

КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ – НОВЫЙ МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Н.В. Бахметьева, Г.И. Григорьев, В.Г. Лапин

Научно–исследовательский радиофизический институт,
E-mail: nv_bakhm@nirfi.sci-nnov.ru

Аннотация. Предлагается новый метод исследования когерентных структур в нижней ионосфере Земли, основанный на резонансном рассеянии радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы, создаваемых мощным высокочастотным радиоизлучением наземного нагревного стенда. Турбулентность уменьшает амплитуду и время релаксации (пропадания) рассеянного сигнала по окончании воздействия на ионосферу. При существовании в атмосфере однородного вихря с размерами, превышающими характерные размеры объема рассеяния, найдены условия его влияния на уменьшение времени релаксации рассеянного сигнала. Показано также, что при существовании на высотах нижней ионосферы цепочки вихрей, увлекаемой горизонтальным ветром, частота радиоволны, рассеянной искусственными периодическими неоднородностями, будет периодически меняться по сравнению с частотой излученной диагностической радиоволны.

1. Введение

Интерес к исследованию турбулентности и образованию регулярных структур на высотах мезосферы и нижней термосферы в последние годы значительно вырос. Этому способствует разнообразие физических явлений в данной области атмосферы, их важная роль в формировании климата. Отметим недавние работы [1–2], в первой из которых дан обзор экспериментальных результатов, полученных с использованием радаров некогерентного и когерентного рассеяния. В [2] рассматривается аналогия физических условий в мезосфере–нижней термосфере с явлениями в атмосферном пограничном слое, существование регулярных структур в котором активно изучается в течение длительного времени [3]. В работе [4] получены аналитические

решения нелинейных уравнений, моделирующих условия нижней ионосферы, которые дают поля скоростей в виде одиночных или периодически повторяющихся структур. При решении уравнений не учитывалось наличие турбулентности, силы Кориолиса и геомагнитного поля, о важности учёта которых на данных высотах говорится в [1–3]. Поэтому можно утверждать, что проблема упорядоченных структур далека от своего решения. Прояснению ситуации может способствовать постановка целенаправленных экспериментальных исследований с измерением различных параметров ионосферы и нейтральной атмосферы.

Мы предлагаем применить метод резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы для обнаружения и изучения свойств упорядоченных вихревых структур в нижней ионосфере. ИПН создаются излучением стенда СУРА, который в течение многих лет успешно используется в ионосферных исследованиях [5]. Локация этих неоднородностей пробными (диагностическими) радиоволнами той же частоты и поляризации позволяет одновременно определять большое количество характеристик нейтральной и ионизованной компонент атмосферы на высотах 50–120 км, в том числе скорость вертикальных регулярных и турбулентных движений среды по измерениям амплитуды и фазы сигнала, рассеянного неоднородностями. Физические явления, связанные с образованием искусственных периодических неоднородностей и их релаксацией после окончания воздействия на ионосферу, подробно изложены в [5].

Ниже описаны модели регулярных атмосферных структур, имеющих вихревые движения вовлечённых частиц среды и горизонтальный ветровой снос. Проведен анализ изменения свойств ИПН под действием заданного неоднородного поля скоростей вихревой структуры на основе рассчитанных характеристик электромагнитного излучения пробной радиоволны, рассеянной такой структурой. Проведенное рассмотрение позволяет по измеренным характеристикам рассеянного поля восстановить свойства упорядоченных структур, что позволяет применить метод резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях к исследованию упорядоченных вихревых структур на высотах мезосферы-нижней термосферы.

2. Искажение искусственной периодической структуры неоднородным полем скоростей

Предположим, что в ионосфере в начальный момент $t=0$ создана искусственная периодическая структура концентрации плазмы:

$$n(0, x, y, z) = n_0 + \Delta n_0 \cdot \sin(2kz), \quad (1)$$

где $n_0 = \text{const}$, $\Delta n_0 = \text{const}$, z – вертикальная координата, $k = \omega/c$ – волновое число возмущающей ионосферу (нагревной) волны, c – скорость света. На высотах нижней ионосферы (50–120 км) концентрация плазмы мала и её можно учесть в первом неисчезающем приближении, а также считать плазму малой примесью, которая увлекается движением нейтральной компоненты среды. Скорость среды складывается из скорости вихревого движения $\tilde{\mathbf{V}}$ с осью вихрей, направленной вдоль оси ОУ, и скорости поступательного движения \mathbf{V} вдоль оси ОХ. Рассмотрены две задачи. Первая связана с одиночным вихрем со скоростью, пропорциональной перемещению $\Delta \mathbf{r}_c$ от его центра: $\tilde{\mathbf{V}} = \Omega \mathbf{j} \times \Delta \mathbf{r}_c$ (решение подробно изложено в [6]). Для получения решения удобно пользоваться системой координат, движущейся вместе с ветром, тогда координаты центра вихря остаются постоянными ($x'_c = x_c - V \cdot t = \text{const}$, $z=0$). Вторая задача связана с рассмотрением цепочки вихрей, разнесённых друг от друга по оси ОХ на расстояние d , равное диаметру вихря. Мы рассмотрели случай, когда соседние вихри имеют противоположные направления вращения.

Эволюция концентрации плазмы в данном поле скоростей получена из решения уравнения непрерывности с начальным условием (1). Поскольку в вихрях частицы совершают вращательное движение с угловой скоростью Ω , не зависящей от координат, ясно, что решение для $t > 0$, можно получить преобразованием поворота на угол $\alpha = \Omega \cdot t$, а именно: $z \Rightarrow z \cdot \cos \alpha + (x' - x'_c) \cdot \sin \alpha$, применённым к формуле (1). В случае цепочки вихрей решение может быть представлено суммой по вихрям. Величина возмущения диэлектрической проницаемости плазмы нижней ионосферы, определяющая рассеянное поле, может быть представлена в виде [7]:

$$\Delta\varepsilon(x', z, t) = -\frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \frac{\Delta n_0}{n_0} \sum_m \sin(2k \cdot z'_m) \cdot 1\left(R - \sqrt{z^2 + (x' - x'_m)^2}\right), \quad (2)$$

$$z'_m \equiv z \cos \alpha + (x' - x'_m)(-1)^m \sin \alpha,$$

где ω_{p0} – плазменная частота невозмущённой плазмы (мала в сравнении с частотой волны диагностической волны ω на рассматриваемых высотах), $R=d/2$, $1(x)$ – единичная функция Хевисайда.

Выражение (2) показывает, что $\Delta\varepsilon$ – периодическая по z функция, у которой при $t > 0$ изменяется пространственный период, и она приобретает добавку к фазе, зависящую от x . Эти факторы приводят к нарушению резонансных свойств между ИПН и пробным диагностическим импульсом, что, в свою очередь, приводит к дополнительному уменьшению рассеянного поля со временем.

3. Зависимость от времени поля рассеянного сигнала

Для сферического квазимонохроматического импульса единичной амплитуды и длительностью T с частотой ω и волновым числом k , рассеянного в ионосфере и принимаемого через некоторое время t в точке излучения (условие экспериментов с ИПН), комплексная амплитуда поля имеет вид [8]:

$$E(t) = \frac{k^2}{4\pi} \int_w \Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \exp(-i2kr) \frac{d\mathbf{r}}{r^2} = \frac{k^2}{4\pi} \cdot \int_{z_0 \pm \Delta z/2} \frac{dz}{z^2} \times \quad (3)$$

$$\times \iint_{\pm l} dx \cdot dy \cdot \Delta\varepsilon(x, z, t) \cdot \exp\left(-i2kz - \frac{ik(x^2 + y^2)}{z}\right)$$

В (3) интегрирование производится по объёму рассеяния с размером вдоль оси OZ, равным $\Delta z = cT/2$ и малым по сравнению с расстоянием z_0 до области рассеяния, и поперечным размером $2l$. Интегрирование по x и y можно производить в бесконечных пределах, введя функцию для диаграмм направленности антенн возмущающего и зондирующего передатчиков по осям OX и OY $f(x) \cdot f(x + Vt) = \exp(-(x^2 + (x + V \cdot t)^2) / l^2)$. Выражение (3) приведено для случая наблюдения ИПН, когда частота пробного импульса совпадает с частотой возмущающей волны. Периоды изменения экспоненты и функции совпадают при $t=0$, что

приводит к когерентному (резонансному) рассеянию на периодических неоднородностях. В результате интегрирования по z и y получим выражение для поля

$$E_1(t) = -i \frac{\omega_{p0}^2}{16\sqrt{2\pi}c^2k} \frac{\Delta n_0}{n_0} \frac{l}{z_0^2} e^{i(2kz_0 - \omega t)} \frac{\sin(kcT \sin^2(\alpha/2))}{\sin^2(\alpha/2)} J_x, \text{ где } J_x -$$

оставшийся невычисленным интеграл по x . В полученном выражении параметр $kcT \gg 1$, поскольку пробный импульс – квазимонохроматический. Дробь, содержащая этот параметр, убывает до нуля за время t_z , малое по сравнению с периодом вихря $\Omega t_z = 2\sqrt{\pi/kcT} \gg 1$. Это характерное время связано с изменением периода ИПН в результате вертикальных движений среды. Выражение для J_x в общем случае имеет громоздкий вид, и мы приведём его для двух частных случаев, когда имеется симметрия расположения вихрей относительно объёма рассеяния и $\alpha \ll 1$.

В случае, когда центр одного из вихрей совпадает с центром объёма рассеяния ($x_0=0$) основной вклад в интеграл J_x определяется рассеянием в объёме вихря с размером $R \approx 2l$ и тогда

$$J_x = l \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{Vt}{l}\right)^2 - \frac{1}{2}(kl \sin \alpha)^2 + ikVt \sin \alpha\right). \quad (4)$$

Первый член в показателе экспоненты в (4) связан с выносом ИПН из объёма рассеяния и приводит к заметному уменьшению амплитуды за время $\Delta t \geq l \cdot V^{-1} \approx 100 \text{ с}$ ($l=10 \text{ км}$, $V=100 \text{ м/с}$), что больше других характерных времён. Два последних члена в (4) обусловлены искривлением первоначально плоской структуры. При этом характерное время изменения амплитуды t_x также мало в сравнении с периодом вихря $\Omega t_x = 1/kl \ll 1$. Поскольку в условиях эксперимента с образованием ИПН $l \approx cT$, то справедливо соотношение $t_x < t_z$. Во втором случае, когда в начальный момент в центр рассеивающего объёма попадает граница смыкания двух соседних вихрей ($x_0 = R \approx 2l$), получим:

$$J_x = l \sqrt{2\pi} \cdot \cos(kVt \sin \alpha) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{Vt}{l}\right)^2 - \frac{1}{2}(kl \sin \alpha)^2 + i2kR \sin \alpha\right).$$

В этом выражении фаза изменяется существенно быстрее, чем в выражении (4), поскольку kR – большой параметр. Быстрое изменение фазы эквивалентно изменению частоты рассеянного сигнала. Согласно полученному выражению $\Delta\omega = 2kR \cdot \Omega$, то есть

частота сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, будет меняться в зависимости от угловой скорости вихря Ω . Для условий эксперимента с ИПН на стенде СУРА при $\lambda=60$ м, радиусе вихря $R=1000$ м и $\Omega= 0,4 \text{ с}^{-1}$ получим $\Delta\omega=50$ Гц, что можно обнаружить в эксперименте. В [6] было показано, что существование одиночного вихря приводит к более быстрой релаксации неоднородностей, чем обусловлено амбиполярной диффузией. Для тех же параметров время релаксации составит 0,25 с, в то время как измеренные диффузионные времена на исследуемых высотах составляют 1–2 с [5]. Таким образом, по измеренным характеристикам зондирующих сигналов, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями, можно обнаружить наличие или отсутствие упорядоченных вихревых структур на ионосферных высотах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 13-02-97067, 13-02-12074 и 13-05-00511).

Литература

1. С.Л. Шалимов. // Геомагнетизм и аэрономия, 2014, т.54, № 2, с.147.
2. О.Г. Чхетиани, С.Л. Шалимов . //Доклады академии наук, 2010, т.431, № 1, с. 113.
3. S.S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleorin, V. L'vov, I. Rogachevskii.// Boundary-Layer Meteorology, 2009, т. 133, с. 139.
4. Г.Д. Абурджания, О.А.Харшиладзе, Х.З.Чаргазия. // Геомагнетизм и аэрономия, 2013, т.53, № 6, с.797.
5. В.В. Беликович, Е.А. Бенедиктов, А.В. Толмачёва, Н.В. Бахметьева. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Н.Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
6. Н.В. Бахметьева, Г.И. Григорьев, В.Г. Лапин. // Известия вузов. Радиофизика, 2014, т. 57, с. 348.
7. Н.В. Бахметьева, Г.И. Григорьев, В.Г. Лапин. // Труды 24 Всероссийской конференции «Распространение радиоволн», г. Иркутск, 2014, т.3, с. 29.
8. С.М.Рытов, Ю.А.Кравцов, В.И.Татарский. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.