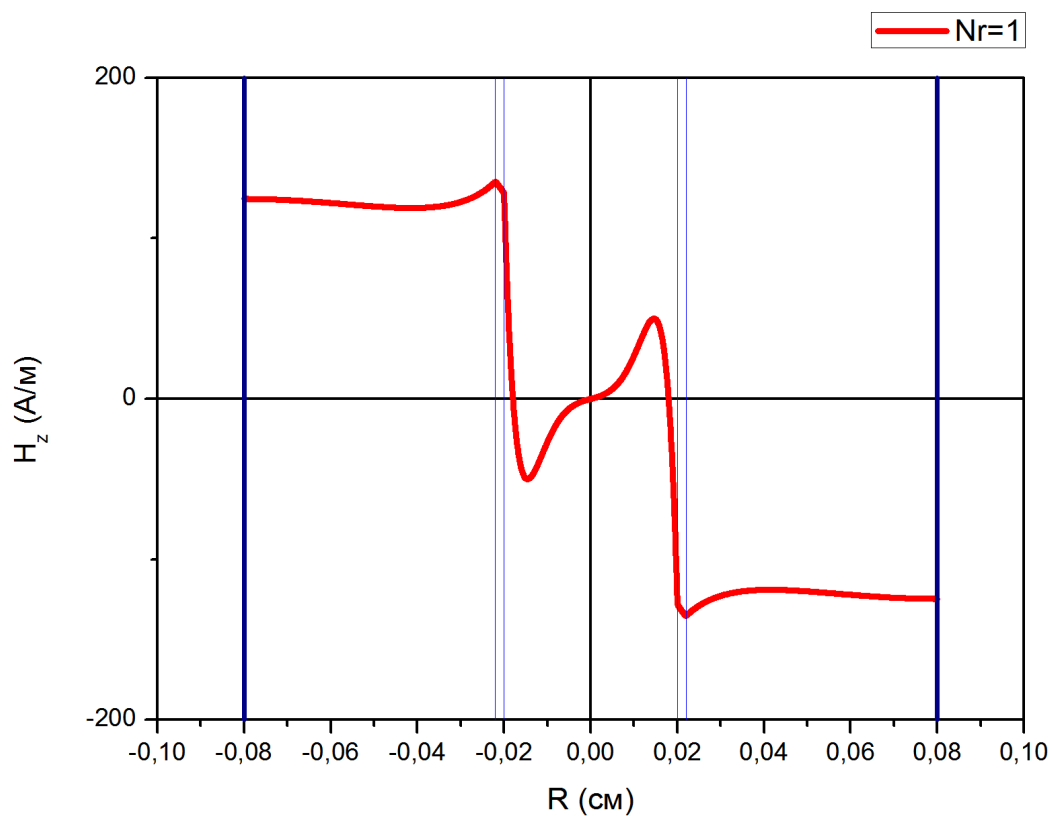


Рис. 10 Радиальное распределение продольного магнитного поля геликонной волны ($m=+1$, $Nr=1$) в реальной конфигурации

Оценим теперь диапазон плотностей плазмы, в котором можно ожидать более или менее эффективное возбуждение геликонных волн. Из Рис. 11 видно, что минимальное продольное волновое число геликонных мод с $m=+1$ монотонно увеличивается с ростом плотности плазмы. Вспомним теперь про введенное ограничение на минимальную длину волны и соответственно максимальное продольное волновое число ($k_{||} < 1,5 \text{ см}^{-1}$). Можно ожидать, что положительный эффект от геликонного источника будет наблюдаться в диапазоне плотностей $n \sim (3 \div 5) \cdot 10^{12} - (3 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При этом, с ростом плотности, вероятно, будет увеличиваться эффективность возбуждения волн с всё большим числом вариаций поля по радиусу, а общая эффективность — снижаться из-за уменьшения длины волны.

Длину затухания геликонных волн можно оценить по величине мнимой части продольного волнового числа: $Im k_{||} \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и, соответственно, $l_{\text{затухания}} \sim \frac{1}{Im k_{||}} \sim (2 \div 10) \text{ м}$. Т.е. расчётная длина затухания геликонных волн в условиях ГОЛ-3 составляет несколько метров, что меньше длины установки. Реальное поглощение может оказаться больше за счет трансформации геликонных волн в волны Трайвелписа-Голда — квазистатические волны, у которых $\vec{E} \parallel \vec{k}$ [6,7]. По результатам численного моделирования длина затухания у этих волн в 2–3 раза меньше, чем у геликонных.

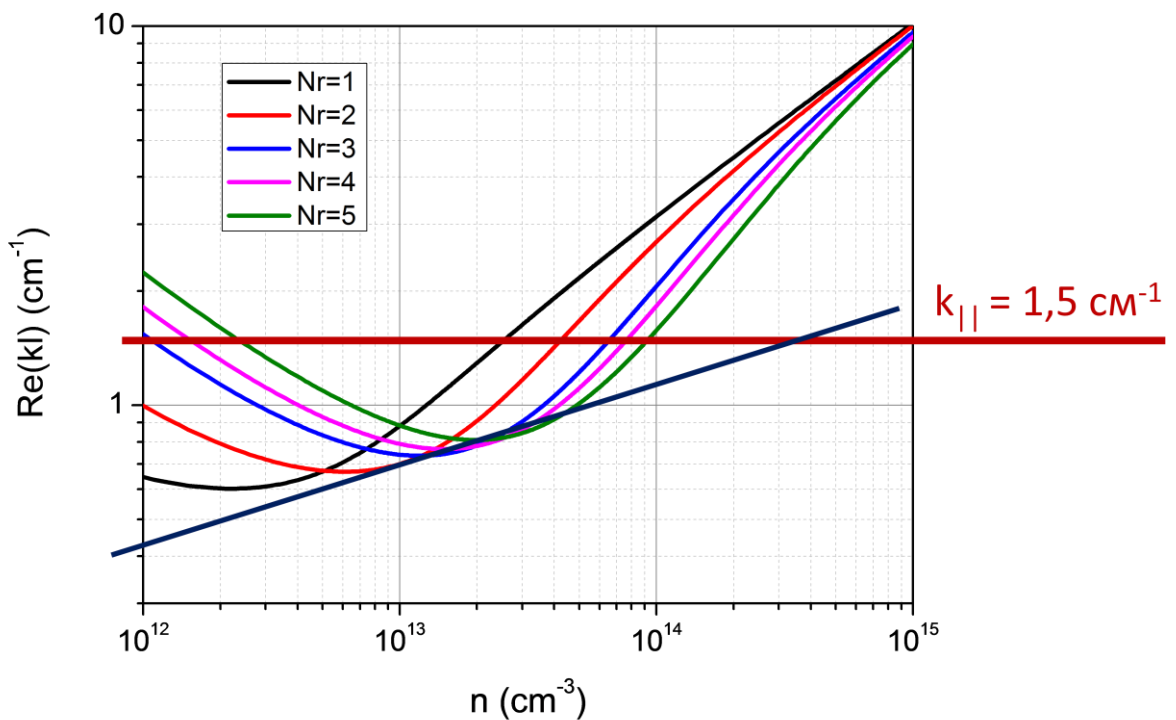


Рис. 11 Зависимость постоянной распространения геликонных волн от плотности плазмы в поле $B=3T$

На Рис. 12 представлены зависимости реальной части продольных волновых чисел геликонных волн от внешнего продольного магнитного поля при плотности $n=10^{13} \text{ см}^{-3}$. Как видно из графиков, волновые числа слабо меняются, волны остаются распространяющимися и их запираение в магнитных пробках происходить не должно.

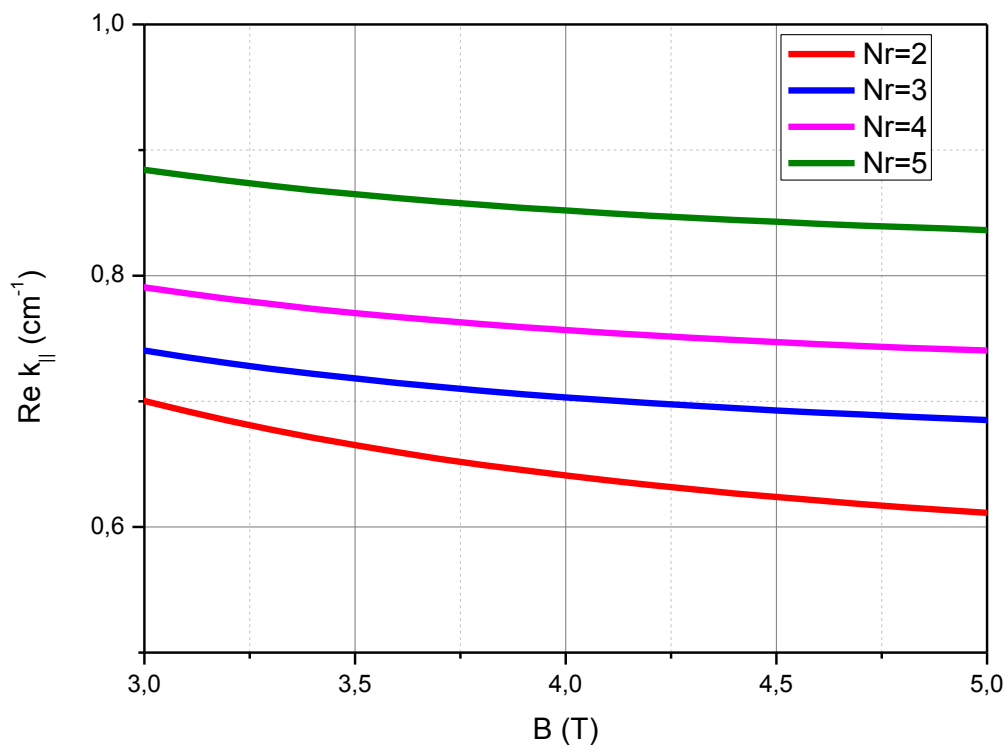


Рис. 12 Зависимость постоянных распространения геликонных волн от магнитного поля ($n=10^{13} \text{ см}^{-3}$)

Разработка элементов волноводного тракта

Для практической реализации геликонного нагрева плазмы на установке ГОЛ-3 необходима разработка коаксиально-волноводного тракта, предназначенного для передачи СВЧ излучения от имеющегося источника к плазме.

На рис.15 приведена блок-схема геликонного источника плазмы, которая включает в себя различные элементы волноводно-коаксиального тракта (развязывающее устройство, волноводно-коаксиальный переход, вакуумный ввод). В прямоугольник заключены элементы, которые уже есть в наличии и входят в состав имеющегося магнетронного источника СВЧ-излучения. В рамках данной работы были предложены и оптимизированы с помощью численного моделирования недостающие элементы тракта.

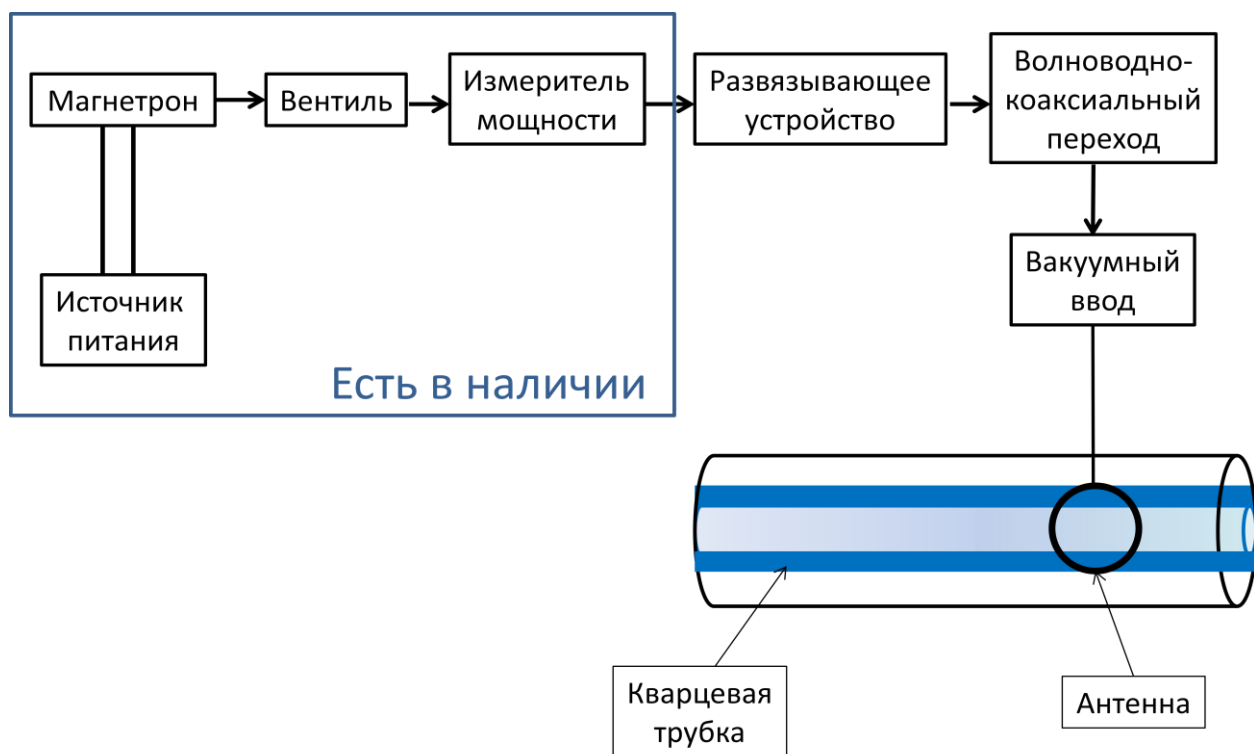


Рис. 13 Блок-схема – геликонного источника плазмы

Развязывающее устройство (Рис. 14) предназначено для исключения электрического и механического соединения между магнетронным источником и установкой ГОЛ-3. Это необходимо для защиты источника от импульсных электрических наводок при работе установки и от механических повреждений элементов тракта при смещении камеры установки во время включения импульсного магнитного поля. Устройство представляет собой дроссельное соединение [8,9] и состоит из двух прямоугольных волноводов с круглыми фланцами, имеющими кольцевую канавку глубиной приблизительно в четверть длины волны в свободном пространстве ($\lambda/4 \approx 30,5$ мм). Расстояние от канавки до середины широкой стенки волновода также приблизительно четверть длины волны. Такая конструкция позволяет эффективно передавать излучение из одного волновода в другой даже при наличии зазора между волноводами.

Начальные размеры фланцев и канавки были выбраны по рекомендуемым табличным данным [8]. Затем с помощью численного моделирования в программе CST Microwave Studio эти размеры были оптимизированы с целью получения минимального излучения СВЧ мощности из зазора в окружающее пространство. На Рис. 15 показаны коэффициенты отражения по мощности до оптимизации и после. В результате оптимизации излучаемую мощность удалось уменьшить на 2 порядка.

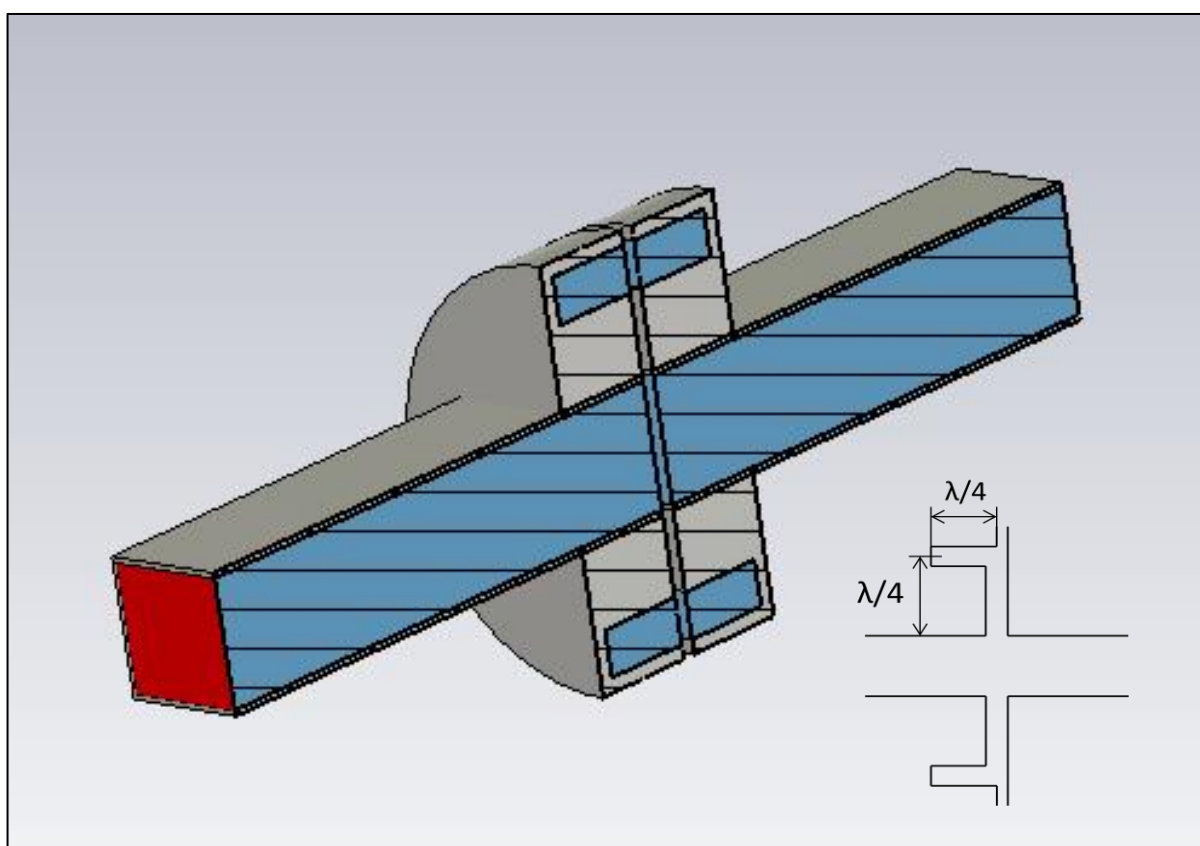


Рис. 14 Продольное сечение волноводного развязывающего устройства (дроссельное соединение)

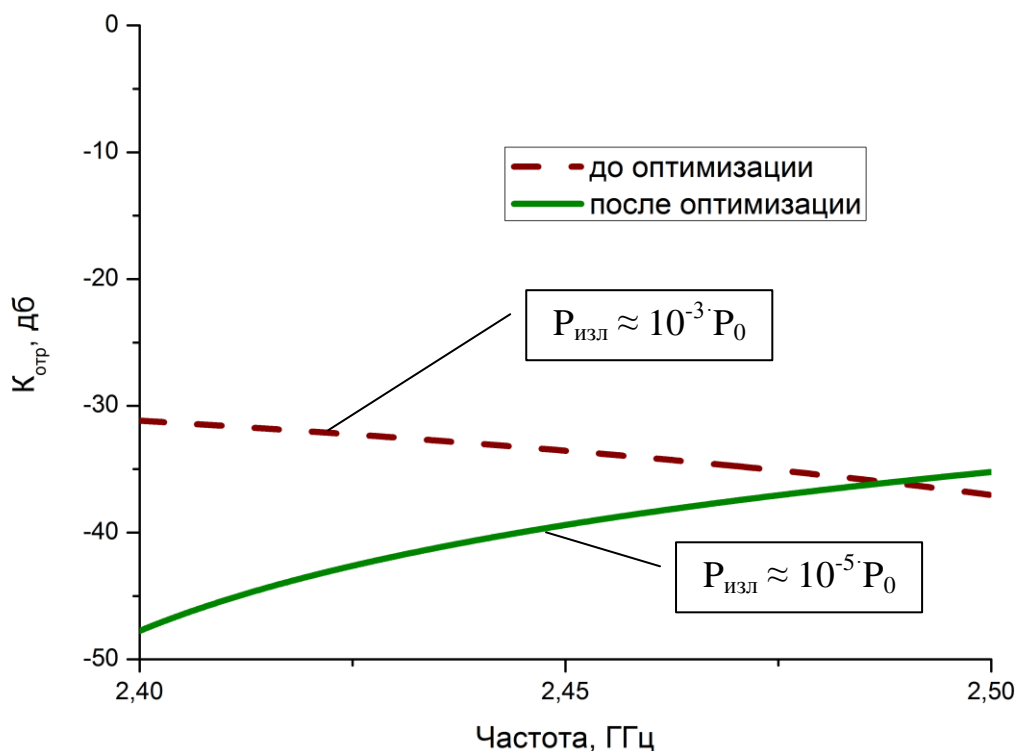


Рис. 15 Коэффициенты отражения по мощности для развязывающего устройства

Поскольку магнетронный источник имеет выход в виде прямоугольного волновода, а антенну проще возбуждать с помощью коаксиальной линии передачи, требуется разработка и изготовление волноводно-коаксиального перехода (Рис. 16). Для согласования прямоугольного и коаксиального волновода служат короткозамкнутые четвертьволновые отрезки [9]. Однако поскольку поперечные размеры волноводов соизмеримы с длиной волны, в области перехода поле имеет сложную структуру. И для точного подбора длины короткозамкнутых отрезков нужно использовать численное моделирование.

На Рис. 17 показаны коэффициенты отражения от волноводно-коаксиального перехода до оптимизации и после. Оптимизация системы проводилась путём изменения длины короткозамкнутых отрезков. В качестве начального приближения эти длины были взяты как четверть длины волны в свободном пространстве.

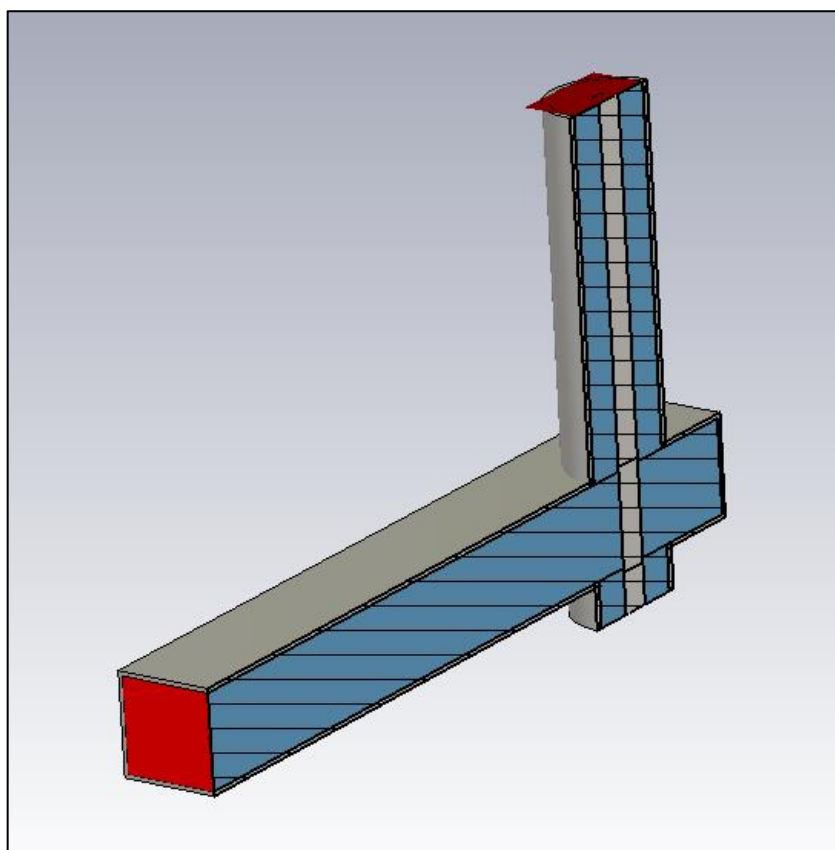


Рис. 16 Продольное сечение волноводно-коаксиального перехода

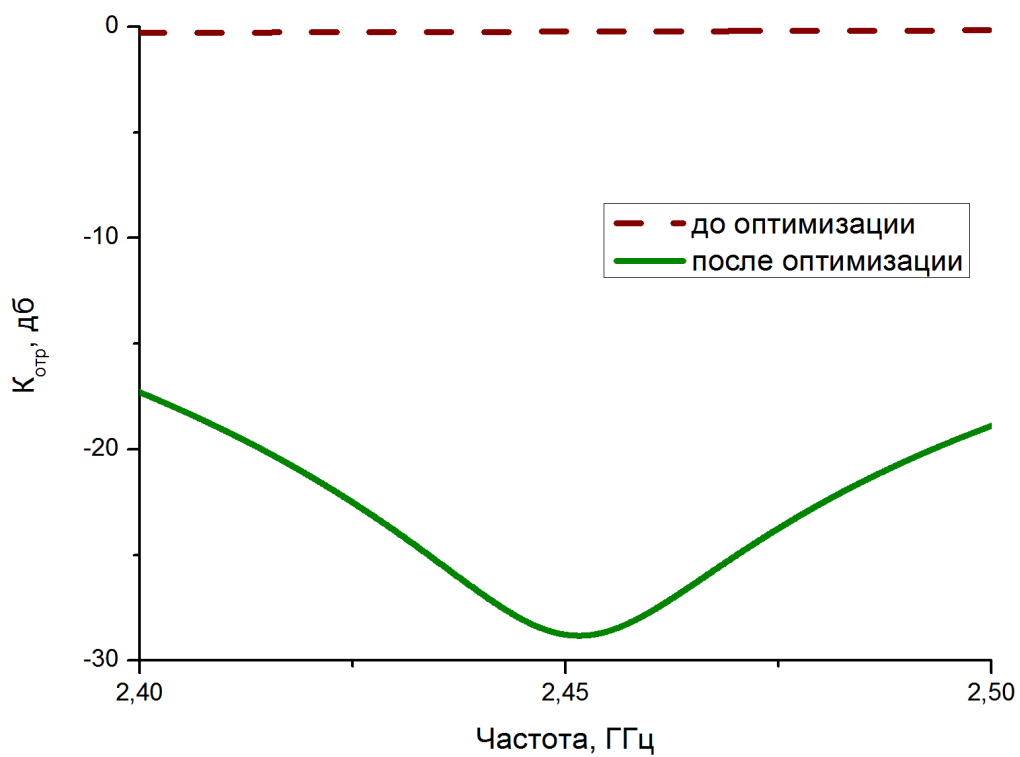


Рис. 17 Коэффициенты отражения для волноводно-коаксиального перехода

Ещё одной важной деталью является вакуумный ввод (Рис. 18). Он служит для соединения волноводного тракта, заполненного воздухом при атмосферном давлении, и вакуумной камеры установки ГОЛ-3.

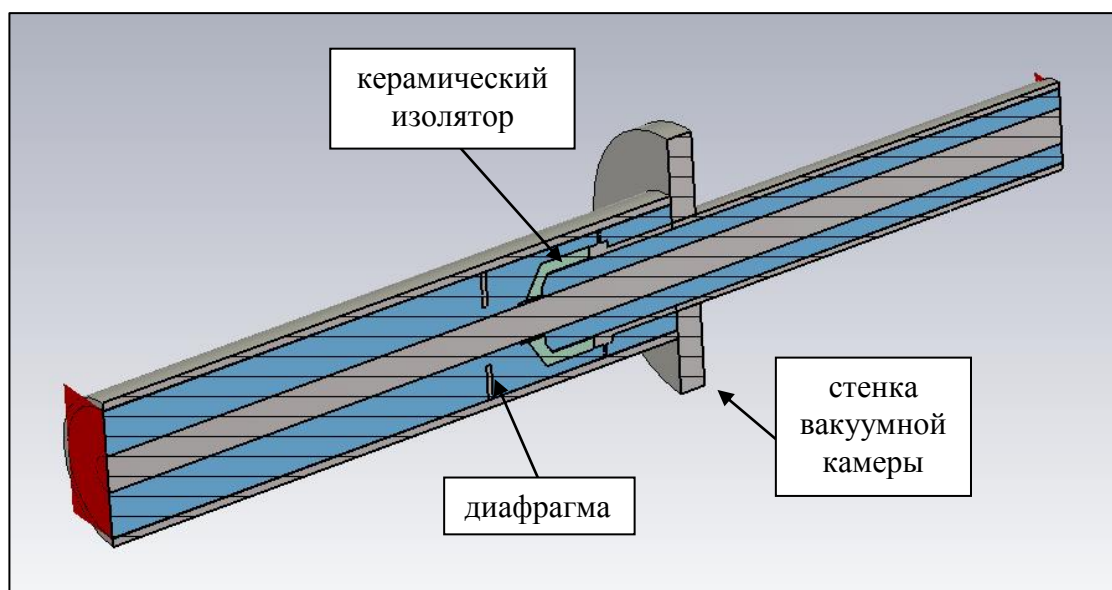


Рис. 18 Продольное сечение коаксиального волновода с вакуумным вводом

В качестве основного элемента для вакуумного ввода был выбран керамический изолятор (Рис. 19). Для согласования вакуумного ввода с коаксиальным волноводом может быть использована круглая диафрагма. В численном моделировании варьировалось расстояние от диафрагмы до изолятора для получения минимального отражения на частоте генератора 2,45 ГГц. На Рис. 20 показаны коэффициенты отражения от вакуумного ввода без диафрагмы и после установки диафрагмы на оптимальном расстоянии.



Рис. 19 Керамический изолятор

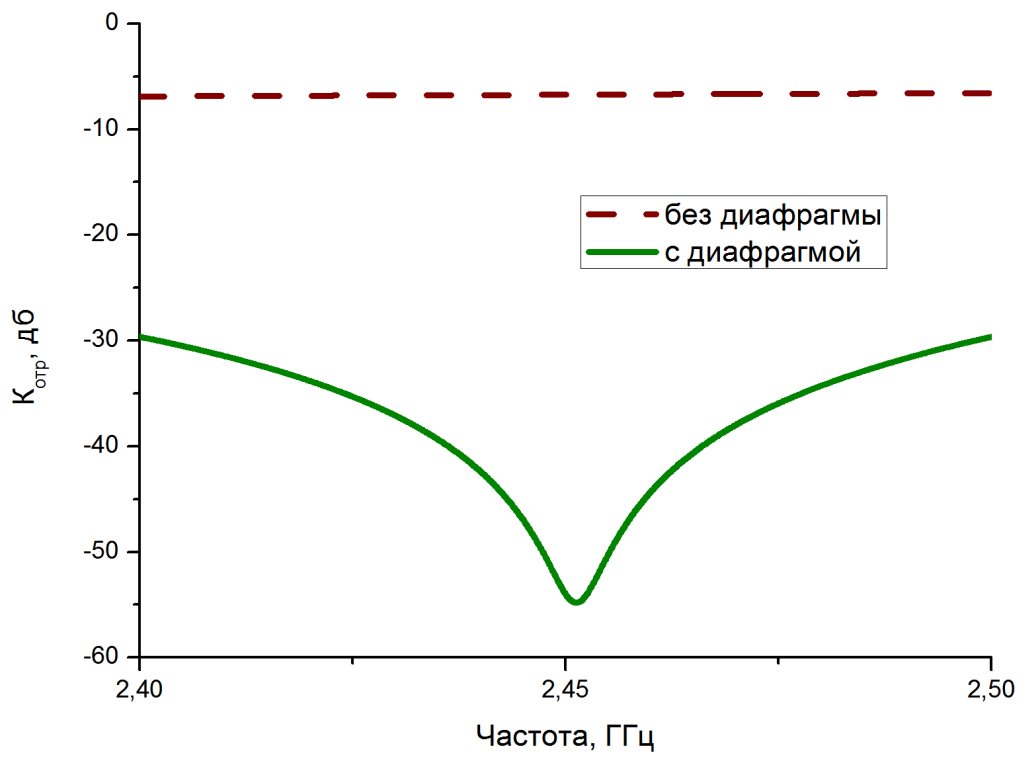


Рис. 20 Коэффициенты отражения от вакуумного ввода

После оптимизации отдельных элементов, был проведен расчет составленного из них волноводно-коаксиального тракта (Рис. 21). Расчетный коэффициент отражения показан на рис.25. На частоте генератора 2,45 ГГц он не превышает 2% по мощности.

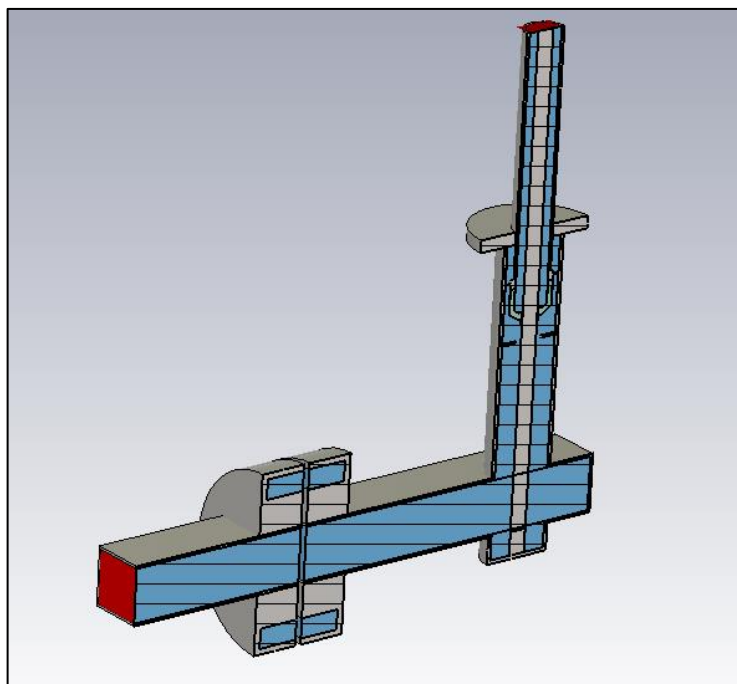


Рис. 21 Продольное сечение волноводно-коаксиального тракта

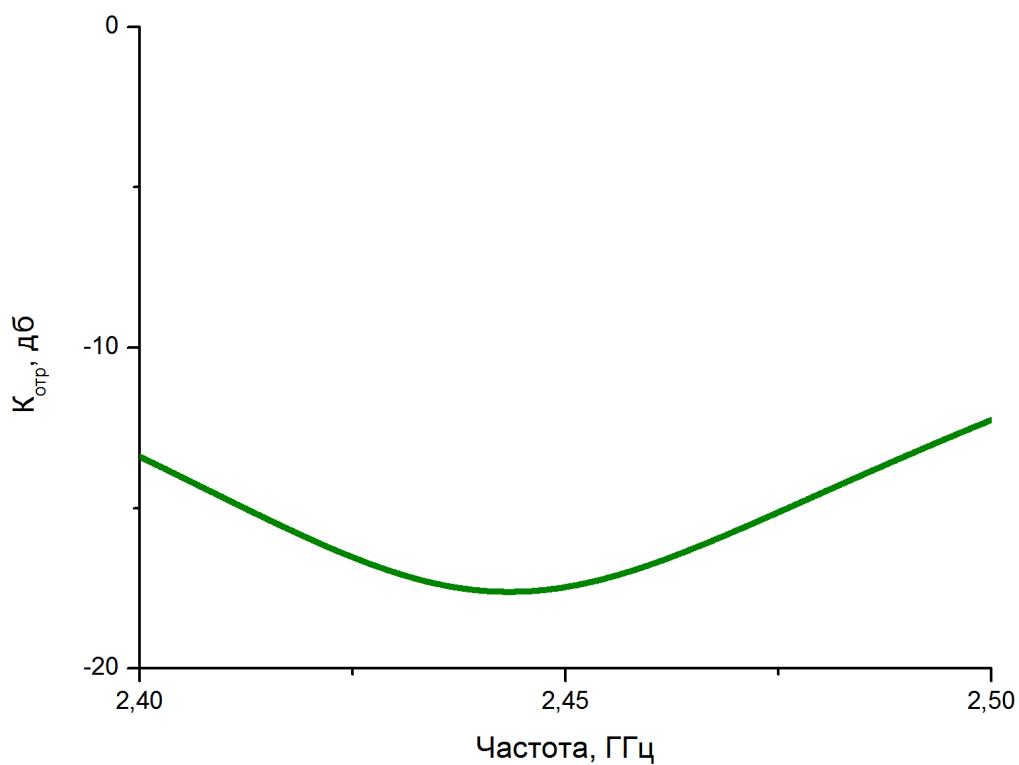


Рис. 22 Коэффициент отражения от волноводно-коаксиального тракта

Заключение

В аналитических расчетах и прямом численном моделировании продемонстрирована возможность распространения геликонных волн в установке ГОЛ-3. Показано, что наиболее эффективное возбуждение этих волн следует ожидать в диапазоне плотностей плазмы $n \sim (3 \div 5) \cdot 10^{12} - (3 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Длина их затухания оценена как $l_{\text{затухания}} \sim (2 \div 10) \text{ м}$.

С помощью прямого численного моделирования показано, что при плотностях плазмы $n = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и внешнем магнитном поле $B = 3 \text{ Т}$, структура геликонной волны распространяющейся в плазме, помещенной в кварцевую трубку и вдали от металлических стенок камеры, хорошо совпадает с волной в плазме, заключенной в проводящую цилиндрическую оболочку. Это позволяет использовать простую аналитическую модель для расчёта дисперсионных кривых в реальной конфигурации при указанных параметрах плазмы и экстраполировать их в область более высоких плотностей, где численное моделирование становится затруднительным. Важным исключением является мода с одной вариацией поля по радиусу ($\mathbf{Nr} = \mathbf{m} = 1$), так как её поле оказывается вытесненным из плазмы.

Разработаны и оптимизированы с помощью численного моделирования элементы коаксиально-волноводного тракта (развязывающее устройство, волноводно-коаксиальный переход, вакуумный ввод). Полученный из расчётов коэффициент отражения по мощности составляет менее 2%, а излучаемая мощность менее 0,001%. В настоящее время ожидается изготовление этих элементов, после чего планируется проведение первых экспериментов.

Список литературы

1. Axially Symmetric Magnetic Mirrors: History of Development and Future Prospects / *A. V. Burdakov, A. A. Ivanov, E. P. Kruglyakov, A. D. Beklemishev* // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, N 1T. — P. 1–7
2. GDMT-T: Superconducting Linear Device for PMI Studies / *S. Polosatkin, V. Astrelin, B. Bazylev, A. Beklemishev, A. Burdakov, D. Gavrilenko, A. Huber, A. Ivanov, I. Ivanov, P. Kalinin, I. Kandaurov, A. Kreter, I. Landman, V. Postupaev, S. Sinitsky, A. Shoshin, Yu. Trunev, M. Thumm, B. Unterberg* // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, No. 1T. — P. 184–187.
3. *Кролл Н., Трайвеллнис А.* Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975. — 525 с.
4. *F. F. Chen, J. P. Chang.* Lecture notes on Principles of plasma processing. — Kluwer, 2002. — 249 p.
5. *B. Fischer, M. Kramer, Th. Enk.* Helicon wave coupling to a finite plasma column // *Plasma Phys. Control. Fusion*. — 1994. — Vol. 36. — P. 2003–2020.
6. *G.G.Borg, R.W.Boswell* Power coupling to helicon and Trivelpiece–Gold modes in helicon sources // *Physics of plasmas*. — 1998. — Vol. 5. — P. 564–571.
7. *D. Arnush* The role of Trivelpiece–Gould waves in antenna coupling to helicon waves // *Physics of plasmas*. — 2000. — Vol. 7. — P. 3042–3050.
8. *Фельдштейн А.Л. и др.* Справочник по элементам волноводной техники/ *А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П.Смирнов*. — М.: ГЭИ, 1963. — 359 с.
9. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. — М.: Высшая школа, 1970. — 439 с.