

В. В. Копейкин

Рефракция волн в линейных средах с частотной дисперсией

НАУКА

В. В. Копейкин

Рефракция волн в линейных средах с частотной дисперсией



МОСКВА НАУКА 2007

УДК 530.1
ББК 22.314
К65

Рецензенты:

доктор технических наук В.П. ВОЛЧКОВ,
доктор физико-математических наук Г.А. ЛЯХОВ

Копейкин В.В.

Рефракция волн в линейных средах с частотной дисперсией /
В.В. Копейкин. – М. : Наука, 2007. – 142 с. – ISBN 978-5-02-036038-9.

В монографии предложен новый способ вывода уравнений пространственно-временной геометрической оптики, основанный на более общих уравнениях переноса волновой энергии в пространстве, чем в стандартном методе. Новый подход позволяет перейти от локально-плоской однородной монохроматической модели поля, которая является точным решением волнового уравнения для однородной среды и основой стандартного варианта геометрической оптики, к плавно-неоднородной модели в виде функции Эйри, представляющей собой точное решение волнового уравнения для задачи рефракции в линейном слое. Полученное приближение описывает эффект дисперсионной рефракции, а также корректирует описание обычной рефракции для немодулированных монохроматических волн в линейных средах с частотной дисперсией.

Для специалистов в области волновых процессов, радиофизиков, занимающихся распространением радиоволн в ионосфере, а также студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

ISBN 978-5-02-036038-9

© Копейкин В.В., 2007

© Редакционно-издательское оформление.
Издательство "Наука", 2007

Предисловие

Любой движущийся источник волн возбуждает в окружающем его пространстве волновой процесс с поперечной частотной модуляцией. Причиной этого является эффект Доплера. Прямо по направлению движения источника частота волны будет максимальной, в противоположном направлении – минимальной, а в диапазоне углов ($0 - \pi$) будет иметь промежуточные величины, переходя от максимального значения к минимальному. Максимум поперечной частотной модуляции будет наблюдаться под углом $\pi/2$ [13].

Любой конечный во времени и пространстве волновой пакет, распространяющийся в неоднородной среде с частотной дисперсией, приобретает поперечную частотную модуляцию, поскольку его спектральные компоненты будут расходиться по углам, т.е. будет наблюдаться процесс трансформации продольного спектра в поперечный [62].

Таким образом, поперечная частотная модуляция – одно из самых распространенных в физике волновых процессов явлений, особенно если учесть тот факт, что все неоднородные среды, строго говоря, в большей или меньшей степени обладают частотной дисперсией.

На долю волн без поперечной частотной модуляции остается совсем немного случаев: это либо неподвижные точечные источники в однородных средах, либо неподвижные монохроматические источники в неоднородных средах.

До недавнего времени считалось, что наличие поперечной частотной модуляции волны никак не сказывается на процессе ее рефракции в диспергирующих средах. По крайней мере, об этом свидетельствуют уравнения стандартного варианта геометрической оптики. В настоящей монографии показано, что это далеко не так и что необходимо пересмотреть подходы к описанию рефракционных явлений в линейных средах с частотной дисперсией.

Понятие рефракции практически всегда связывают с понятием геометрикооптического, или лучевого, приближения. Явление рефракции можно определить как изменение направления

распространения волны в результате ее взаимодействия со средой, описываемое в рамках геометрической оптики (ГО). В геометрооптическом приближении вводится некоторая величина n , называемая показателем преломления, или оптической плотностью. Иногда показатель преломления явно выражается через физические параметры среды и волнового поля (электронную концентрацию, давление, плотность вещества, амплитуду волны и т.д.), а иногда задается в исходном волновом уравнении, из которого выводится приближение ГО как феноменологический параметр [1–4, 6, 8, 11, 16, 69].

Из сказанного выше не следует, что только геометрическая оптика способна описать рефракцию, однако именно в этом приближении определяются пространственные и временные масштабы рефракционных явлений, характерным признаком которых служит малое изменение направления волны на пространственном и временном интервале быстрых осцилляций поля.

Пространственно-временные масштабы рефракционных явлений однозначно связаны с аналогичными масштабами изменения показателя преломления, т.е. величина n также должна быть "плавной" на длине волны и "медленной" на временном интервале быстрых осцилляций поля. В противном случае говорят о дифракционных волновых эффектах [5, 10, 12, 18, 35, 39, 40, 50, 64].

По виду показателя преломления обычно различают два типа рефракции – линейную и нелинейную. Если показатель преломления зависит только от характеристик среды распространения, то мы имеем дело с линейной рефракцией. Если показатель преломления зависит, кроме внешней среды, также и от интенсивности волны, речь идет о нелинейной рефракции.

Оба типа рефракции описываются своими геометрооптическими приближениями: собственно геометрической оптикой и нелинейной геометрической оптикой. В настоящее время эти геометрооптические приближения распространены на пространственно-временной случай и сейчас различаются линейная и нелинейная пространственно-временная геометрическая оптика (ПВГО). Их общей чертой является то, что волновой процесс представляется в виде локально-плоской однородной и монохроматической волны, параметры которой "плавно" и "медленно" меняются в процессе распространения. Подобное представление не является единственно возможным, известны представления и в виде немонохроматических, например сингулярных, функций, однако мы их упоминать не будем, поскольку они не дают нового качества и не выходят за рамки понятий линейной и нелинейной рефракции [9, 11, 31, 36, 46, 58].

Кроме того, сейчас интенсивно развивается обобщение как стационарной, так и пространственно-временной геомоптики на случай локально-неоднородных плоских волн – так называемая геометрическая оптика неоднородных волн, или комплексная геометрическая оптика. В этом приближении решение ищется в виде плоской волны с комплексным волновым вектором \mathbf{k} , мнимая часть которого описывает поперечное затухание поля и соизмерима с действительной частью, определяющей длину волны. По этой причине термин "геометрическая оптика", вообще говоря, некорректен, поскольку здесь учитываются и дифракционные эффекты. Эти эффекты приводят к тому, что комплексный луч в однородной среде в общем случае не является прямой линией [12, 18, 41–45, 56, 59, 60, 63].

Однако существует еще один малоизвестный механизм рефракции, связанный с дисперсионными свойствами среды, который и является основным предметом нашего исследования.

Еще раз отметим, что все материальные среды, взаимодействующие с волной, в большей или меньшей степени обладают частотной дисперсией, проявляющейся в зависимости показателя преломления n от частоты [1–4, 17, 26–30, 38, 40, 51, 79]. Подобно тому, как зависимость показателя преломления n от интенсивности поля приводит к особому классу волновых явлений – нелинейной рефракции, зависимость n от частоты приводит к другому классу волновых явлений, который мы будем называть дисперсионной рефракцией (ДР).

Дисперсионная рефракция имеет ряд общих свойств с нелинейной рефракцией, поскольку в обоих случаях показатель преломления зависит от волнового поля. Например, она может проявляться в однородной среде, что невозможно в случае обычной линейной рефракции. Различие их заключается в том, что если для возникновения нелинейной рефракции необходимо изменение амплитуды по фронту волны, то для возникновения дисперсионной рефракции в случае квазимонохроматического пакета требуется изменение частоты по фронту. В определенном смысле дисперсионная рефракция может быть отнесена к нелинейным эффектам, поскольку она определяется нелинейной зависимостью частоты ω волнового числа k в дисперсионном уравнении. Учет дисперсионных свойств среды позволяет учесть не только особенности распространения, которые можно отнести к эффекту дисперсионной рефракции и масштаб которых значительно больше длины волны, но и особенности, масштаб которых соизмерим с длиной волны и которые можно было бы назвать дисперсионной дифракцией. Такие явления рассмотрены

в главе 1, в частности эффект "просветления" плазмы неоднородной волной, однако основное внимание в монографии уделено исследованию именно рефракционных явлений.

Приведем некоторые качественные соображения, поясняющие природу дисперсионной рефракции и не претендующие на физическую строгость.

Пусть имеется однородная диспергирующая среда, в которой показатель преломления n является функцией частоты. Пусть в этой среде распространяется квазимонохроматический волновой пакет, в котором частота колебаний меняется вдоль его фронта. (Волновая функция, соответствующая сверхширокополосному волновому пакету с поперечной частотной модуляцией, показана на рис. 1).

Поскольку фазовая скорость на различных участках фронта в силу дисперсионного соотношения будет иметь различную величину, то, очевидно, на основе принципа Гюйгенса фронт волны должен вести себя так же, как и в бездисперсной, но неоднородной среде с изменяющимся по пространству показателем преломления – изменять направление распространения, т.е. испытывать явление рефракции. С геометрической точки зрения, среда оказывает влияние на волну через показатель преломления, и для волны не принципиально, что является причиной изменения n в пространстве: неоднородность свойств самой среды, как в случае обычной линейной рефракции, неоднородность амплитуды, как при нелинейной рефракции, или неоднородность частоты, как в нашем случае. При нелинейной и дисперсионной рефракции среда может быть однородной по своим физическим параметрам, а неоднородность показателя преломления обуславливаться пространственной неоднородностью взаимодействия волны со средой [4–6, 26–30, 74, 93].

Кратко рассмотрим историю развития теоретических представлений о волновых процессах в диспергирующих средах и попытаемся проанализировать причины, по которым эффект дисперсионной рефракции малоизвестен.

Классическая теория дисперсии волн в линейных средах была завершена работами А. Зоммерфельда и Л. Бриллюэна в начале прошлого века [1]. Они исследовали все известные на тот момент волновые эффекты, связанные с дисперсией волн, разработали математический аппарат для их описания, а также указали общий путь решения всех линейных нестационарных задач, основанный на разложении сигнала в спектр Фурье и принципе суперпозиции. После этого интерес к нестационарным задачам упал, поскольку стало очевидно, что любую из них можно ре-

шить, зная стационарное поле в некотором диапазоне частот. Основное внимание исследователей было обращено на поиск способов интегрирования стационарных волновых уравнений, как более простых по сравнению с нестационарными. Все работы того периода, посвященные дисперсии, рассматривали, как и ранее, одномерные или квазиодномерные задачи, в которых эффект дисперсионной рефракции принципиально не мог быть обнаружен.

Важный шаг в развитии математических методов в теории распространения волн в диспергирующих средах был сделан в диссертации С.М. Рытова [31], опубликованной в 1940 г., где были заложены основы пространственно-временной геометрической оптики (ПВГО). Однако интенсивное развитие ПВГО началось лишь в 1960-х годах. В отличие от классического подхода в ПВГО минует этап решения стационарной задачи и ищется непосредственно приближенное решение нестационарного волнового уравнения.

Использование ПВГО привело к расширению круга задач, поддающихся решению, поскольку позволило перейти к исследованию нестационарных волновых процессов в сложных двумерных и трехмерных средах, близких к реальным [3, 11, 16].

При классическом подходе это сопряжено с большими трудностями, поскольку до настоящего времени нет способов точного решения стационарных волновых уравнений в неоднородных многомерных средах. Использование вычислительных методов для таких сред даже в стационарной задаче, являющейся элементом решения нестационарной, либо находится на грани возможностей вычислительной техники, либо значительно превосходит ее.

Стандартный вариант ПВГО, основанный на представлении поля в виде локально-плоской, однородной и монохроматической волны, естественно, не описывает дифракционные эффекты, соизмеримые с ее длиной. Однако он не описывает и эффект дисперсионной рефракции, связанный со слабой поперечной неоднородностью волнового поля по частоте.

Стандартная модель поля – это точное решение волнового уравнения для однородной среды. Такая "плоская" модель возникает в случае, если в бесконечном лучевом ряде учитывать только два основных члена – уравнение эйконала и уравнение переноса, при этом вклад отбрасываемых членов игнорировать. Однако если рассмотреть вопрос применимости стандартной модели поля более внимательно, то окажется, что в диспергирующей среде общий вклад отбрасываемых членов нельзя не

учитывать, поскольку его величина может быть соизмерима с величиной рефракционных эффектов.

Если учесть отбрасываемые члены и в качестве модели использовать выражение для локального поля в виде функции Эйри, которая является точным решением волнового уравнения в линейном слое, мы получим более строгий вариант ПВГО, который не только описывает эффект дисперсионной рефракции, но и корректирует описание обычной линейной рефракции. В монографии показано, что стандартный вариант ПВГО, строго говоря, применим только для сред без частотной дисперсии и лишь ограниченно (по отношению к общим условиям применимости геометрической оптики (4.1)) – для диспергирующих сред.

Тем не менее стандартный вариант ПВГО до недавнего времени удовлетворял практическим потребностям в описании распространения волн в диспергирующих средах (в основном это распространение коротких радиоволн в ионосфере Земли), поскольку эффект дисперсионной рефракции для обычных узкополосных сигналов, излучаемых обычными антеннами, в реальной среде имеет небольшую величину.

Та добавка, которая возникает при строгом описании рефракции монохроматической волны, становится значимой на частотах, близких к критическим, а при скачковом распространении радиоволн в ионосфере этот диапазон обычно не интересен. В ряде случаев погрешность обычной геометрической оптики имеет большую величину, но это несоответствие между теорией и экспериментом обычно списывают на незнание параметров ионосферы в момент наблюдения.

Ситуация изменилась в последнее время, когда наряду с узкополосными радиосигналами стали использоваться широкополосные и даже сверхширокополосные, относительная полоса которых приближается к единице [80, 81, 101]. Для таких сигналов в реальных средах эффект ДР является существенным, а в некоторых случаях и определяющим механизм распространения волновой энергии. Здесь стандартный вариант ПВГО уже не может быть использован.

Ниже кратко коснемся истории развития радиотехники с точки зрения применяемых типов сигналов.

До середины 70-х годов XX в. практически все радиосистемы использовали для передачи информации сигналы вида

$$s(t) = A(t) \sin[\omega_0 t + \psi(t)], \quad (\text{B.1})$$

которые принято называть квазимонохроматическими, квазигармоническими, или синусоидальными. Здесь $A(t)$ и $\psi(t)$ –

модулирующие функции, "медленные" по сравнению с быстрыми осцилляциями, определяемыми функцией $\sin \omega_0 t$. Несмотря на большое разнообразие способов модуляции (амплитудная, частотная, фазовая и т.д.), особенностью этих сигналов является узкополосность, т.е. сосредоточение энергии в спектре в окрестности частоты ω_0 , называемой несущей. Относительная полоса сигнала, или $\Delta\omega/\omega_0$, где $\Delta\omega$ – ширина полосы, как правило, не превышает 1%, а, например, в диапазоне коротких волн – 0.1%.

В конце 1960-х годов появились радиолокаторы подповерхностного зондирования – георадары (GPR – Ground Penetrating Radar), которые работают в сверхширокой полосе частот без несущей. Как оказалось, только такие сигналы, иногда называемые видеоимпульсами, позволяют решить задачу подповерхностного зондирования. Дело в том, что проводимость грунта очень велика, что приводит к сильному затуханию радиоволн. Чтобы увеличить глубину зондирования, необходимо уменьшать частоту несущей радиоимпульса, а для обеспечения нужного разрешения по глубине – уменьшать длительность огибающей. Пределом этих тенденций и является видеоимпульс. Тем самым радиотехника вплотную подошла к использованию тех же типов сигналов, которые применялись в первых опытах по передаче электромагнитной энергии на расстояние Г. Герцем, А.С. Поповым и Г. Маркони [76, 85, 87–91, 94].

Переход в начале прошлого века от сверхширокополосных сигналов, излучаемых искровыми передатчиками, к квазигармоническим был вызван необходимостью повышения дальности связи и защиты связной системы от мешающего действия соседних радиостанций. Проблема была решена использованием колебательного контура в качестве селективного звена для квазигармонических сигналов. Исключительная простота устройства колебательного контура, состоящего из конденсатора и катушки индуктивности, и определила все дальнейшее развитие радиотехники. Затем наряду с обычными колебательными контурами стали использоваться механические кварцевые резонаторы, отрезки коаксиальных линий, полосковые линии и объемные резонаторы. Тем не менее все они являются селективными звеньями для сигналов типа (В.1).

Таким образом, исключительное использование квазимонохроматических сигналов объяснялось чисто техническими причинами, поскольку теория излучения и распространения радиоволн не накладывает никаких принципиальных ограничений на полосу сигнала. Например, в бездисперсной непоглощающей

среде любая наперед заданная физически реализуемая функция волнового поля передается без искажений.

До конца 1940-х годов не было строгой математической теории радиоприема, и разработчики аппаратуры пользовались большей частью экспериментальными методами. Создание теории оптимального приема на основе теории вероятностей и математической статистики принадлежит К. Шеннону, Н. Винеру и А.Я. Хинчину. Значительный вклад в нее внесли работы В.А. Котельникова [84]. Эта теория подтвердила, что колебательный контур есть оптимальный фильтр для квазигармонических сигналов [80, 81].

В соответствии с теорией основу оптимального приемника составляет коррелятор, осуществляющий операцию свертки принимаемого сигнала $x(t)$ с ожидаемым $s(t)$:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t - \tau) \cdot s(\tau) d\tau. \quad (B.2)$$

Для сигналов типа (B.1) эту операцию производит колебательный контур. Но в теории оптимального приема нет ограничений на вид функции $s(t)$. Например, в задаче обнаружения сигнала на фоне аддитивного нормального белого шума характеристики приемника зависят только от спектральной плотности шума и энергии сигнала и не зависят от его формы, а следовательно, и от полосы спектра.

Переход на другие типы сигналов, отличные от (B.1), стал возможным благодаря развитию вычислительной техники. В современных радиоприемных устройствах операцию свертки (B.2) осуществляет микропроцессор, который способен найти функцию $y(t)$ для произвольного сигнала $s(t)$, и в этих условиях теряются преимущества квазимонохроматических сигналов.

В настоящее время на повестку дня выходит другой класс сигналов – широкополосные и сверхширокополосные шумоподобные сигналы (ШПС). Эти сигналы обеспечивают максимально возможную скорость передачи информации, скрытность и помехозащищенность, близкие к теоретически предельным. Здесь реализуется кодовое разделение каналов на уровне шумоподобной поднесущей (CDMA – Code Division Multiple Access) или на уровне шумоподобной несущей (UWB CDMA – Ultra Wide Band Code Division Multiple Access).

Спектральная плотность ШПС равномерна в рабочей полосе, а ее уровень ниже уровня естественных шумов, что делает систему с ШПС непеленгуемой стандартными радиотехническими средствами. Этим обеспечивается абсолютная скрытность

связи на физическом уровне (т.е. здесь отсутствует объект возможной криптографической дешифровки).

Шумоподобные радиосистемы могут работать на фоне обычных узкополосных станций, практически не мешая им, и наоборот – узкополосные системы практически не влияют на работу шумоподобных. При прочих равных условиях в одном и том же частотном диапазоне можно разместить значительно больше шумоподобных систем, чем обычных. Это имеет огромное значение для развития всей радиотехники, поскольку уже в настоящее время ощущается дефицит частотного ресурса.

Технические проблемы создания систем связи с ШПС, начиная от длинных волн и кончая СВЧ, принципиально разрешимы, и в настоящее время в этом направлении ведутся интенсивные работы [80, 86, 89, 92]. Но при создании таких линий связи приходится сталкиваться с проблемой, которая в квазигармонических системах либо вообще не возникает, либо стоит не так остро – это проблема влияния диспергирующей среды на широкополосный или сверхширокополосный радиосигнал. Особенно остро это проявляется в диапазоне коротких радиоволн. При полосе сигнала более 100 кГц при ионосферном распространении происходит не только дисперсионное искажение его формы, но и изменение механизма распространения, причиной которого является эффект дисперсионной рефракции (ДР).

Эффект ДР может наблюдаться для любых типов волновых процессов, включая узкополосные, в любой диспергирующей среде, в том числе в однородной. Он возникает при наличии поперечной частотной модуляции волны. Такой тип неоднородной волны в однородной среде может быть создан физически реализуемыми излучателями. Это должен быть либо распределенный излучатель, либо система точечных излучателей, либо, как уже говорилось, движущийся излучатель. Использование специальных излучателей – это единственный способ формирования пакета с поперечной частотной модуляцией в однородной среде. Подобные излучатели могут формировать поперечную неоднородность поля как для узкополосных, так и для широкополосных сигналов.

В неоднородной диспергирующей среде эффект дисперсионной рефракции существует всегда, если волна не монохроматическая. Для волновых пакетов, излучаемых обычными антеннами, в неоднородной диспергирующей среде происходит трансформация продольного спектра в поперечный, после чего возникает поперечная частотная модуляция и эффект ДР.

Величина эффекта зависит как от структуры волнового пакета, так и от структуры неоднородности пространства.

В настоящей монографии эффект дисперсионной рефракции рассмотрен с различных позиций и точек зрения и, как конечный результат, получен модифицированный вариант уравнений пространственно-временной геометрической оптики, который учитывает этот эффект.

Монография состоит из семи глав.

В главе 1 приводятся исходные волновые уравнения, которые описывают распространение волн в средах с частотной дисперсией. Общее интегродифференциальное уравнение позволяет описывать волны в среде с произвольным законом частотной дисперсии. Особое внимание уделяется гиперболическому уравнению Клейна–Гордона (УКГ), которое задает плазмоподобный закон дисперсии. Это наиболее распространенный в коротковолновом радиодиапазоне вид дисперсии, поскольку он существует в ионосфере – самой объемной приземной среде. Для этого уравнения приведен ряд точных решений, которые интересны для понимания физики волновых процессов в диспергирующих средах – например, круговое движение волны в однородном пространстве.

Здесь также приводятся несколько примеров точных решений УКГ в неоднородных средах, которые свидетельствуют о неприменимости плоской однородной модели волны для строгого описания рефракции в диспергирующей среде.

Глава 2 посвящена распространению волновых пакетов в однородном полупространстве как с частотной дисперсией, так и без нее. Точные решения для интегральных характеристик волнового пакета – вектора средней групповой скорости, поперечной координаты, времени распространения, ширины и длительности – получены в общем виде для произвольных граничных условий. Показано, что при определенных граничных условиях движение волнового пакета в однородной среде не является равномерным и прямолинейным. Сформулированы достаточные условия для существования эффекта дисперсионной рефракции. Численно, на основе функции Грина, рассчитаны функции волнового поля для пакета с поперечной частотной модуляцией в однородной среде с дисперсией и без нее. На приведенных для диспергирующей среды рисунках ясно прослеживается эффект поперечного сдвига пакета – эффект дисперсионной рефракции.

Глава 3 начинается с рассмотрения способов излучения волновых пакетов с поперечной частотной модуляцией – необ-

ходимого условия возникновения эффекта дисперсионной рефракции в однородной среде. Наиболее простым прототипом такого излучателя является движущийся монохроматический точечный источник. Поперечная частотная модуляция возникает здесь из-за эффекта Доплера.

Основное содержание главы посвящено рассмотрению нестационарного параболического уравнения, которое может использоваться для описания дисперсионной рефракции. Оно хорошо подходит для численных расчетов, поскольку комплексная волновая амплитуда плавно меняется по координатам, что позволяет эффективно использовать конечно-разностные схемы с большим шагом. Поскольку дисперсионное уравнение по продольной координате не точно совпадает с дисперсионным уравнением исходного уравнения Клейна–Гордона, даны условия применимости параболической аппроксимации. Приведен пример численного счета для волнового пакета с поперечной частотной модуляцией в однородной среде с частотной дисперсией и без нее. В среде с дисперсией отчетливо наблюдается эффект дисперсионной рефракции.

В главе 4 предложен новый подход к выводу уравнений пространственно-временной геометрической оптики, который может использовать более сложные модели поля, чем локально-плоская однородная монохроматическая волна, как это имеет место в стандартной ПВГО. Показано, что стандартная модель имеет погрешность в линейном члене аппроксимации исходного волнового уравнения Клейна–Гордона, что соответствует ошибке с масштабами рефракционных явлений.

Плоская модель поля возникает при ограничении лучевого ряда только уравнениями эйконала и переноса и отбрасывании остального бесконечного ряда амплитудных поправок. Но в диспергирующих средах этого делать нельзя, поскольку для рефракционных задач общая бесконечная сумма поправок не стремится к нулю.

Корректировка модели – замена ее на плавнонеоднородную – исключила ошибку аппроксимации и позволила получить модифицированные уравнения геометрической оптики, в которых присутствует эффект дисперсионной рефракции. Кроме этого, в описании обычной рефракции возникли корректирующие члены в сторону уменьшения ее величины.

В главе 5 подход к выводу лучевых уравнений, предложенный в главе 4, развивается на случай произвольного закона частотной дисперсии. Здесь также получены уравнения, учитывающие дисперсионную рефракцию и корректирующие описания

обычной рефракции. Введена квазилучевая модель поля, позволяющая описывать изменение параметров лучевой модели, например трансформацию продольной компоненты частотной модуляции в поперечную.

В главе 6 эффект дисперсионной рефракции рассматривается с точки зрения принципа суперпозиции монохроматических волн. С этой точки зрения дисперсионная рефракция – это двумерный (или трехмерный) вариант пространственно-временных фокусировок. Рассмотрена практическая задача использования дисперсионной рефракции для искусственного управления распространением радиоволн в ионосфере. Показано, что на этом пути можно на порядки увеличить энергетические характеристики коротковолновых радиосистем.

Глава 7 посвящена анализу величины систематической ошибки стандартной ПВГО при описании распространения немодулированных монохроматических волн в ионосфере. Для таких волн эффект дисперсионной рефракции отсутствует, но в модифицированном варианте геометрической оптики существует дополнительный член, корректирующий обычную линейную рефракцию.

Вопрос о величине систематической ошибки имеет большую практическую важность, поскольку стандартный вариант геометрической оптики очень широко используется при анализе ионосферного распространения радиоволн. В первой части главы 7 оба варианта ПВГО – стандартный и модифицированный – сравниваются с точным волновым решением и обсуждаются причины появления систематической ошибки.

Во второй части главы 7 приводятся результаты численных лучевых расчетов двумя методами для некоторых моделей ионосферы и проводится их сравнение. Показывается, что в некоторых ситуациях, например при расчетах излучения радиоволн со спутника, величина ошибки может быть недопустимо большой. В других задачах, таких, как описание скачкового ионосферного механизма распространения радиоволн, величина ошибки практически незаметна.

В Заключении сведены вместе уравнения модифицированного варианта ПВГО и установлены причины, по которым для получения лучевых уравнений в диспергирующей среде, в отличие от бездисперсной, необходима плавнонеоднородная модель поля.

Автор выражает благодарность А.В. Попову за многочисленные полезные дискуссии по теме монографии.