

Томилин Дмитрий Андреевич

**Влияние высокочастотных волн в плазме холловского
двигателя на динамику электронной компоненты**

01.04.08 – Физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Долгопрудный – 2013

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)».

Научный руководитель: доктор технических наук, профессор
Горшков Олег Анатольевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Александров Николай
Леонидович,

доктор технических наук, с.н.с.
Ким Владимир

Ведущая организация: Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»

Защита состоится « » декабря 2013 года в 14-00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.156.03 при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», расположенном по адресу: 141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д.9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ.

Автореферат разослан

« ____ » ноября 2013 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

Арсенин А.В.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Электрореактивные двигатели холловского типа широко используются в составе систем корректировки орбит космических аппаратов на протяжении последних 40 лет. Однако, несмотря на почти полувековую историю исследования физических процессов, протекающих в плазме разряда холловских двигателей (ХД), остается ряд открытых вопросов. Одним из таких вопросов является проблема развития тех или иных типов неустойчивостей плазмы ХД и их влияния на эффективность работы двигателя.

В последнее время активно развивается направление численного моделирования процессов, протекающих в разрядном канале ХД. Ввиду большого объема вычислений, необходимого для корректного моделирования разряда ХД, наиболее часто используются одномерные или двумерные модели. Однако исключение даже одного измерения приводит к ряду проблем. Одной из таких проблем, является корректное описание транспорта электронов поперек магнитного поля. Как показывают оценки, известные механизмы транспорта, основанные на столкновениях с тяжелыми частицами, неудовлетворительно описывают электронный ток в области с низкой концентрацией нейтральных частиц в районе выхода разрядной камеры (РК). Как правило, величина электронного тока вблизи выходной части РК оказывается на несколько порядков выше того значения, которое предсказывает классическая теория транспорта, основанного на столкновениях электронов с тяжелыми частицами. Такая проблема носит название проблемы аномального транспорта. С другой стороны, неустойчивости и колебания в плазме ХД часто рассматриваются в качестве источника дополнительного электронного тока. Особый интерес с точки зрения процессов переноса электронов представляют волны в плазме, обладающие азимутальной компонентой электрического поля. Наличие такого электрического поля позволяет электронам совершать осциллирующие дрейфовые движения вдоль оси двигателя при частотах много ниже электронной циклотронной частоты. Особенная структура и существование практически на всех режимах работы делает данный тип неустойчивостей наиболее перспективным с точки зрения объяснения бесстолкновительного транспорта электронов в области с низкой концентрацией.

Таким образом, существует проблема описания свойств транспорта электронов поперек магнитного поля в плазме холловских двигателей, связанного с развитием того или иного типа неустойчивости. Решение данной проблемы позволит правильно описывать транспорт электронов в упрощенных численных моделях, предсказывать устойчивость и стабильность параметров двигателя на этапе конструирования и отработки, что определяет актуальность темы данной работы.

Цель работы

Целью работы является создание физико-математической модели бесстолкновительного транспорта электронов в плазме ХД поперек магнитного поля в плоскости их дрейфа в присутствии высокочастотных градиентно-дрейфовых волн при наличии неоднородностей невозмущенных параметров плазмы, таких как внешнее магнитное и электрическое поля, плотность плазмы.

Научная новизна

1. Описан физический механизм бесстолкновительного транспорта электронов поперек магнитного поля, обусловленный наличием резонансных электронов в высокочастотных волнах в плазме ХД.

2. Впервые показана кинетическая неустойчивость высокочастотных длинноволновых возмущений в плазме холловского двигателя. Сформулирован критерий применимости гидродинамического приближения.

3. Показана взаимосвязь между развитием длинноволновой высокочастотной неустойчивости (градиентно-дрейфовой волны) и бесстолкновительным транспортом электронов.

4. При помощи численной полностью кинетической двумерной модели подтверждено развитие градиентно-дрейфовой неустойчивости. Показано, что свойства выявленной в численном расчете неустойчивости соответствуют дисперсионным характеристикам, полученным аналитически в гидродинамическом приближении. Продемонстрировано влияние градиентно-дрейфовой неустойчивости на процесс бесстолкновительного переноса электронов.

Теоретическая и практическая значимость

1. Обоснована возможность бесстолкновительного переноса электронов в плазме ХД поперек магнитного поля, причиной которого являются длинноволновые азимутальные возмущения параметров плазмы. Получены соотношения, связывающие бесстолкновительный поток электронов с невозмущенными параметрами плазмы ХД при известном спектре флуктуаций. Данный результат необходимо использовать при создании двумерных моделей плазмы ХД, не учитывающих азимутальную координату.

2. Получено уравнение дисперсии для высокочастотных волн с учетом градиентов невозмущенных параметров в плазме ХД, что позволяет указать диапазон неустойчивых частот ВЧ-диапазона, а также оценить их инкременты неустойчивости. Данные оценки могут быть использованы для интерпретации результатов зондовой диагностики плазмы ХД, а также при анализе радиочастотной совместимости двигателя и аппаратуры КА.

3. Написана полностью кинетическая численная модель динамики плазмы вблизи среза РК двигателя, позволяющая производить предварительный анализ конфигурации магнитного поля двигателя на предмет устойчивости по отношению к развитию длинноволновых азимутальных неустойчивостей в плазме.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Градиентно-дрейфовые неустойчивости в плазме ХД приводят к бесстолкновительному транспорту электронов.
2. Бесстолкновительный транспорт, связанный с градиентно-дрейфовой неустойчивостью, осуществляется резонансными электронами.
3. Источником энергии для развития градиентно-дрейфовых неустойчивостей в плазме ХД является транспорт резонансных электронов вдоль электрического поля.
4. Свойства транспорта электронов, связанного высокочастотными длинноволновыми возмущениями плазмы, существенно зависят от градиентов электрического и магнитного полей.

Апробация результатов исследования

Основные результаты данной работы докладывались на четвертой европейской конференции по космическим наукам (EUCASS-2011, г. Санкт-Петербург); на 32й Международной конференции по электроракетным двигателям (IEPC-2011, г. Висбаден, Германия); на 38-й и 39-й Международных конференциях по УТС и физике плазмы (г. Звенигород, 2012, 2013 г.); на НТС отдела электрофизики Центра Келдыша. Результаты частично отражены в отчетах Центра Келдыша для российского космического агентства по теме НИР «Двигатель».

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации – 126 страниц, работа содержит 2 таблицы, 36 рисунков и список литературы из 72 наименований.

Содержание работы

Во **введении** проводится краткий обзор проблемы описания транспорта электронов поперек магнитного поля в плазме разряда холловского двигателя, формулируются цели и задачи работы, обосновывается актуальность темы работы.

В **первой главе** приведен обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению колебаний и волн в плазме холловского двигателя. Рассмотрены основные свойства колебаний и волн, наблюдаемых в ХД, механизмы развития неустойчивостей, основные дисперсионные соотношения. Выделена высокочастотная мода колебаний в качестве наиболее перспективного источника аномального транспорта электронов.

Во **второй главе** получено и проанализировано уравнение дисперсии длинноволновых высокочастотных неустойчивостей в разряде ХД на основе линеаризованной системы уравнений для холодной бесстолкновительной плазмы в двухжидкостном приближении.

В результате анализа основных временных и пространственных соотношений, характерных для плазмы холловского двигателя, показано, что в процессе распространения высокочастотных длинноволновых азимутальных возмущений под воздействием поля волны электроны совершают дрейфовые движения, возмущения скоростей ионов происходит вдоль электрического поля

волны, квазинейтральность в целом сохраняется. На рисунке 1 показано схематическое изображение ХД и форма электрического и магнитного полей в канале двигателя. Ось X направлена вдоль оси двигателя и совпадает по направлению с вектором электрического поля, ось Y направлена вдоль невозмущенного дрейфа электронов, ось Z – вдоль внешнего магнитного поля:

$$\vec{E} = \left\{ E_0(x) - \frac{\partial \phi}{\partial x}, -\frac{\partial \phi}{\partial y}, 0 \right\}, \quad \vec{B} = \{0, 0, B_0(x)\}.$$

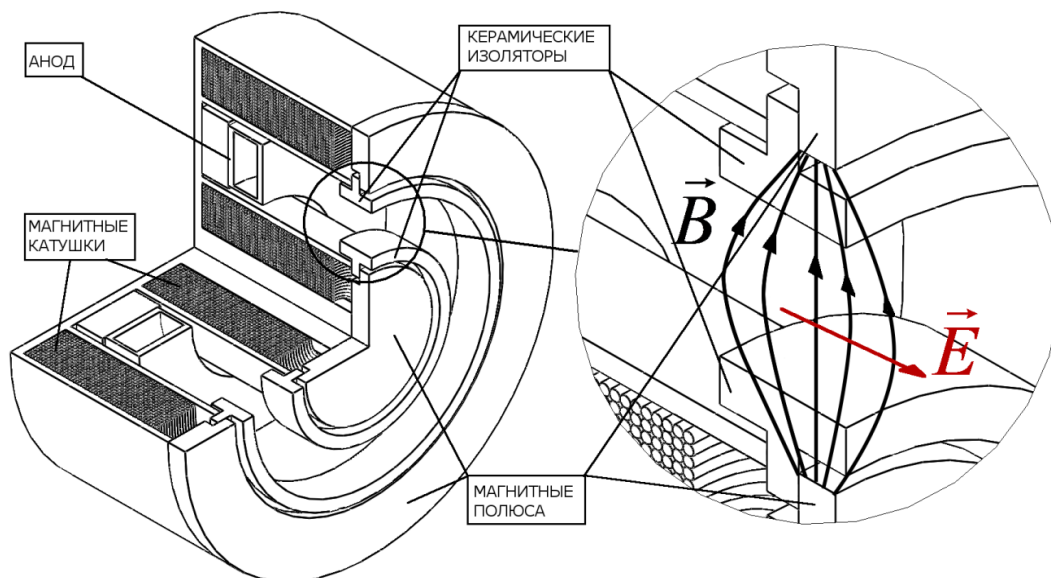


Рис. 1. Схематическое изображение холловского двигателя и рассматриваемой области разряда

Исходя из этих соображений, на основе линеаризованной системы МГД-уравнений в приближении холодной плазмы выведено следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{\Omega_p^2}{\Omega_{LH}^2} - \frac{\Omega_p^2}{(\omega - k_x v_0)^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega_c(\omega - k_y u_0)} \frac{k_y K}{k^2} + \frac{\Omega_p^2}{k^2 v_A^2} = 0, \quad (1)$$

где K – параметр неоднородности задачи, который определяется выражением

$$K = \frac{\partial \ln n_0 / B_0}{\partial x} + \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2},$$

$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m}}$, $\Omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 M}}$ – электронная и ионная плазменные частоты

соответственно, $\Omega_{LH} \approx \sqrt{\omega_c \Omega_c}$ – нижнегибридная частота, $v_A = c \sqrt{\frac{\Omega_c}{\Omega_p}}$ –

альфвеновская скорость. Если пренебречь невозмущенным движением ионов и электронов и неоднородностью плазмы, то уравнение (1) сводится к виду

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\omega_p^2}{\Omega_c \omega_c - \omega^2 (1 + \omega_p^2 / \omega_c^2)},$$

и описывает дисперсию магнитного звука в однородной холодной плазме в магнитном поле в приближении $\omega_p, \omega_c \gg \omega$.

При перемещении электронов вдоль оси двигателя над ними совершается работа внешнего электрического поля. Приобретаемую электронами энергию можно связать с плотностью энергии волны и потоком электронов вдоль внешнего поля через инкремент неустойчивости. В работе показано, что данная связь имеет следующий вид:

$$\Gamma = \frac{2\gamma}{eE_0} \left(1 + \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right) \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2}. \quad (2)$$

С другой стороны, для неустойчивого состояния, когда частота комплексна, между дрейфовой возмущенной скоростью и концентрацией возникает фазовое смещение, определяемое инкрементом неустойчивости. Это фазовое смещение приводит в среднем к ненулевому потоку электронов. В работе показано, что, если $\omega = \omega_0 + i\gamma$, то

$$\Gamma = -\frac{e}{m\omega_c} \left\langle \frac{\partial \phi}{\partial y} n \right\rangle = -\frac{e}{4m\omega_c} ik_y (\phi \tilde{n} - \tilde{\phi} n),$$

и подстановка в это выражение возмущение концентрации электронов в электростатическом случае и приравнивание потоков позволяет получить следующую связь инкремента неустойчивости и частоты:

$$1 + \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} + \frac{K\omega_p^2 u_0}{2\omega_c} \frac{1}{(\omega_0 + u_D k_y)^2 + \gamma^2} = 0. \quad (3)$$

В работе показано, что данное уравнение является следствием уравнения (1) в электростатическом приближении для чисто азимутальных волн, а решения (1) являются решениями уравнения (3). Учитывая то, что (3) является, по сути, уравнением энергетического баланса, который предполагает, что волна в неустойчивом состоянии получает энергию от транспорта электронов во внешнем электрическом поле, можно утверждать, что для азимутальных градиентно-дрейфовых волн неустойчивость и транспорт электронов тесно взаимосвязаны.

Таким образом, на основе анализа дисперсионного соотношения установлено, что наличие в плазме ХД градиентов невозмущенных параметров приводит к развитию градиентно-дрейфовых неустойчивостей. Наибольшими инкрементами обладают первые гармоники азимутальных волн, и при постоянных параметрах плазмы неустойчивыми являются только первые несколько гармоник, то есть относительно достаточно коротких волн плазма в двухжидкостном приближении является устойчивой. Необходимое условие

развития неустойчивости для азимутальных и квазипродольных волн определяется знаком параметра K . Получены области параметров, в которых длинноволновые возмущения имеют неустойчивое поведение. С ростом параметра неоднородности характерные частоты снижаются. Впервые показано, что неустойчивость азимутальных градиентно-дрейфовых волн и транспорт электронов тесно взаимосвязаны.

В третьей главе выведено кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергии в бесстолкновительном случае в дрейфовом приближении. Проведен анализ полученного уравнения методом малых возмущений. Рассмотрена кинетическая неустойчивость высокочастотных волн. Выписано выражение для потока электронов, обусловленного их взаимодействием с длинноволновыми флуктуациями плазмы ХД. Выписаны кинетические поправки к уравнению дисперсии, полученному во второй главе.

Рассматривается механизм переноса электронов за счет взаимодействия резонансных электронов и локальных возмущений электрического поля. Под резонансными электронами подразумеваются группы электронов со скоростью дрейфа в азимутальном направлении, близкой к азимутальной компоненте фазовой скорости какой-либо из гармоник высокочастотной волны. В этом случае с определенными гармониками возмущений поля взаимодействуют только частицы с соответствующими значениями энергии и, как следствие, скорости дрейфа. Для количественного рассмотрения данного эффекта выписано кинетическое уравнение для электронов в дрейфовом приближении. Дрейфовое приближение заключается в исключении из рассмотрения членов, частота изменения которых имеет порядок ларморовской или электронной плазменной частоты. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергии имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}}(f \vec{v}_D) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon_e}(fP) = 0,$$

где $P = \frac{d\varepsilon_e}{dt}$ – скорость изменения кинетической энергии во времени,

v_D – скорость дрейфа электронов. В работе решение кинетического уравнения ищется в виде $f = f_0(x, \varepsilon) + f^{(1)}(x, y, \varepsilon)$, и решается уравнение для поправки, которое имеет вид:

$$\frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + u_D \frac{\partial f^{(1)}}{\partial y} = \frac{e}{m} \hat{\nabla} f_0 \frac{\partial \varphi}{\partial y},$$

где

$$\hat{\nabla} = \frac{1}{\omega_{\&}} \frac{\partial}{\partial x} + \varepsilon \frac{\omega'_*}{\omega_c^2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} - R.$$

В последнее выражение входит информация о дрейфе электронов в неоднородных электрическом и магнитном полях. Путём разложения осциллирующей части электрического поля и функции распределения в ряды Фурье

$$\varphi = \sum_{\omega} \varphi_{\omega}(x) \exp(-i\omega t +iky), \quad f^{(1)} = \sum_{\omega} f_{\omega}(x, \varepsilon) \exp(-i\omega t +iky)$$

уравнение для амплитуд возмущений приводится к виду

$$[-i\omega + iku_D]f_{\omega} = i\frac{e}{m}k\varphi_{\omega}\hat{\nabla}f_0$$

$$f_{\omega} = -\frac{e}{m}k\varphi_{\omega}\hat{\nabla}f_0 \frac{1}{\omega - ku_D + i0} \quad (4)$$

На основе последнего соотношения выведено выражение для потока электронов, связанного с их взаимодействием с длинноволновыми возмущениями параметров плазмы. Выражение для потока имеет вид:

$$\Gamma = -\frac{\pi e^2}{2m^2\omega_{\&}} \sum_{\omega} k^2 \varphi_{\omega} \tilde{\varphi}_{\omega} \int_0^{\infty} d\varepsilon \delta(\omega - ku_D) \hat{\nabla}f_0,$$

или

$$\Gamma = -\frac{1}{\omega_{\&}} \int_0^{\infty} d\varepsilon D(x, \varepsilon) \hat{\nabla}f_0 \quad (5)$$

где

$$D(x, \varepsilon) = \frac{\pi e^2}{2m^2} \sum_{\omega} k^2 \varphi_{\omega} \tilde{\varphi}_{\omega} \delta(\omega - ku_D). \quad (6)$$

Выражение (6) представляет собой коэффициент диффузии, происходящей вследствие взаимодействия гармоник возмущения и резонансных групп электронов. Резонанс появляется вследствие совпадения фазовой скорости гармоники и дрейфовой скорости какой-либо группы электронов, на что указывает δ -функция, входящая в правую часть выражения (6). Как следствие, амплитуда смещения таких резонансных электронов может быть значительной.

Используя выражение (4) можно получить следующую поправку к плотности электронов:

$$n_{\omega} = \int f_{\omega} d\varepsilon = -\frac{e}{m} k_y \varphi_{\omega} \int \hat{\nabla}f_0 \frac{1}{\omega - ku_D} d\varepsilon,$$

В общем случае с учетом кинетических поправок уравнение (1) приводится к виду:

$$\frac{\Omega_p^2}{\Omega_{LH}^2} - \frac{\Omega_p^2}{(\omega - k_x v_0)^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \int_0^\infty d\varepsilon \hat{\nabla} f_0 \frac{1}{\omega + k_y (u_E - \theta \varepsilon) + i\gamma} + \frac{\Omega_p^2}{k^2 v_A^2} = 0. \quad (7)$$

Данное уравнение описывает дисперсию электромагнитных волн в дрейфовом приближении. Наличие особенности в подынтегральном выражении третьего члена говорит о неустойчивости, связанной с чисто кинетическими эффектами. Это обстоятельство рассмотрено в работе в некоторых предельных случаях. В частности, показано, что в случае широкого спектра, когда распределение по фазовым скоростям полностью перекрывает распределение по дрейфовым скоростям, уравнение (7) сводится к уравнению (1), то есть к гидродинамическому случаю. Для этого предела выражение для потока (5) имеет более простой вид, в котором поток не зависит от особенностей невозмущенной функции распределения электронов по энергиям:

$$\Gamma = -\frac{D(x)}{\omega_\&} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n_0}{\omega_\&} \right).$$

В работе приведены оценки параметра Холла на основе приведенного выражения. Используя экспериментальные данные о распределении невозмущенных параметров плазмы и спектральной плотности энергии колебаний вдоль оси двигателя, в области этих распределений можно сделать оценки эффективного параметра Холла, обусловленного бесстолкновительным транспортом электронов. Данные распределения приведены на рис. 2. Для оценок уровень флуктуаций был взят постоянным по области и равным $I_0 = 1.0 \cdot 10^{-6}$ В²/Гц.

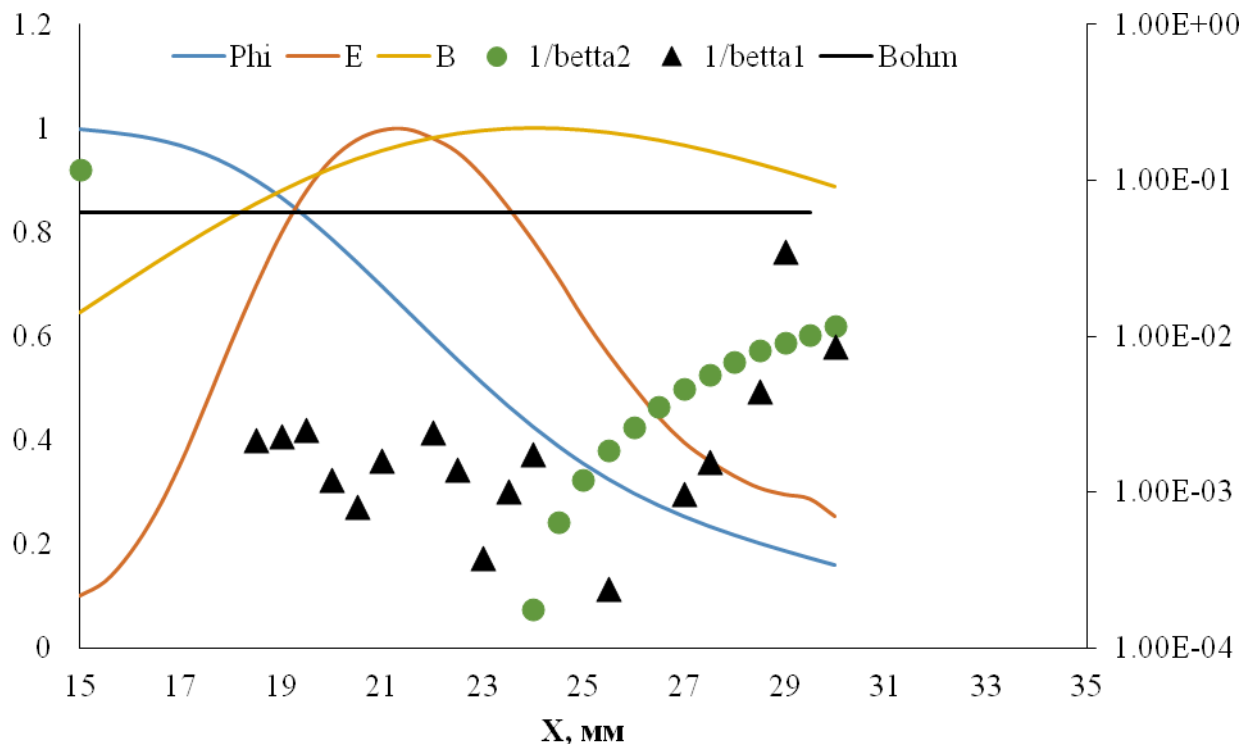


Рис. 2. Зависимости невозмущенных нормированных локальных параметров плазмы (ось слева) и эффективного обратного параметра Холла (справа) от координаты вдоль оси двигателя

На графике 2 эффективный обратный параметр Холла, обозначенный как $1/\beta_2$, соответствует учету в формуле для потока только градиента магнитного поля, параметр $1/\beta_1$ соответствует учету неоднородности магнитного и электрического полей. Как видно из графиков, наиболее высоких значений обратный параметр Холла достигает в области за срезом разрядной камеры (положение среза соответствует 25 мм на графике 2). Как можно видеть, оценки показывают, что в районе выходного среза разрядной камеры этот параметр достигает значений ~ 100 , что говорит о том, что описываемый механизм переноса в районе среза разрядной камеры может иметь существенное значение.

В четвертой главе описана постановка задачи численного моделирования методом частиц в ячейках высокочастотных процессов в области сильных градиентов в плазме ХД. В рамках полностью кинетического подхода выписана система уравнений, составляющая математическое ядро численной модели. Определена система граничных условий. Проведено тестирование расчетных алгоритмов. Приведены основные результаты численного моделирования. Получены эффективные значения параметра Холла в зависимости от мощности волны. Получены зависимости инкрементов и частот в зависимости от параметра неоднородности для длинноволновых возмущений.

Моделируемая область представляет собой сектор цилиндрической поверхности, ограниченной вдоль оси двигателя анодной и катодной плазмой и имеющей периодические граничные условия в азимутальном направлении (рис. 3).

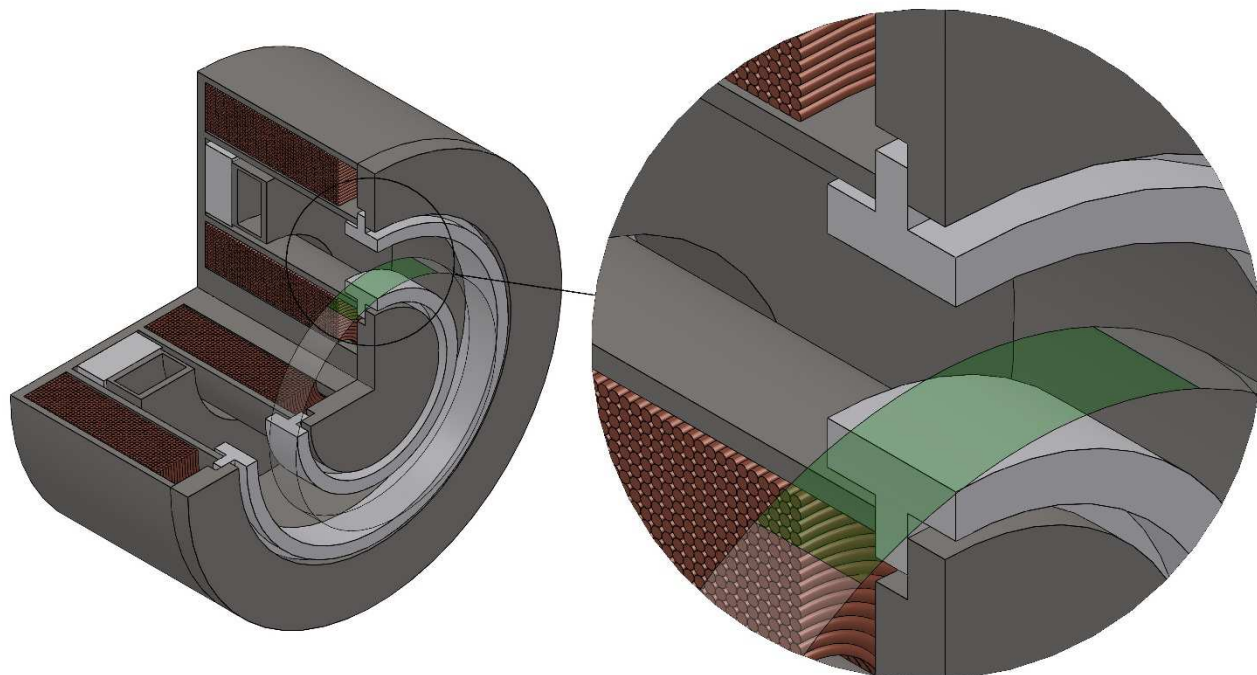


Рис. 3. Схема холловского двигателя и моделируемая область (обозначена зеленым цветом)

На границах в анодной и катодной плазме потенциал поддерживался постоянным, в азимутальном направлении используются периодические граничные условия. Магнитное поле в такой постановке имеет одну компоненту, считается постоянным во времени и может иметь градиент вдоль оси, параллельной оси симметрии двигателя.

Данный подход позволяет рассчитать в самосогласованной постановке установившийся спектр флуктуаций и соответствующие ему токи в плазме.

На рисунке 4 приведено полученное в расчёте двумерное распределение азимутальной компоненты электрического поля. Явно можно наблюдать азимутальную волну с волновыми числами $m = 2, 3$.

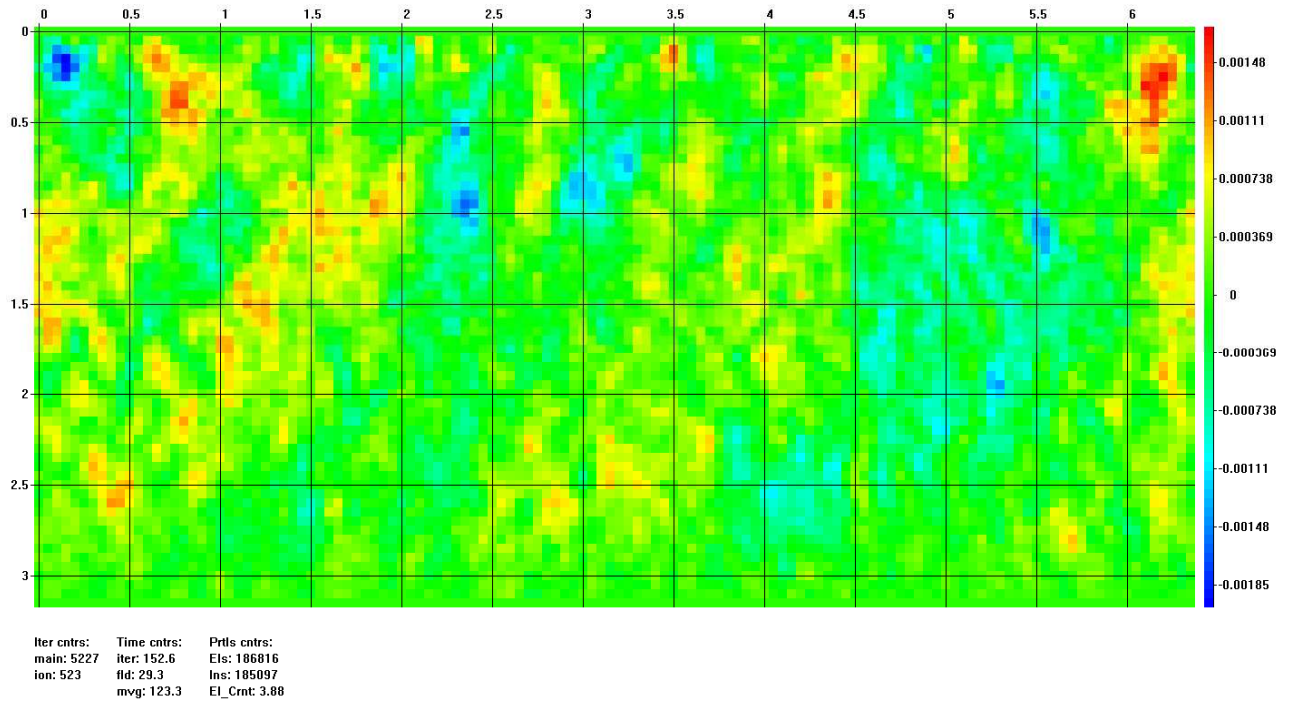


Рис. 4. Двумерное распределение азимутальной компоненты электрического поля

На рисунке 5 приведено сравнение зависимости расчетных значений инкремента возрастания первой гармоники от параметра неоднородности и аналитических значений, найденных путём решения уравнения дисперсии, полученного в главе 2.

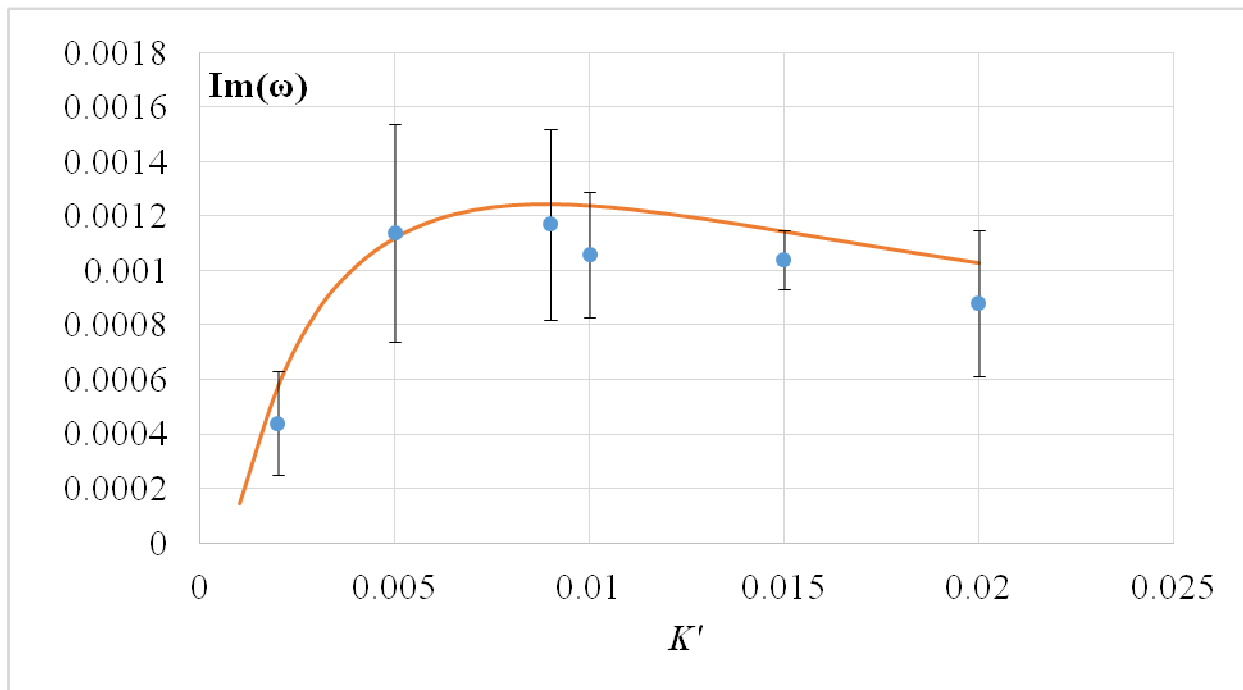


Рис. 5. Сравнение аналитической зависимости инкремента возрастания первой гармоники от параметра неоднородности и результатов численного моделирования

На рисунке 6 приведена зависимость действительной части частоты от параметра неоднородности задачи.

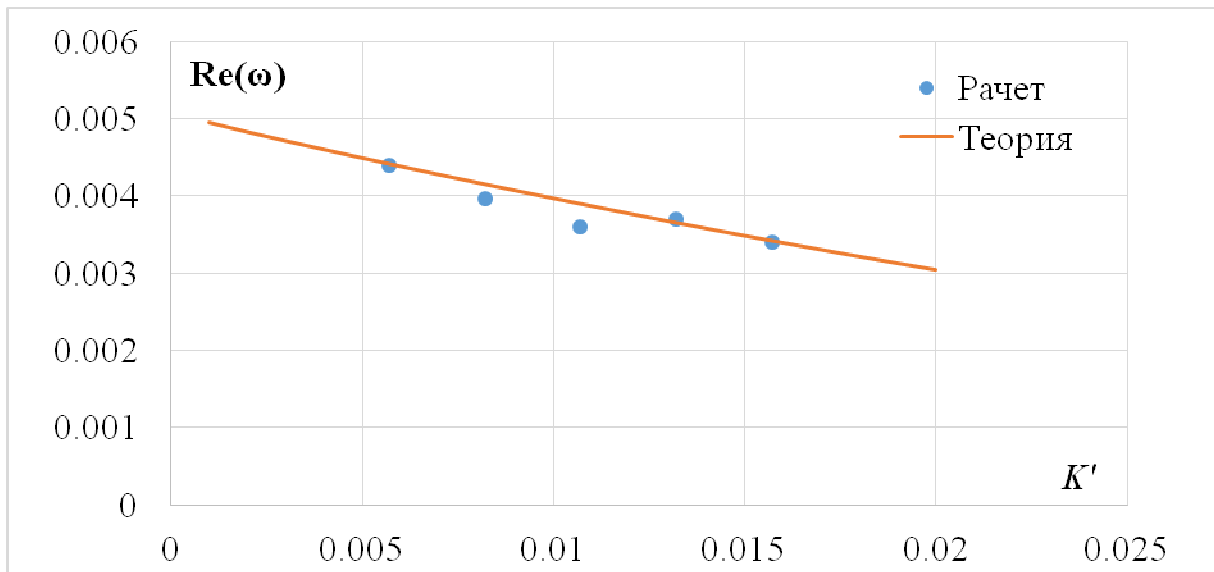


Рис. 6. Зависимость действительной части частоты от параметра неоднородности в сравнении с теоретической зависимостью

Для расчета эффективного параметра Холла использовалось энергетическое соотношение (2), которое подразумевает, что волна получает энергию за счет транспорта электронов вдоль электрического поля. В безразмерном виде это уравнение принимает вид:

$$\beta = \frac{1}{DT^3} \frac{\omega_p}{\omega_c} \left(1 + \frac{m}{M} DT^2 \frac{1}{\omega'^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right) \frac{1}{k_y'^2 u_0'^2} KE(t), \quad (8)$$

где $KE(t) = \frac{\partial A_\varphi^2}{2\partial t}$ – изменение электрической энергии волны во времени, усредненное по азимутальной координате, β – параметр Холла. На рисунке 7 приведено сравнение зависимости параметра β от мощности волны, полученной в результате численного моделирования, и рассчитанной из соотношения (8).

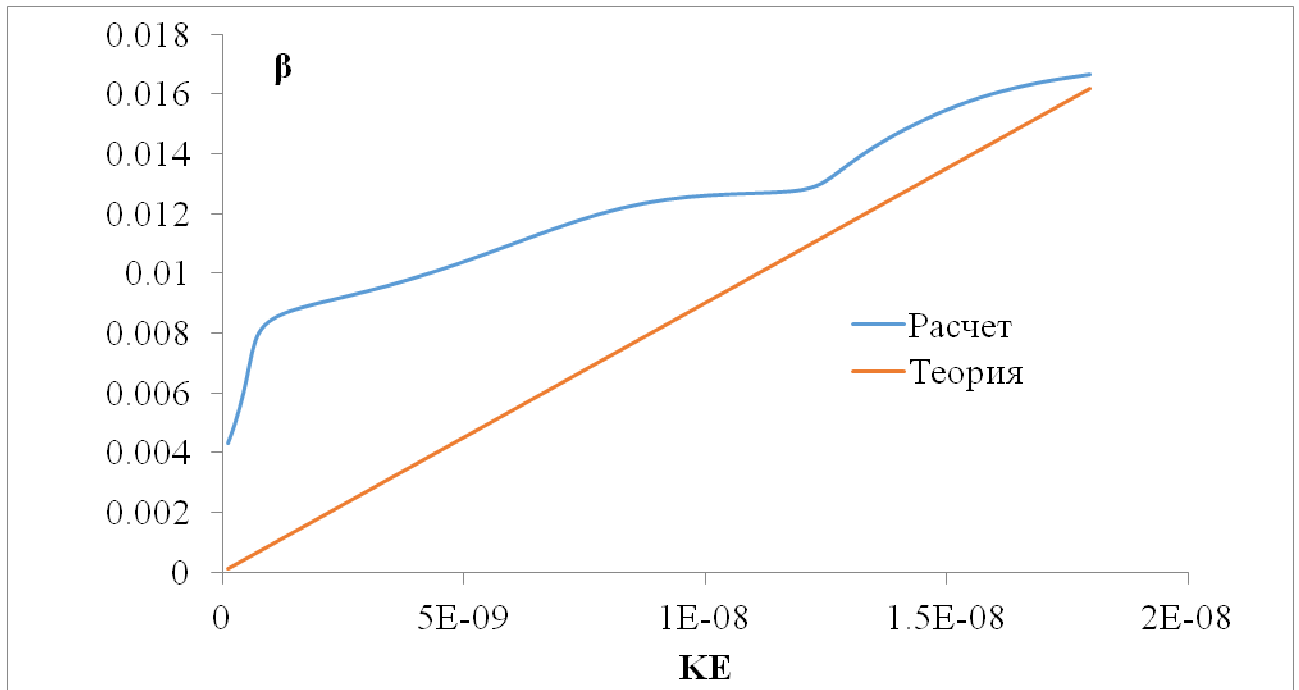


Рис. 7. Зависимость эффективной величины обратного параметра Холла от мощности волны

В целом, результаты моделирования показали, что при наличии градиентов внешних параметров в плазме развиваются азимутальные градиентно-дрейфовые неустойчивости с волновыми числами из первого набора, то есть с $m = 1, 2, 3$, что подтверждается линейным анализом предыдущих глав, а также экспериментальными исследованиями. Проведено сравнение поведения инкремента неустойчивости первой гармоники с аналитическими значениями, полученными в линейном приближении. Получены зависимости частоты возмущений от параметра неоднородности задачи. Показано, что результаты расчета хорошо согласуются с предсказаниями теории в приближении широкого спектра, когда распределение по фазовым скоростям в возмущении полностью перекрывает распределение электронов по дрейфовым скоростям. Рассчитана зависимость эффективного параметра Холла от мощности волны. Расчеты показывают, что параметр Холла снижается в интервале значений от 250 до 50 при росте мощности волны, что говорит о том, что волна получает энергию за счет транспорта электронов вдоль электрического поля.

В **пятой главе** приведены результаты экспериментальных исследований структуры высокочастотных возмущений в плазме ХД при помощи магнитных зондов.

Зарегистрированы высокочастотные волны в плазме за срезом разрядного канала СПД с повышенным удельным импульсом. Основной диапазон частот составляет 4-10 МГц. На основе анализа полученных данных можно сделать

вывод, что в основном развиваются две гармоники с длинами волн, кратными длине и половине длины окружности разрядного канала. Проведено качественное сравнение свойств азимутальных высокочастотных волн в эксперименте и расчете.

Заключение

В работе рассмотрен процесс переноса электронов, основанный на их взаимодействии с длинноволновыми высокочастотными азимутальными возмущениями в плазме холловского двигателя. Получено уравнение для резонансного потока электронов вдоль оси двигателя, получено выражение для коэффициента диффузии. Показано, что транспорт электронов возникает, когда скорость какой-либо группы электронов совпадает с соответствующей фазовой скоростью гармоники из общего спектра возмущений. Такой механизм образования транспорта электронов возможен только при наличии градиентов внешних невозмущенных параметров в плазме ХД, таких как внешнее магнитное и электрическое поля, так как в этом случае дрейфовая скорость частиц начинает зависеть от энергии частиц, а у длинноволновых возмущений появляется дисперсия. Получено условие применимости гидродинамического подхода. Исследована дисперсия градиентно-дрейфовых волн на основе двухжидкостной модели холодной плазмы в линейном приближении. Получены области параметров, в которых высокочастотные волны имеют неустойчивое поведение. Показано, что максимальными инкрементами обладают чисто азимутальные волны. При постоянных параметрах плазмы неустойчивыми являются только первые несколько гармоник, что находится в хорошем согласии с экспериментами. С ростом параметра неоднородности характерные частоты снижаются. Показано, что неустойчивость азимутальных градиентно-дрейфовых волн и транспорт электронов тесно взаимосвязаны. В целом, полученные результаты хорошо согласуются с проведенными ранее экспериментальными и теоретическими исследованиями высокочастотных волн в плазме ХД. Для моделирования самосогласованного взаимодействия волн и компонент плазмы был создан двумерный полностью кинетический код, позволяющий рассчитывать плазменные течения в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю. Моделирование производилось в области, соответствующей азимутально-аксиальному сектору вблизи среза разрядного канала. Результаты расчетов показали, что при наличии градиентов внешних параметров в плазме развиваются азимутальные волны с волновыми числами из первого набора, то есть с волновыми числами $m = 1, 2, 3$, что подтверждается линейным анализом, проведенным в данной работе, а также экспериментальными исследованиями. Исследована зависимость инкремента первой гармоники волны в зависимости от параметра неоднородности. Получено хорошее соответствие расчетных данных и линейного анализа в приближении широкого спектра. Рассчитана зависимость эффективного параметра Холла от мощности волны. Расчёты показывают, что обратный параметр Холла снижается в интервале значений от 250 до 50 с возрастанием мощности волны, что подтверждает влияние подобных

возмущений в канале ХД на процесс переноса электронов. Проведены эксперименты по исследованию высокочастотных азимутальных волн при помощи электромагнитных зондов. Экспериментально зарегистрированы высокочастотные волны в плазме за срезом разрядного канала СПД с повышенным удельным импульсом. Основной диапазон частот составляет 4-10 МГц. На основе анализа полученных данных можно сделать вывод, что в основном развиваются две гармоники с длинами волн кратными длине и половине длины окружности разрядного канала. Скорость распространения волн близка к скорости дрейфа электронов.

Публикации

1. *Tomilin D.A., Gorshkov O.A., Shagayda A.A.* Experimental Investigation of High-Frequency Waves Structure in the Discharge Chamber of Hall Thruster // Proc. of 4th European Conference for Aerospace Sciences (Saint Petersburg, 4-8 July, 2011). – Saint Petersburg, 2011. – EUCASS-2011-748.
2. *Tomilin D. A., Gorshkov O. A.* Role of High-Frequency Waves in Process of Electron Conductivity in SPT with High Specific Impulse // Proc. of 32nd International Electric Propulsion Conference (Wiesbaden, Germany, September 11–15, 2011). – Wiesbaden, 2011. – IEPC-2011-23.
3. *Томили́н Д.А., Горшков О.А., Шага́йда А.А.* Экспериментальное исследование структуры высокочастотных возмущений в разрядном канале СПД с высоким удельным импульсом // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38, №3. – С. 298.
4. *Tomilin D.A.* Gradient instabilities of electromagnetic waves in Hall thruster plasma // Phys. Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – P. 042103. – doi: 10.1063/1.4799549.