На правах рукописи

Кузичев Илья Валерьевич

ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЭНЕРГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ И МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Москва — 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Научный руководитель:	доктор физико-математических наук Шкляр Давид Рувимович (Институт космических исследований РАН)
Официальные оппоненты:	доктор физико-математических наук Леонович Анатолий Сергеевич (Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН)
	доктор физико-математических наук Демехов Андрей Геннадьевич (Институт прикладной физики РАН)
Ведущая организация:	Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

Защита состоится <u>20</u> ноября 2013 г. в <u>ч.</u>мин. на заседании Диссертационного Совета Д 002.113.03 при ИКИ РАН по адресу: 117997, Москва, ул. Профсоюзная 84/32, 2-й подъезд.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН.

Автореферат разослан «____» октября 2013 года.

Ученый секретарь Диссертационного Совета Д 002.113.03 кандидат физико-математических наук.

Т. М. Буринская

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Диссертация посвящена исследованию некоторых вопросов, связанных с распространением низкочастотных волн в магнитосфере и ионосфере Земли и с взаимодействием этих волн с энергичными частицами. Волны очень низкочастотного диапазона (ОНЧ), которые распространяются в ионосфере и магнитосфере Земли в свистовой моде, являются распространённым волновым явлением в околоземной плазме. Такие волны возникают в результате развития циклотронной неустойчивости в радиационных поясах Земли [1], генерируются молниевыми разрядами [2] и наземными ОНЧ-передатчиками [3,4], а также возбуждаются при воздействии на ионосферу модулированным ВЧ излучением нагревных стендов [5]. Низкочастотные волны, принадлежащие свистовой и ионно-циклотронной модам, существенно влияют на динамику околоземной плазмы, в частности, они играют важную роль в процессах ускорения и высыпания частиц в радиационных поясах Земли [6].

Первые три главы диссертации посвящены вопросам распространения свистовых волн в магнитосфере и ионосфере Земли, в частности, проблеме выхода свистовых волн на Землю. Свистовые волны, а точнее волны ОНЧ диапазона, впервые наблюдались именно на Земле [7], однако существующие модели распространения волн не позволяют описать происходящую в нижних слоях ионосферы Земли трансформацию свистовой волны в вакуумную электромагнитную волну. Так, в случае плоскослоистой ионосферы возникает так называемый конус прохождения — совокупность всех углов волновой нормали падающей на ионосферу волны, при которых эта волна может выйти на поверхность Земли. Для реалистичных ионосферных параметров конус прохождения оказывается достаточно узким, так что угол волновой нормали падающей свистовой волны лежит обычно вне него. Одним из возможных механизмов выхода свистовых волн в нейтральную атмосферу является рассеяние на неоднородностях плотности в ионосфере [8]. Полное волновое описание прохождения волн ОНЧ диапазона на поверхность Земли из ионосферы, учитывающее рассеяние волн в конус прохождения, диссипацию энергии волны в нижней ионосфере за счёт столкновительного поглощения и отражение волн, необходимо для анализа различных ОНЧ явлений, наблюдающихся как на спутниках, так и на Земле. Однако подобный всесторонний анализ распространения свистовых волн в ионосфере ранее не проводился, так что обозначенные проблемы остаются актуальными.

Непосредственно с проблемой выхода свистовых волн на Землю связан вопрос нижнегибридного отражения квазиэлектростатических свистовых

1

волн, которое происходит в области пространства, где частота волны становится меньше локальной нижнегибридной (НГР) частоты [9]. Для реалистичных параметров ионосферы оказывается, что НГР отражение может происходить в области, где необходим учёт столкновений. Хотя описание НГР отражения свистовых волн в рамках геометрооптического подхода в бесстолкновительной плазме хорошо разработано [10], для описания отражения в столкновительной ионосферной плазме, где существенно поглощение волны, волновой подход представляется более последовательным. Задача волнового описания НГР отражения представляет самостоятельный интерес с точки зрения моделирования и анализа спектрограмм свистовых волн, наблюдающихся на спутниках.

Последние две главы посвящены исследованию некоторых аспектов взаимодействия низкочастотных волн с энергичными частицами в радиационных поясах Земли. Актуальность исследования динамики частиц радиационных поясов подтверждается проводимыми и планируемыми спутниковыми экспериментами, такими как проект NASA «Van Allen Probes», осуществлённый в 2012 году, и проект «РЕЗОНАНС», для изучения радиационных поясов *in situ*. Полученные с помощью приборов, установленных на спутниках «Van Allen Probes», данные показывают [11], что локальное ускорение частиц за счёт резонансного взаимодействия с волнами свистового диапазона частот играет важную роль в динамике радиационных поясов.

В радиационных поясах энергии электронов достигают нескольких МэВ, поэтому для описания их движения необходимо пользоваться релятивистской теорией. Взаимодействие с релятивистскими частицами имеет ряд особенностей, в частности, становится возможным так называемое релятивистское ускорение с поворотом [12] (RTA — *relativistic turning acceleration*), которое является весьма эффективным механизмом ускорения в случае взаимодействия релятивистских электронов с продольно распространяющимися волнами. Однако для случая непродольного распространения резонансные условия и, в частности, эффективность RTA не были достаточно исследованы.

Ускорение ионов также является важным вопросом в физике магнитосферы. Тяжёлые ионы ионосферного происхождения существенно влияют на глобальную динамику магнитосферы, в частности, они оказывают воздействие на кольцевой ток [13] и радиационные пояса. Ускорение ионов за счёт резонансного взаимодействия с волнами различных диапазонов частот чаще всего описывается либо в рамках квазилинейной теории для волн с широким спектром, либо как нелинейное взаимодействие с монохроматической волной. В диссертации рассматривается особый механизм ускорения, связанный

2

с взаимодействием надтепловых частиц с волнами вблизи ионных циклотронных частот, представляющими собой излучение, генерируемое молниевыми разрядами. Оказывается, что резонансные частицы в целом ускоряются такими волнами, так что это взаимодействие может быть весьма эффективным механизмом ускорения, поскольку молниевые разряды являются практически постоянно действующим источником таких волн.

Целями данной работы является:

Волновое описание распространения монохроматических свистовых волн в ионосфере Земли, в том числе выхода волн на Землю и НГР отражения. Исследование некоторых особенностей и механизмов ускорения энергичных электронов и ионов в радиационных поясах Земли.

Исходя из этих целей, в диссертации ставились следующие задачи:

- 1. Исследовать распространение свистовой волны в ионосфере внутри конуса прохождения в рамках плоскослоистой модели ионосферы.
- Рассмотреть рассеяние свистовых волн на неоднородностях плотности F-слоя ионосферы. Провести расчёты интенсивности прошедших за счёт рассеяния на поверхность Земли свистовых волн для реалистичных распределений неоднородностей. Проанализировать роль крупно- и мелкомасштабных неоднородностей в рассеянии квазиэлектростатических и электромагнитных свистовых волн.
- 3. В рамках волнового подхода описать нижнегибридное отражение свистовых волн в ионосфере Земли с учётом столкновительного затухания. Оценить важность волновых эффектов. Проанализировать связь НГР отражения и затухания в ионосфере с проблемой выхода свистовых волн на поверхность Земли.
- 4. Исследовать взаимодействие релятивистских электронов с монохроматическими свистовыми волнами, распространяющимися под углом к геомагнитному полю в магнитосфере Земли. Проанализировать роль релятивистских эффектов в ускорении частиц при непродольном распространении свистовых волн.
- 5. Исследовать резонансное взаимодействие квазиэлектростатических ионно-циклотронных волн, генерируемых молниевыми разрядами, с тяжёлыми ионами во внутренней магнитосфере Земли.

Научная новизна:

1. Предложен новый аналитический подход к регуляризации уравнений, описывающих распространение свистовых волн в ионосфере. С помощью данного метода проведён детальный анализ характеристик прохождения

и отражения волн в ионосфере. Обнаружена и объяснена квазипериодическая зависимость коэффициента отражения от частоты.

- 2. Исследовано рассеяние свистовых волн на неоднородностях плотности в F-слое ионосферы для реалистичных распределений неоднородностей и проанализирована эффективность рассеяния в конус прохождения. Показана различная роль крупно- и мелкомасштабных неоднородностей.
- 3. Впервые выполнено волновое описание процесса НГР отражения и продемонстрированно существенное затухание квазиэлектростатических волн в ионосфере.
- 4. Проведён детальный анализ релятивистских резонансных условий для взаимодействия электронов с монохроматическими свистовыми волнами, распространяющимися под углом к геомагнитному полю. Исследована зависимость числа решений уравнения для резонансного импульса от энергии частицы. Обнаружена существенная ассиметрия зависимости эффективной амплитуды от широты относительно экватора. Показано, что эта ассиметрия приводит к выходу частиц из захвата после пересечения экватора, благодаря чему прирост энергии частиц остается конечным. Показано, что RTA оказывается не эффективным, в отличие от случая продольного распространения.
- 5. Впервые проведено исследование резонансного взаимодействия ионов со специальными волновыми пакетами низкочастотных волн, частота и волновой вектор которых существенно зависят от координат и от времени. Показано, что такое взаимодействие носит *не*диффузионный характер и, в среднем, приводит к ускорению ионов.

Практическая значимость. Прояснение таких аспектов распространения свистовых волн, как выход волны на поверхность Земли и нижнегибридное отражение с учётом столкновений, представляет несомненный практический интерес с точки зрения интерпретации экспериментальных данных по ОНЧ явлениям, в том числе, при моделировании спектрограмм. Уточнение характеристик распространения свистовых волн важно с точки зрения создания более реалистичных моделей распределения волн в магнитосфере при моделировании процессов в радиационных поясах.

Анализ различных аспектов резонансного взаимодействия, в частности, релятивистских эффектов и эффектов, связанных с непродольным распространением волн, для реалистичных моделей магнитосферы и распределений волн, необходим для понимания динамики энергичных частиц в радиационных поясах. Также актуально и исследование механизмов ускорения ионов, в том числе тяжёлых, которые играют заметную роль в магнитогидродинамических моделях магнитосферы.

Достоверность результатов. Результаты, представленные в диссертации, согласуются с экспериментальными данными и другими теоретическими работами в данной области. Используемые численные схемы тестировались на устойчивость и повторяемость результатов. Достоверность результатов, представленных в диссертации, подтверждается признанием результатов учёными, работающими в данной области, во время обсуждений на научных конференциях и семинарах, а также положительными рецензиями при публикациях в научных журналах.

Апробация работы: Основные результаты работы докладывались на следующих российских и международных конференциях:

- XXXIII Annual Seminar «Physics of auroral phenomena» (2010), Apatity, Russia.
- Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (2010–2013), Москва, Россия.
- EGU General Assembly (2010), Vienna, Austria
- Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (2011–2013), Москва, Россия.
- 4th VERSIM workshop (2010), Prague, Czech Republic.
- XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium (2011), Istanbul, Turkey.
- 5th VERSIM workshop (2012), São Paulo, Brazil.
- IAGA 12th Scientific Assembly (2013), Merida, Mexico.

Основные результаты диссертационной работы докладывались также на семинарах ИКИ РАН.

Личный вклад: Все результаты, изложенные в диссертации, получены при непосредственном и активном участии автора. В список положений, выносимых на защиту, включены результаты и выводы, в получение которых соискатель внёс существенный вклад.

Публикации: По теме диссертации выполнено 17 работ, 3 из которых опубликованы в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК РФ

- Kuzichev I., Shklyar D. On full-wave solution for VLF waves in the near-Earth space // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2010. V. 72. № 13. PP. 1044–1056. doi: 10.1016/j.jastp.2010.06.008
- Kuzichev I. On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere // J. Geophys. Res. 2012. V. 117, № A6. doi: 10.1029/2011JA017130

- 3. Кузичев И.В., Шкляр Д.Р. Волновое описание нижнегибридного отражения свистовых волн // Физика плазмы. 2013. Т. 39, № 10. С. 891—904.
- 2 опубликованы в материалах международных конференций
 - Kuzichev I. V., D. R. Shklyar, (2010) Full wave solution for a monochromatic VLF wave propagating through the ionosphere, Proc. XXXIII Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". Apatity, Kola Science Centre, Russian Academy of Science. pp. 73-76.
 - Kuzichev I. V., (2011), On whistler-mode wave scattering on small scale density irregularities, Proc. General Assembly and Scientific Symposium 2011 XXXth URSI. Istanbul, Turkey: IEEE Xplore digital library. pp. 1–4, doi: 10.1109/URSIGASS.2011.6051162.
- и 12 в тезисах докладов.

Структура диссертации и краткое содержание

Структура диссертации: Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 123 страницы с 38 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 168 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во введении обосновывается актуальность рассматриваемых в рамках диссертационной работы вопросов, приводится краткий обзор научной литературы по изучаемым проблемам, формулируются цели и ставятся задачи работы. Также сформулированы положения, выносимые на защиту, которые содержат новые научные результаты, представленные в диссертации; обсуждается достоверность и практическая значимость полученных результатов.

Первые три главы диссертационной работы посвящены различным аспектам распространения свистовых волн в ионосфере Земли и выходу ОНЧ волн на поверхность Земли. В **первой главе** рассматривается проблема распространения свистовых волн в ионосфере и трансформации волны в нижней ионосфере в электромагнитную моду, распространяющуюся в нейтральной атмосфере. В *разделе 1.1* приведён анализ выполненных ранее работ по данному вопросу, обозначена основная трудность моделирования распространения свистовых волн в ионосфере, а именно проблема неустойчивости решений, которая возникает из-за наличия в свистовом диапазоне частот *не*распространяющейся моды [14]. Во *втором разделе* обсуждается математическая постановка задачи. Дано подробное описание модели плоскослоистой среды, которая используется в данной главе. Применительно к ионосфере, модель плоскослоистой среды обычно используется на высотах от поверхности Земли в нейтральной атмосфере до высот около 600–700 км непосредственно в ионосфере. Схематически данная модель представлена на Рис. 1. Магнитное поле Земли, \mathcal{B}_E , считается постоянным, оно составляет угол α с нормалью к поверхности Земли; все остальные параметры ионосферной плазмы, а именно плотности электронов и ионов, частоты столкновений, зависят только от одной координаты — высоты над поверхностью Земли h.



Рис. 1: Геометрия модели плоскослоистой среды. Все параметры среды зависят только от высоты *h*. В верхней ионосфере имеются падающая и отражённая свистовые волны. В нижней ионосфере, на высотах 50–95 км происходит трансформация свистовой волны в электромагнитную волну с показателем преломления равным единице.

Во всех главах диссертации, за исключением пятой главы, рассматриваются монохроматические электромагнитные поля. Отправной точкой при выводе большинства уравнений в диссертации служат уравнения Максвелла в плазме, описываемой тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ [15]. Используется приближение холодной плазмы, то есть мы пренебрегаем тепловыми эффектами, приводящими к пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Плазма ионосферы является столкновительной, поэтому тензор диэлектрической проницаемости неэрмитов. Столкновения и связанное с ними затухание волн играет существенную роль в нижних слоях ионосферы.

Важным следствием использования модели плоскослоистой среды является сохранение горизонтальной компоненты волнового вектора при прохождении волны через ионосферу. Это позволяет рассмотреть одну горизонтальную гармонику поля, то есть считать, что горизонтальная структура поля задана в виде $E_j \sim \exp(i\varkappa g)$, где \varkappa имеет смысл горизонтальной компоненты волнового вектора. С учётом этого уравнения Максвелла представляют собой систему четырёх обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Чтобы полностью поставить задачу, необходимо наложить граничные условия. На Земле, h = 0 км, которую мы считали идеально проводящей [16], граничное условие заключается в равенстве нулю горизонтальных компонент напряжённости электрического поля

$$E_g(h=0) = E_y(h=0) = 0.$$
 (1)

Условие на верхней границе зависит от того, какая именно физическая задача рассматривается. В диссертации исследуется случай, когда источник волны находится вне области интегрирования уравнений Максвелла. Это означает, что свистовая волна падает на ионосферу из магнитосферы. Таким образом, на верхней границе области задаётся следующее условие

$$\mathbf{E} = A \boldsymbol{a}^{out} e^{ik_{hout}h + i\varkappa g} + \boldsymbol{a}^{in} e^{-ik_{hin}h + i\varkappa g}.$$
(2)

Это условие означает, что поле на верхней границе рассматриваемой области представляет собой суперпозицию падающей волны с известной амплитудой, которую в силу линейности уравнений можно положить равной 1, продольным волновым вектором $k_{hin} > 0$ и поляризационным вектором a^{in} , и отражённой волны с неизвестной амплитудой A. Таким образом, задача заключается в решении уравнений Максвелла с граничными условиями (1) – (2) в области высот [0, 600] км.

В этом разделе также обсуждается понятие конуса прохождения. Оно возникает в плоскослоистой модели среды в силу сохранения горизонтальной компоненты волнового вектора *и*. В нейтральной атмосфере показатель преломления $N \equiv kc/\omega = 1$, где k – модуль волнового вектора, в то время как в верхней ионосфере $N \gg 1$. Поэтому в верхней ионосфере волны могут иметь $\varkappa > \omega/c$, но нейтральная атмосфера становится для такой волны непрозрачной, то есть волна испытывает полное внутреннее отражение в переходной области. Значение \varkappa равное ω/c даёт максимально возможное горизонтальное волновое число для тех волн, которые достигают Земли. На высоте 600 км эта величина, вместе с частотой волны, однозначно определяет с помощью дисперсионного уравнения вертикальную компоненту волнового вектора, а значит и максимальный угол падения (угол между волновым вектором и нормалью к поверхности Земли h, он отличается от угла волновой нормали на угол α), при котором волна может достичь Земли. Этот угол определяет так называемый конус прохождения и оказывается достаточно малым из-за большого показателя преломления для свистовых волн в верхней ионосфере.

Помимо распространяющейся моды, соответствующей свистовой волне и содержащейся в граничных условиях (2), в свистовом диапазоне частот есть нераспространяющаяся мода с мнимыми корнями дисперсионного уравнения. Наличие нераспространяющейся моды приводит к вышеупомянутой численной неустойчивости. При этом можно показать, что решение экспоненциально нарастает на длине волны распространяющейся моды. Аналитический подход к регуляризации обозначенной неустойчивости, представляющий собой новый результат, полученный в данной главе, рассмотрен в *разделе 1.3*. Проблема неустойчивости возникает на высотах больше 100 км, где распространяющаяся и нераспространяющаяся моды достаточно разделяются. На меньших высотах можно использовать точную систему уравнений Максвелла. Выше 80–90 км между компонентами тензора диэлектрической проницаемости начинают выполняться соотношения

$$|\varepsilon_{zz}| \gg |\varepsilon_{xy}| \gg |\varepsilon_{xx}|, \tag{3}$$

используя которые, с помощью уравнений Максвелла можно показать, что $|E_z| \ll |E_x|$, $|E_y|$. Можно также показать, что с учётом (3) для волн в конусе прохождения выполняется следующее неравенство

$$|\varepsilon_{xy}| \frac{\omega^2}{c^2} \sec \alpha \gg \varkappa^2 \operatorname{tg}^2 \alpha.$$
 (4)

Это условие означает, фактически, что вертикальная компонента волнового вектора свистовых волн, которые могут выйти в нейтральную атмосферу, намного больше горизонтальной компоненты волнового вектора. Отметим, что мы рассматриваем распространение волн на средних и высоких широтах, приведённый анализ не применим на экваторе.

Указанные малые параметры используются ДЛЯ решения Максвелла системы уравнений В новых переменных $A_{1,2}$ = $(E_x \mp iE_y | \sec \alpha |) \exp (i\varkappa \operatorname{tg} \alpha h/2)$ методом последовательных приближений. Предлагаемый в этой главе метод позволяет не только избавиться от неустойчивости, но также избежать секулярных членов, возникающих при непосредственном применении метода последовательных приближений. Устойчивые уравнения во втором порядке метода имеют следующий вид

$$\frac{\mathrm{d}^2 A_1}{\mathrm{d}h^2} + \eta A_1 + \frac{1}{2} \left(-i\lambda \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}h} + \gamma \right) \left(-i\frac{\lambda}{\mu} \frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}h} + \frac{\gamma}{\mu} A_1 \right) = 0 ,$$

$$A_2 = -\frac{1}{\mu + \eta} \left(i\lambda \frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}h} + \gamma A_1 \right) ,$$
(5)

где введены новые функции, следующим образом выражающиеся через компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\begin{aligned} |\varepsilon_{xy}| \frac{\omega^2}{c^2} \sec \alpha + \frac{\omega^2 \varepsilon_{xx}}{2c^2} (1 + \sec^2 \alpha) - \frac{\varkappa^2}{2} \sec^2 \alpha + \frac{\lambda^2}{4} &\equiv \eta ; \\ |\varepsilon_{xy}| \frac{\omega^2}{c^2} \sec \alpha - \frac{\omega^2 \varepsilon_{xx}}{2c^2} (1 + \sec^2 \alpha) + \frac{\varkappa^2}{2} \sec^2 \alpha - \frac{\lambda^2}{4} &\equiv \mu ; \\ \frac{\omega^2 \varepsilon_{xx}}{2c^2} (1 - \sec^2 \alpha) + \frac{\varkappa^2}{2} (\operatorname{tg}^2 \alpha - 1) - \frac{\lambda^2}{2} &\equiv \gamma ; \quad \lambda \equiv \varkappa \operatorname{tg} \alpha. \end{aligned}$$
(6)

Уравнения (5) решаются в области высот выше 90 км. Точная система уравнений Максвелла устойчива, а следовательно применима, на высотах от поверхности Земли до ~ 100 км, так что области применимости обеих систем уравнений перекрываются, и можно сшить решения, получив единственное решений уравнений поля во всей рассматриваемой области высот [0, 600] км с учётом граничных условий (1, 2). Сшивка решений подробно рассматривается в *разделе 1.4*. В *разделе 1.5* обсуждается поляризация волны, закон сохранения энергии и вводится коэффициент отражения

$$R = \left| \frac{k_{h\,out}}{k_{h\,in}} A \right|^2. \tag{7}$$

Отметим, что в силу закона сохранения энергии и в случае идеально проводящей Земли отличие коэффициента отражения от единицы возникает только благодаря столкновительному затуханию волны.

В разделе 1.5 приводятся основные численные результаты, полученные при моделировании распространения волны в ионосфере с реалистичными профилями ионосферных параметров, рассчитанными по модели International Reference Ionosphere, IRI [17]. Одним из наиболее важных результатов является вычисление коэффициента отражения как функции частоты. Соответствующие зависимости представлены на Рис. 2. На верхних панелях, где представлены случаи малых углов падения, когда волна распространяется в полости Земля-нижние слои ионосферы, можно увидеть очень интересную особенность поведения коэффициента отражения, а именно квазипериодическую зависимость от частоты. С увеличением угла падения волны в нейтральной атмосфере перестают распространяться, и осцилляции R сглаживаются. Поэтому можно предположить, что такая зависимость коэффициента отражения от частоты возникает вследствие резонансных свойств полости Земля-нижние слои ионосферы. Отметим, что подобное квазипериодическое поведение коэффициента отражения было обнаружено в работе [18] при исследовании случая чисто вертикального падения волны на ионосферу. Ре-



Рис. 2: Коэффициент отражения в случае ночной ионосферы. Зелёные кружки соответствуют распространению внутри конуса прохождения, сиреневые точки — вне конуса прохождения.

зонансные свойства полости Земля-нижние слои ионосферы заключаются в интерференции падающей и отражённой волны в области, где существенно столкновительное поглощение. Такая интерпретация квазипериодического поведения коэффициента отражения подтверждается численным экспериментом, в котором Земля была искусственно придвинута к области максимального поглощения. При этом период осцилляций коэффициента отражения по частоте увеличился соответствующим образом.

Результаты первой главы также подтверждают известный факт, что конус прохождения для свистовых волн оказывается очень узким для реалистичных ионосферных параметров. Моделирование магнитосферного распространения свистовых волн показывает, что угол падения на ионосферу волн, прошедших по магнитосферной траектории, лежит обычно вне конуса прохождения. Тем не менее волны ОНЧ диапазона частот наблюдаются на поверхности Земли, и вопрос выхода этих волн на Землю остаётся до конца не решённым. Исследованию одного из возможных механизмов выхода свистовых волн на поверхность Земли, а именно, рассеяния на неоднородностях плотности в ионосфере, посвящена вторая глава диссертации. Как обсуждалось в первой главе, само понятие конуса прохождения тесно связано с моделью плоскослоистой среды, поэтому для объяснения выхода волн, распространяющихся вне конуса прохождения, необходимо отказаться от плоскослоистой модели. Наиболее простой и очевидной физической причиной нарушения применимости этой модели являются двумерные неоднородности плотности. Рассматривая проблему выхода свистовых волн на поверхность Земли, особое внимание следует уделить авроральным областям, где ОНЧ волны в основном и наблюдаются в наземных экспериментах. Одним из наиболее распространённых волновых явлений свистового диапазона на этих широтах является так называемый авроральный хисс. Авроральный хисс играет важную роль в динамике плазмы в авроральной области: резонансное взаимодействие с авроральным хиссом влияет на высыпание электронов, он связан с суббурями и полярными сияниями; поэтому описание распространения аврорального хисса в ионосфере и, в частности, выхода на поверхность Земли является важной и актуальной задачей [8].

В разделе 2.1 содержится анализ работ, посвящённых проблеме рассеяния свистовых волн на неоднородностях плотности и распространению в случайных средах. Математическая постановка задачи содержится в разделе 2.2. В данной главе электромагнитное поле описывается с помощью (комплексного) векторного потенциала А: $\mathcal{B} = \text{Re}\left[\text{rot}Ae^{-i\omega t}\right], \mathcal{E} =$ $\text{Re}\left[i\frac{\omega}{c}Ae^{-i\omega t}\right]$. Рассматривается двумерная задача, в которой неоднородности плотности и электромагнитное поле зависят от двух координат (x, z), где ось z направлена вдоль магнитного поля Земли, а (x, z) – меридиональная плоскость. Геометрия задачи представлена на Рис. 3. Плазма в среднем



Рис. 3: Геометрия задачи. Ось z сонаправлена с магнитным полем Земли. Параметры среды зависят от координат (x, z). Волновой вектор падающей на область с неоднородностями (заштрихована) волны также лежит в этой плоскости.

считается однородной, и рассматриваются неоднородности плотности малой амплитуды, занимающие конечную область пространства в z-направлении и произвольную в x-направлении. Граничные условия ставятся на $z \to \pm \infty$ в виде

$$\mathbf{A}(x, z \to \infty) \longrightarrow \mathbf{A}^{\mathrm{inc}}(x, z) + \int \frac{dp}{2\pi} r(p) \mathbf{a}^{(1)}(p) e^{i q_r(p) z + i p x},$$
(8)
$$\mathbf{A}(x, z \to -\infty) \longrightarrow \int \frac{dp}{2\pi} t(p) \mathbf{a}^{(2)}(p) e^{-i q_r(p) z + i p x},$$
12

где $\mathbf{A}^{\mathrm{inc}}(x,z)$ — падающая волна

$$\mathbf{A}^{\rm inc} = \int dp/2\pi \, C^{\rm inc}(p) \mathbf{a}^{(2)}(p) \exp(-i\,q_r(p)\,z + i\,p\,x) \,.$$

Функции t(p) и r(p) представляют собой, соответственно, амплитуды прохождения и отражения. Квадраты модулей этих амплитуд определяют коэффициенты прохождения и отражения. Величины $\pm q_r(p)$ представляют собой решения дисперсионного уравнения, получающегося подстановкой в уравнения Максвелла, с тензором диэлектрической проницаемости без учёта неоднородностей, плоских волн $A_i = a_i \exp(ipx + iqz)$. Таким образом, p представляет собой *x*-компоненту волнового вектора, а *q* - *z*-компоненту волнового вектора. Дисперсионное уравнение является биквадратным и содержит четыре решения q = q(p), два из которых обозначены $\pm q_r(p)$, эти решения соответствуют распространяющейся моде; другие два решения оказываются чисто мнимыми $\pm i q_i(p)$, $q_i(p) > 0$. Эти решения соответствуют нераспространяющейся моде. Отметим, что в данной главе рассматриваются частоты выше НГР частоты, так что НГР отражение не имеет места. Задача заключается, по сути, в нахождении амплитуд отражения и прохождения, определяющих поле на входе в область с неоднородностями и на выходе из неё. Поясним физическое содержание рассматриваемой задачи: предположим, что падающая волна представляет собой волновой пакет, угол падения которого лежит вне конуса прохождения. Этот волновой пакет попадает в область с неоднородностями и испытывает рассеяние на них. Каждый «элементарный акт» рассеяния можно представить себе, как передачу импульса (роль которого играет в данном случае волновой вектор) от неоднородности к волне, в соответствии с законами сохранения. При этом в поле волны возникают новые гармоники, часть из которых может оказаться в конусе прохождения. Следовательно, это приводит к выходу части энергии падающей волны из ионосферы в нейтральную атмосферу.

Задача о рассеянии решается методом последовательных приближений по амплитуде неоднородностей. Для этого с помощью метода функции Грина уравнения Максвелла сводятся к интегральным уравнениям. Эта процедура позволяет упростить анализ сразу в двух отношениях: во-первых, к интегральным уравнениям проще применять метод последовательных приближений, а во-вторых, интегральные уравнения непосредственно содержат граничные условия, что позволяет избежать трудностей с неустойчивостью, описанных в первой главе. Функция Грина и интегральные уравнения для поля выводятся в *разделе 2.3*. В *разделе* 2.4 обсуждается метод последовательных приближений для полученных интегральных уравнений: выписывается ряд, представляющий собой формальное решение задачи, и предлагается графическая интерпретация этого ряда, в которой каждый член ряда представляет собой конечную совокупность элементарных актов рассеяния, в соответствии с порядком этого члена ряда. Так, первое приближение описывает однократное рассеяние. Дальнейшие расчёты выполнены в первом приближении в *разделе* 2.5, где получены амплитуды прохождения и отражения, а также выведена формула для плотности потока энергии волн, рассеяных в конус прохождения

$$S_{h}^{\text{cone}} = \int_{|\varkappa| < \omega/c} \frac{\mathrm{d}\varkappa}{2\pi} \frac{|Tr^{22}(p_{\text{out}}, p_{0})|^{2}}{|d'_{p}(p_{\text{out}}, \varkappa)|^{2}} w(p_{\text{out}} - p_{0}, q_{r}(p_{0}) - q_{r}(p_{\text{out}})) \frac{v_{2}^{(h)}(p_{\text{out}})}{v_{2}(p_{0})} S_{z}^{\text{inc}}(p_{0}),$$
(9)

где функция $d(p, \varkappa) \equiv p \cos \alpha - q_r(p) \sin \alpha - \varkappa$ определяет новое дисперсионное соотношение $d(p, \varkappa) = 0$, а p_{out} – решение этого дисперсионного уравнения. Штрихом обозначена производная функции $d(p, \varkappa)$ по p. $S_z^{inc}(p_0) - z$ -компонента плотности потока энергии падающей волны, которая представляет собой волновой пакет, локализованный в пространстве волновых векторов вблизи несущего волнового вектора $(p_0, -q_r(p_0))$. Функция Tr^{22} определяется параметрами фоновой плазмы, как и компоненты групповой скорости $v_2, v_2^{(h)}$. Неоднородности плотности представлены в (9) функцией w(p,q), называемой статистической спектральной функцией неоднородностей плотности, которая определяется соотношением $\langle \delta n^*(p_1,q), \, \delta n(p_2,q) \rangle = 2\pi w(p_1,q) \delta(p_1 - p_2)$, где угловые скобки означают усреднение по ансамблю флуктуаций плотности.

В разделе 2.6 рассмотрены различные модели неоднородностей и приведены расчёты плотности потока энергии волн, рассеянных в конус прохождения для этих неоднородностей. Предполагается, что спектральную функцию неоднородностей можно представить в виде $w(p,q) = \langle \delta n^2 \rangle w_p(p) w_q(q)$, где величина $(\langle \delta n^2 \rangle)^{1/2}$ определяет, фактически, безразмерную амплитуду неоднородностей, функция $w_q(q)$ задаёт структуру неоднородностей в *z*направлении, а $w_p(p)$ — соответственно, в *x*-направлении. Наиболее реалистичной моделью неоднородностей плотности в ионосфере является степенное распределение с обрезанными большими масштабами (см. Рис. 4)

$$w_p(p) = C_p^{\rm pl} \exp\left(-L_{\rm cut} \frac{K_{PL}^2}{p^2}\right) \left(1 + \frac{p^2}{K_{PL}^2}\right)^{-3/2}.$$
 (10)

Здесь $C_p^{\rm pl}$ – нормировочный множитель, $L_{\rm cut}$ представляет собой параметр обрезания, а $1/K_{PL}$ – масштаб неоднородностей. Были рассмотрены два



Рис. 4: Степенная статистическая спектральная функция $w_p(p)$. Мелкомасштабные неоднородности $1/K_{PL} = 5$ м $\ll c/\omega_p = 19$ м (слева). Крупномасштабные неоднородности $1/K_{PL} = 100$ м $\gg c/\omega_p = 19$ м (справа).

возможных случая: случай крупномасштабных неоднородностей, когда масштаб неоднородности намного меньше, чем характерная длина в плазме для волн свистового диапазона частот c/ω_p , а именно $1/K_{PL} = 5$ м $\ll c/\omega_p \simeq 19$ м. Второй случай — крупномасштабные неоднородности плотности: 1/*K*_{PL} = 100 м. Разница между случаем мелкомасштабных и крупномасштабных неоднородностей весьма существенна для проблемы выхода свистовых волн на Землю. В данном разделе показано (см. Рис. 5), что в авроральной области мелкомасштабные неоднородности могут эффективно рассеивать в конус прохождения квазиэлектростатические волны, с углами волновой нормали вблизи резонансного конуса. В случае мелкомасштабных неоднородностей (Рис. 5, левый график) плотность потока энергии волн, рассеяных в конус прохождения, сильно зависит от угла падения (на Рис. 5 максимальный угол падения определяется углом резонансного конуса с учётом α). В связи с этим возникает вопрос об эффективности механизма рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях плотности применительно к задаче выхода волны на Землю. В случае недактированного аврорального хисса ответ на этот вопрос положителен — рассеяние действительно эффективно. Это связано с тем, что механизмы генерации и специфика распространения волны в магнитосфере приводит к тому, что угол волновой нормали оказывается очень близким к углу резонансного конуса: отклонение угла волновой нормали от угла резонансного конуса составляет порядка 0.1 – 1.0⁰. Если угол волновой нормали падающей волны не близок к углу резонансного конуса, как, например, в случае дактированного распространения, рассеяние на мелкомасштаб-



Рис. 5: Относительная плотность потока энергии волн, рассеяных в конус прохождения, в случае мелкомасштабных (слева) и крупномасштабных неоднородностей (справа) со степенным спектром.

ных неоднородностях не приводит к появлению гармоник поля внутри конуса прохождения. В такой ситуации основной вклад в рассеяние волны в конус прохождения вносят крупномасштабные неоднородности, как можно видеть на правой панели Рис. 5. При этом доля энергии волн, выходящих на Землю, снова $\lesssim 10^{-2}$, а рассеяние в конус прохождения остаётся эффективным в достаточно большом диапазоне углов падения.

Суммируя результаты главы, можно сделать следующий вывод: выход свистовых волн на Землю может быть объяснён рассеянием свистовых волн на неоднородностях плотности в ионосфере, причём мелкомасштабные неоднородности эффективно рассеивают квазиэлектростатические волны, в то время как обычные электромагнитные свистовые волны рассеиваются в конус прохождения крупномасштабными неоднородностями.

Третья глава посвящена исследованию НГР отражения свистовых волн в ионосфере. Эта задача тесно связана с проблемой выхода свистовых волн на поверхность Земли, а также имеет самостоятельное значение. В частности, учёт этого явления необходим при анализе спектрограмм свистовых волн, наблюдаемых на спутниках [10].

В данной главе рассматривается распространение квазиэлектростатических свистовых волн, то есть волн, показатель преломления которых много больше единицы. В отсутствии магнитосферных дактов свистовые волны, распространяясь по своим магнитосферным траекториях, становятся квазиэлектростатическими [19], и дальнейшее их распространение происходит в этом квазиэлектростатическом режиме. Когда квазиэлектростическая волна распространяется в направлении, в котором НГР частота возрастает, она должна отразиться от области, где частота волны станет меньше НГР частоты. В *разделе 3.1* содержится анализ работ, посвящённых проблеме НГР отражения, и обосновывается необходимость волнового описания этого процесса, который до сих пор исследовался лишь в рамках геометрической оптики. В *разделе 3.2* приводится краткое изложение геометрооптического описания НГР отражения, которое позволяет увидеть основные особенности данного явления и выявить возможности для упрощения точных уравнений Максвелла в волновом подходе. Приближённые волновые уравнения выводятся в *разделе 3.3*:

$$\begin{cases} \frac{1}{h_{\Phi}h_{M}} \frac{\partial(h_{\Phi}B_{\Phi})}{\partial M} = i\frac{\omega}{c}\tilde{\varepsilon}E_{L} \\ \frac{1}{h_{L}h_{M}} \frac{\partial(h_{L}E_{L})}{\partial M} = i\frac{\omega}{c}\left(1 - \frac{k_{\perp}^{2}c^{2}}{\omega^{2}\varepsilon_{zz}}\right)B_{\Phi} \end{cases}$$
(11)

Отметим, что здесь используется дипольная система координат (L, Φ, M) , с осью M, направленной вдоль магнитного поля Земли. Величины $h_{(L,\Phi,M)}$ представляют собой соответствующие коэффициенты Ламе.

Уравнения (11), описывают волновое поле вблизи точки отражения. Решение этой системы для реалистичных параметров ионосферной плазмы, полученных с помощью модели IRI, обсуждается в *разделе 3.4*. Профили нижнегибридной частоты представлены на Рис. 6. Соответствующие результаты



Рис. 6: НГР частота для дневной (слева) и ночной (справа) ионосферы. Горизонтальные линии отмечают границы диапазона частот, для которого производились расчёты.

расчётов волнового поля приведены на Рис. 7, где изображена нормированная на начальную *L*-компонента поля (действительная часть) квазиэлектростатической волны. Верхние графики соответствуют случаю НГР отражения в



Рис. 7: *L*-компонента электрического поля (действительная часть, нормированная на амплитуду падающей волны) квазиэлектростатической волны для дневной (слева) и ночной (справа) ионосферы.

области без столкновений (частота *f* = 6 кГц для случая дневной ионосферы и f = 6.2 кГц для случая ночной ионосферы). Как видно из Рис. 6, отражение происходит на высотах > 700 км, где столкновения пренебрежимо малы. Соответственно, амплитуда отражённой волны равна амплитуде падающей, а амплитуда колебаний поля, представляющего собой совокупность этих двух волн — удвоенной амплитуде падающей волны. Средние графики соответствуют частоте 6.7 кГц. В этом случае волна испытывает НГР отражение в области поглощения. Слабое поглощение приводит к малому уменьшению амплитуды Е_L на входе в область отражения. Нижние графики соответствуют случаю, когда частоты волн выше максимума НГР частоты (f = 8 кГц для случая дневной ионосферы и f = 7.4 кГц для случая ночной ионосферы), и происходит полное поглощение энергии волны. В случае дневной ионосферы (левый нижний график) энергия поля значительно диссипирует уже к высотам около 300 км, в то время как для ночной ионосферы волна затухает в нижних слоях ионосферы на высотах около 100 км. Столь существенное затухание квазиэлектростатических волн ранее не было исследовано, но оно играет важную роль в распространении волн, в том числе применительно к проблеме выхода свистовых волн на поверхность Земли.

Результаты рассмотренных глав позволяют получить следующую картину распространения свистовых волн в ионосфере. В верхних слоях ионосферы падающая свистовая волна имеет угол падения как правило вне конуса прохождения. Она распространяется в сторону Земли, при этом нижнегибридная частота увеличивается. На высотах около 600–700 км волна входит в область

со столкновениями, начинается затухание волны, которое тем сильнее, чем больше показатель преломления волны. Далее возможны два случая: если параметры волны таковы, что она испытывает НГР отражение до того, как дойдёт до слоя с неоднородностями плотности, характеристики отражённой волны, то есть коэффициент отражения, могут быть определены с помощью методов, предложенных в данной главе. Если же волна не испытывает НГР отражение вообще, или отражается, но ниже слоя с неоднородностями, (и при этом не затухает полностью на столкновениях до того, как достигнет слоя с неоднородностями), часть энергии волны может быть рассеяна в конус прохождения (см. главу 2). При этом из результатов главы 1 следует, что волны в конусе прохождения уже не испытывают столь сильного столкновительного затухания и выходят на поверхность Земли. Поскольку рассеяние происходит не только в конус прохождения, то в поле волны, прошедшей за слой с неоднородностями, возникают и другие гармоники. Они либо испытывают НГР отражение, либо полное внутреннее отражение в нижних слоях ионосферы. Суммируя результаты расчётов всех трёх глав, можно оценить интенсивность прошедшей на Землю волны как $10^{-6} - 10^{-3}$ от интенсивности падающей волны, что согласуется с экспериментальными данными.

В четвертой главе рассматривается резонансное взаимодействие релятивистских электронов со свистовыми волнами, генерируемыми наземным ОНЧ передатчиком и распространяющимися под углом к геомагнитному полю, во внешнем радиационном поясе Земли. В *разделе 4.1* содержится анализ работ, в которых исследовалось резонансное взаимодействие и соответствующее ускорение и высыпание частиц. В диссертации исследуются релятивистские эффекты и эффекты, связанные с непродольным распространением волн, которые, по существу, ранее не были детально изучены. В *разделе 4.2* описывается модель магнитосферы, используемая при расчётах волнового поля на траектории частиц от наземного источника. В *разделе 4.3* приводится вывод уравнений движения частицы в поле волны и анализируются резонансные условия. Резонансное взаимодействие, которое возникает при согласованном изменении фазы волны и гирофазы частицы, требует выполнения следующего условия:

$$p_{\parallel}^{(n)} = m \frac{\omega \gamma_0 - n \omega_c}{k_{\parallel}}.$$
(12)

Здесь γ_0 – Лоренц-фактор частицы. В рамках приближения изолированных резонансов можно показать, что величина

$$h_n = nH - \omega\mu \tag{13}$$

является интегралом движения. Здесь H представляет собой гамильтониан частицы, n – номер рассматриваемого резонанса, μ – магнитный момент частицы. Используя этот интеграл движения, удаётся свести систему уравнений, описывающую резонансное взаимодействие, к уравнениям движения в потенциале $U = -\beta^{(n)} \sin \xi_n + \alpha^{(n)} \xi_n$, где ξ_n – фаза, функция $\beta^{(n)}$ представляет собой эффективную амплитуду взаимодействия, а $\alpha^{(n)}$ связана с неоднородностью.

Существенным отличием релятивистского случая от нерелятивистского является наличие γ_0 в резонансном условии (12). Это приводит к тому, что (12) определяет резонансный импульс как функцию не только координаты *s*, но и μ . Воспользовавшись интегралом движения (13), можно исключить μ , получив следующее выражение для резонансного импульса

$$p_{\parallel}^{(n)} = \pm \frac{m\omega}{k_{\parallel}} \sqrt{\left(\frac{n\omega_c}{\omega}\right)^2 - \left(\frac{2\omega_c}{\omega}\frac{h_n}{mc^2} - 1 - \frac{n^2\omega_c^2}{k_{\parallel}^2c^2}\right)\frac{1}{1 - \omega^2/k_{\parallel}^2c^2}}.$$
 (14)

Таким образом, в общем случае имеется не один, как в нерелятивистском случае, а два резонансных импульса в данной точке s силовой линии. Следует отметить, что не все решения (14) имеют физический смысл: очевидно, что соответствующие γ_0 в (12) должны быть больше 1.

Анализ уравнения для резонансного импульса показывает, что при больших по абсолютной величине отрицательных h_n физический смысл имеет только положительный корень для резонансного импульса. При увеличении h_n (с учётом знака) появляется второй корень и оба корня сближаются пока не сольются в один при

$$h_n^c(s) = mc^2 \frac{\omega}{2\omega_c} \left(1 + n^2 \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right),$$

при этом $p_{\parallel}^{(n)} = 0$. При бо́льших h_n резонансные условия в данной точке силовой линии не выполняются. На Рис. 8 представлены $p_{\parallel}^{(n)}$, $\gamma_0^{(n)}$, $\rho = k_{\perp} (2\mu/m\omega_c)^{1/2}$ (безразмерный ларморовский радиус), $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ как функции геомагнитной широты для нескольких значений интеграла движения h_n (13) (на графиках приведены нормированные на mc^2 значения h_n) для первого циклотронного резонанса n = 1. Для функций $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ приведены графики только для одного значения h_n , чтобы не перегружать рисунок. Все расчёты выполнены для $L_0 = 3.5$, а область рассматриваемых широт составляла интервал [-15°, 15°]. Численные результаты подтверждают картину расположения корней, обозначенную выше. Важным с точки зре-



Рис. 8: Параметры резонансного взаимодействия электронов с волной вблизи экватора для резонанса n = 1. Верхние графики: резонансные γ_0 (слева) и импульс (справа). Нижние графики: безразмерный ларморовский радиус ρ (слева) и абсолютные значения эффективной амплитуды $\beta^{(1)}$ (сплошная линия) и параметра неоднородности $\alpha^{(1)}$ (пунктирная линия). Сиреневый цвет соответствует положительному корню для резонансного импульса (14), зелёный – отрицательному. Частица с отрицательным импульсом движутся навстречу волне.

ния эффективности нелинейного взаимодействия является также тот факт, что эффективная амплитуда поля быстро осциллирует в рассматриваемой области широт. Это связано с поведением функций Бесселя, определяющих эффективную амплитуду взаимодействия, аргумент которых, ρ , существенно изменяется в этой области широт. Как известно, при больших значениях аргумента поведение функции Бесселя — квазипериодическое. Именно с этим связаны осцилляции эффективной амплитуды. Эти осцилляции приводят к тому, что все частицы периодически выходят из захвата, а затем, когда $|\beta^{(n)}|$ снова становится больше $|\alpha^{(n)}|$, область захваченных частиц пополняется новыми частицами. Быстрое изменение ρ связано, в первую очередь, с увеличением показателя преломления и угла волновой нормали, которое приводит к увеличению поперечной компоненты волнового вектора. Причём ρ быстрее изменяется для тех частиц, которые удаляются от экватора. В то же время $\alpha^{(n)}$ положительна в северном полушарии и отрицательна в южном (для отрицательных решений (14)). Отметим, что знак вариации энергии захваченных частиц определяется знаком $\alpha^{(n)}$. Благодаря этой асимметрии, захваченная частица, движущаяся с севера к экватору и увеличивающая свою энергию, при переходе через экватор не отдаст всю приобретённую энергию обратно волне, а выйдет из захвата из-за осцилляций эффективной амплитуды. Однако тот же самый эффект препятствует RTA. Действительно, если частица захватилась в резонанс в северном полушарии и дошла до точки, где резонансный импульс обращается в нуль (см. Рис. 8), она переходит на положительную ветвь (14) и движется от экватора, но в том же полушарии. При этом частица продолжала бы увеличивать энергию, если бы оставалась в захвате. Однако, как видно из Рис. 8, эффективная амплитуда начинает осциллировать, и частица выходит из захвата.

Таким образом, резонансное взаимодействие релятивистских электронов с монохроматическими свистовыми волнами, распространяющимися под углом к магнитному полю, может приводить к существенному увеличению энергии частицы (см. Рис. 8, для захваченных частиц изменение энергии соответствует изменению $mc^2\gamma_0$ на траектории), однако механизм RTA в случае монохроматических волн, распространяющихся под углом к магнитному полю Земли, оказывается неэффективным.

В главе 5 исследуется резонансное взаимодействие ионов с низкочастотными квазиэлектростатическими волнами вблизи соответствующих ионных циклотронных частот. В *разделе 5.1* содержится анализ работ, посвящённых проблеме нагрева ионов в ближней магнитосфере, и обозначено основное отличие проводимого анализа: в данной главе рассматривается взаимодействие с особыми волновыми пакетами, генерируемыми молниевыми разрядами. Частота и волновой вектор этих волн существенно изменяются во времени и пространстве, так что рассматриваемый случай не сводится ни к взаимодействию с квазимонохроматическими волнами, ни к взаимодействию с волнами с широким спектром. В *разделе 5.2* приводится вывод асимптотического решения уравнения эйконала для таких волновых пакетов

$$\Psi(\mathbf{r},t) = -\omega_{ci}(\mathbf{r},t)t - \frac{\tau}{t}; \quad \tau \equiv \frac{\omega_{pi}^2 \,\omega_{ci}}{2c^2} \left[\frac{1}{(\nabla_{\parallel}\omega_{ci})^2} + \frac{1}{(\nabla\omega_{ci})^2}\right] \,. \tag{15}$$

Волны описываются с помощью скалярного потенциала $\Phi(\mathbf{r},t) = \Phi_0(\mathbf{r},t)\cos\Psi(\mathbf{r},t)$. Анализ уравнений движения выполнен в *разделе 5.3*, где получены следующие резонансные условия:

$$(n-1)\omega_{ci} - \frac{d\omega_{ci}}{ds}\frac{p_{\parallel}}{m}t + \frac{\tau}{t^2} = 0.$$
 (16)

При взаимодействии надтепловых частиц с волной основную роль играет первый циклотронный резонанс n = 1.

Существенное отличие рассматриваемого взаимодействия надтепловых ионов с описанными специфическими волновыми пакетами, фаза которых меняется по закону (15), от взаимодействия с волнами с широким спектром, проявляется в следующем. В случае волн с широким спектром вероятность потери или получения энергии в каждом элементарном акте взаимодействия примерно равна, что приводит к диффузии частиц в фазовом пространстве. Однако резонансное взаимодействие, исследуемое в данной главе, даёт принципиально иной результат: ускорение частиц имеет недиффузионный характер. Чтобы продемонстрировать это, было рассчитано изменение первого адиабатического инварианта для ансамбля частиц, равномерно распределённых по начальным фазам. Остальные начальные параметры частиц были одинаковы для всего ансамбля. Результаты представлены на Рис. 9. Для всех рассмотренных амплитуд интегральное изменение первого адиаба-



Рис. 9: Зависимость изменения первого адиабатического инварианта от начальной фазы частицы. Различные цвета соответствуют различным нормированным амплитудам волны: $\Phi_0 = 9$ (сиреневый), 11 (зелёный) и 15 (синий).

тического инварианта частиц, а значит и энергии, поскольку знак изменения последней совпадает со знаком изменения первого адиабатического инварианта, положительно.

Таким образом, взаимодействие ионов, в том числе тяжёлых, с квазиэлектростратическими пакетами ионно-циклотронных волн, генерируемых молниевыми разрядами и застревающими в том же полушарии при приближении частоты волны к локальной ионной циклотронной частоте, представляет собой эффективный (и постоянно действующий) механизм ускорения ионов в ближней магнитосфере, а также обеспечивает затухание рассматриваемых ионно-циклотронных волн.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Основные положения, выносимые на защиту. В положениях, выносимых на защиту, представлены новые научные результаты, полученные при непосредственном участии автора диссертации.

- 1. При распространении свистовой волны в ионосфере в конусе прохождения коэффициент отражения такой волны от поверхности Земли имеет немонотонный характер. Это объясняется интерференцией падающей и отражённой волн в области, где существенно поглощение.
- 2. Выход свистовых волн на поверхность Земли в авроральной области можно объяснить с помощью рассеяния на неоднородностях плотности в F-слое ионосферы. Мелкомасштабные неоднородности эффективно рассеивают в конус прохождения квазиэлектростатические волны, в то время как электромагнитные свистовые волны эффективно и в большом диапазоне углов падения рассеиваются в конус прохождения крупномасштабными неоднородностями.
- Учёт столкновений при нижнегибридном отражении волны приводит к значительному уменьшению коэффициента отражения, особенно в случае дневной ионосферы. Столкновения оказывают существенное влияние на распространение квазиэлектростатических волн уже в F-слое ионосферы.
- 4. При взаимодействии релятивистских электронов со свистовыми волнами, распространяющимися под углом к геомагнитному полю, эффективная амплитуда резонансного взаимодействия оказывается существенно асимметрична относительно экватора. После пересечения частицей экватора эффективная амплитуда взаимодействия уменьшается и начинает быстро осциллировать, приводя к тому, что захваченные частицы выходят из захвата, и прирост их энергии остается конечным.
- 5. На низких L-оболочках имеется эффективный механизм ускорения ионов, в том числе тяжёлых резонансное взаимодействие с волновыми пакетами квазиэлектростатических ионно-циклотронных волн, генерируемых молниевыми разрядами. При взаимодействии с такими волнами резонансные частицы, в целом, увеличивают свою энергию за счёт энергии волны.

Цитированная литература

- 1. *Трахтенгерц. В.Ю., Райкрофт М.Дж.* Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе / В.Ю. Трахтенгерц., М.Дж. Райкрофт. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.
- Collier A., Lichtenberger J., Clilverd M. et al. Source region for whistlers detected at Rothera, Antarctica // J. Geophys. Res. - 2011. - V. 116, № A3. - P. 2156-2202. - url:http://dx.doi.org/10.1029/2010JA016197.

- 3. *Helliwell R*. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena / R. Helliwell. Stanford University Press, Stanford, California, 1965.
- Cohen M., Lehtinen N., Inan U. Models of ionospheric VLF absorption of powerful ground based transmitters // Geophysical Research Letters. - 2012. - V. 39, № 24. - url:http://dx.doi.org/10.1029/2012GL054437.
- Piddyachiy D., Inan U. S., Bell T. F. et al. DEMETER observations of an intense upgoing column of ELF/VLF radiation excited by the HAARP HF heater // J. Geophys. Res. – 2008. – V. 113, № A10. – url:http://dx.doi.org/10.1029/2008JA013208.
- 6. *Тверской Б.А.* Динамика радиационных поясов Земли / Б.А. Тверской. М.: Наука, 1968.
- Atmo-7. Eckersley T_{\cdot} L. Electrical Constitution of the Upper 1926. Ρ. 821. sphere // Nature. V. 117. ____ url:http://www.nature.com/nature/journal/v117/n2954/pdf/117821a0.pdf.
- Sonwalkar V. S., Harikumar J. An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, № A8. P. 18867-18883. url:http://dx.doi.org/10.1029/1999JA000302.
- 9. *Kimura I.* Effects of ions on whistler-mode ray tracing // *Radio Sci.* 1966. V. 1, № 3. P. 269-283.
- Shklyar D., Chum J., Jiříček F. Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // Annales Geophysicae. 2004. V. 22, № 10. P. 3589-3606. url:http://www.ann-geophys.net/22/3589/2004/.
- 11. *Reeves G., Spence H., Henderson M. et al.* Electron Acceleration in the Heart of the Van Allen Radiation Belts // *Science.* − 2013. − V. 341, № 6149. − P. 991–994.
- Omura Y., Furuya N., Summers D. Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field // J. Geophys. Res. - 2007. - V. 112, № A6.
- 13. Welling D., Jordanova V., Zaharia S. et al. The effects of dynamic ionospheric outflow on the ring current // J. Geophys. Res. 2011. V. 116, № A2.
- 14. *Budden K.* The Propagation of Radio Waves / K. Budden. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., 1985.
- 15. *Галеев А.А., Судан Р.* Основы физики плазмы / А.А. Галеев, Р. Судан. М.: ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1983. Т. 1.
- 16. Hayakawa M. On the ionospheric reflection of downcoming whistler waves including the ground effect // Pure and Applied Geophysics. 1974. V. 112, № 3. P. 513-517. url:http://dx.doi.org/10.1007/BF00877287.
- 17. Bilitza D., Reinisch B. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters // Adv. Space Res. — 2008. — V. 42, № 4. — P. 599-609. url:http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117708000288.
- 18. Hayakawa M., Ohtsu J. Transmission and reflection of magnetospheric whistlers in the ionosphere and lower exosphere at high latitudes // Planet. Space Sci. 1972. V. 20, № 11. P. 1895–1907. url:http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063372901225.
- 19. *Kimura I.* Whistler mode propagation in the earth and planetary magnetospheres and ray tracing techniques // *Space Sci. Rev.* 1985. V. 42, № 3-4. P. 449-466. url:http://dx.doi.org/10.1007/BF00214998.