

УДК 551.510.536

## О ВЛИЯНИИ ВИХРЕВЫХ ДВИЖЕНИЙ В МЕЗОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ НА ЭВОЛЮЦИЮ СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО ИСКУССТВЕННЫМИ ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

*Н. В. Бахметьева*<sup>1\*</sup>, *Г. И. Григорьев*<sup>1</sup>, *В. Г. Лапин*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт;

<sup>2</sup> Нижегородский архитектурно-строительный университет, г. Нижний Новгород, Россия

Основной целью исследований является экспериментальная диагностика вихревых упорядоченных структур на высотах мезосферы и нижней термосферы, подобных тем, что возникают при распространении внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях в атмосферном пограничном слое. Для этого рассмотрено влияние вихревых движений в мезосфере и нижней термосфере на время релаксации сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями. Неоднородности создаются стоячей волной при нагреве ионосферы мощным высокочастотным радиоизлучением. Использована модель однородного вихря с размерами, превышающими объем рассеяния. Найдено соотношение периода вихря и характерного времени релаксации рассеянного сигнала, при котором нарушается синфазность волн, рассеянных периодической структурой, что, в свою очередь, уменьшает амплитуду рассеянного сигнала и его время релаксации. Приведены экспериментальные данные по атмосферной турбулентности, полученные методом резонансного рассеяния.

### ВВЕДЕНИЕ

Мезосфера и нижняя термосфера Земли — нижняя ионосфера — занимает интервал высот 50÷150 км и обеспечивает взаимодействие термосферы, регулируемой солнечной активностью, и тропосферы, формирующей погоду и климат. Уменьшение температуры с высотой в мезосфере (минимум температуры достигается на высоте мезопаузы), распространение внутренних гравитационных и приливных волн, хорошо развитая турбулентность, переход от турбулентного перемешивания атмосферных составляющих к диффузионному разделению газов на высоте турбопаузы, сложная химия нижней ионосферы (50÷90 км) — это лишь некоторые характерные черты рассматриваемой области атмосферы [1]. Значительное, хотя и кратковременное влияние на область *D* (на её ионный состав и скорости протекания химических реакций) могут оказывать инициированные молниями высотные электрические разряды [2, 3], которые регистрируются до высот 50÷80 км и представляют собой короткоживущие крупномасштабные возмущения электронной концентрации. На высотах 50÷100 км в атмосфере сгорает большинство метеоров, в результате чего состав атмосферы и характеристики её плазменной составляющей испытывают значительные пространственно-временные вариации. Кроме того, в интервале высот 90÷130 км образуются тонкие протяжённые плазменные образования — спорадические слои *E*, часто имеющие очень высокую по сравнению с фоновой электронную концентрацию и играющие значительную роль в распространении коротких и ультракоротких радиоволн [4–7]. Эти обстоятельства определяют значимость и актуальность исследований, связанных с измерениями важнейших характеристик и динамики ионосферы на мезо- и термосферных высотах.

На характеристики и свойства мезосферы и термосферы существенное влияние оказывают турбулентность и атмосферные волны. В работах [8–10] дан обзор методов и приведены результаты экспериментальных исследований турбулентных движений и параметров турбулентности

\* nv\_bakhm@nirfi.sci-nnov.ru

в верхней атмосфере. Важное значение имеет определение высоты турбопаузы — области, где турбулентное перемешивание сменяется диффузионным разделением компонент среды, в процессах переноса возрастает роль амбиполярной диффузии, а выше 130 км — и дрейфа плазмы в электрическом и магнитном полях [11]. Турбулентные образования могут переноситься по высоте вертикальными движениями и атмосферными волнами [10, 12].

В последнее время активно обсуждается природа атмосферной турбулентности и образование упорядоченных вихревых структур при распространении внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях в атмосферном пограничном слое, расположенном до высоты 1–2 км над поверхностью земли [13, 14]. Подобный подход отличается от традиционного рассмотрения колмогоровской турбулентности в планетарных пограничных слоях и его применяют для анализа динамики вихревых образований на мезосферных и термосферных высотах. Аргументы в пользу такого подхода приведены, в частности, в работе [15]. Авторами [15, 16] предполагается, что изменение скорости с высотой может вызывать образование так называемых ролловых или вихревых упорядоченных структур, подобных наблюдаемым в планетарных пограничных слоях нижней атмосферы [13, 14]. Это новый аспект изучения мезосферной турбулентности. В 1960–1970 годах по наблюдениям искусственных натриевых облаков было установлено, что изменения скорости горизонтального ветра с высотой близки к периодическим [4, 17, 18]. Данное наблюдение неоднократно подтверждалось другими методами измерений в более поздних экспериментах и модельными расчётами [19, 20]. Обобщение результатов показало, что скорость ветра должна поворачиваться с высотой по часовой стрелке. Высотный градиент горизонтальной скорости ветра (ветрового сдвига) может достигать  $0,05 \text{ с}^{-1}$  и более, что приводит к образованию спорадических слоёв  $E$  ( $E_s$ ) [4–6].

Одним из наиболее информативных методов исследования динамики мезосферы и нижней термосферы является метод обратного рассеяния радиоволн на искусственно создаваемой квазипериодической структуре [21]. Искусственные периодические неоднородности возникают в ионосферной плазме при воздействии на неё мощной стоячей радиоволной и используются для диагностики нейтральной и плазменной составляющих атмосферы. Такие неоднородности способны рассеивать радиоволны, удовлетворяющие условию брэгговского резонанса. Используемый указанное явление метод исследования ионосферы называется методом резонансного рассеяния на искусственных периодических неоднородностях.

## 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕГУЛЯРНЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ ДВИЖЕНИЙ НА ВЫСОТАХ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ

На разных высотах образование и исчезновение (релаксация) периодических неоднородностей после окончания воздействия на ионосферу определяются разными физическими процессами [1]. В  $E$ -области ионосферы выше турбопаузы (высоты  $z > 100$  км) релаксация периодических неоднородностей (и, соответственно, рассеянного ими сигнала) в основном обусловлена амбиполярной диффузией. Ниже турбопаузы атмосферная турбулентность уменьшает амплитуду рассеянного сигнала и его время релаксации по сравнению с диффузионным временем [21–23].

Методом резонансного рассеяния определяется средняя скорость турбулентных движений и высота турбопаузы, а коэффициент турбулентной диффузии и другие параметры турбулентности оцениваются согласно классической теории турбулентности [24, 25]. По изменению фазы рассеянного сигнала определяется вертикальная компонента скорости регулярного движения плазмы [21]. Установлено, что на высотах мезосферы и нижней термосферы неоднородные движения ионосферной плазмы (турбулентные или регулярные) играют существенную роль в динамике

искусственных неоднородностей.

Влияние различных движений среды на время релаксации сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, теоретически рассматривалось в работах [21, 22, 26–30]. В работах [21, 23] приведены результаты измерения параметров турбулентности методом, основанным на измерении времени релаксации сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями. В исследованиях [21, 22, 26, 27] рассмотрен процесс расплывания периодической структуры в нижней ионосфере под влиянием турбулентности, в публикации [28] — влияние атмосферных волн на её рассеивающие свойства. В статье [29] обсуждается формирование искусственных периодических неоднородностей в движущейся среде, в работе [30] получены выражения для модуля и фазы коэффициента отражения монохроматической волны от квазипериодической структуры.

Вихревые движения нейтральной компоненты в мезосфере и нижней термосфере должны увлекать за собой плазму, которую на этих высотах можно считать пассивной примесью [11]. В результате искусственная периодическая структура начнёт искажаться со временем, а вместе с ней амплитуда рассеянного поля будет релаксировать с характерным временем, связанным с параметрами вихрей. В данной работе мы рассмотрим влияние вихревого движения среды на время релаксации искусственных периодических неоднородностей, но вначале приведём результаты экспериментального определения некоторых параметров турбулентных движений на мезосферных и термосферных высотах.

Подробно изложенный в монографии [21] метод исследования ионосферы на основе создания в ней искусственных периодических неоднородностей позволяет измерять многие характеристики ионизированной и нейтральной компонент среды. Как отмечалось выше, на высотах областей  $D$  и  $E$  турбулентность существенно влияет на характеристики и свойства ионосферы. Кратко остановимся на результатах определения скоростей регулярных вертикальных и турбулентных движений указанным выше методом. Основными измеряемыми параметрами сигнала, рассеянного периодической структурой, являются его амплитуда, фаза и время релаксации после окончания нагрева, определяемое по уменьшению амплитуды в  $e$  раз.

После прекращения воздействия на ионосферу излучением нагревного стенда периодические неоднородности постепенно исчезают (релаксируют). В случае диффузионного механизма релаксации амплитуда рассеянного сигнала уменьшается в  $e$  раз за время

$$\tau_d = (K^2 D_a)^{-1} = \frac{M_i \nu_{im}}{K^2 \kappa (T_{e0} + T_{i0})}, \quad (1)$$

которое характеризует процесс расплывания неоднородностей. Здесь  $K = 2\pi/\Lambda$  — волновое число стоячей волны,  $\Lambda = \lambda_0/(2\tilde{n})$  — длина возмущающей (нагревной) волны в среде,  $\tilde{n}$  — показатель преломления волны, зависящий от её частоты и концентрации плазмы,  $D_a = \kappa (T_{e0} + T_{i0})/(M_i \nu_{im})$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  $M_i$  — средняя масса ионов,  $\nu_{im}$  — частота ион-молекулярных соударений,  $T_{e0}$  и  $T_{i0}$  — невозмущённые температуры электронов и ионов соответственно. Мелкомасштабная турбулентность проявляется в том, что время релаксации неоднородностей уменьшается из-за нарушения упорядоченной структуры неоднородностей вследствие сбоя фазировки сигналов от различных частей объёма рассеяния [21]. Анализ высотной зависимости времени релаксации рассеянного сигнала позволяет по её отклонению от диффузионного закона с помощью простых соотношений определить одну из важнейших характеристик атмосферы — вертикальную компоненту турбулентной скорости. В работах [21, 22] показано, что по измеренному в эксперименте времени релаксации  $\tau$  и известному диффузионному времени  $\tau_d$  можно найти время релаксации  $\tau_t$ , обусловленное турбулентной диффузией, как  $\tau_t^{-1} = \tau^{-1} - \tau_d^{-1}$ , а скорость турбулентного движения

определяется формулой

$$V_t = \frac{\tau^{-1} - \tau_d^{-1}}{\sqrt{2} K}. \quad (2)$$

На рис. 1 приведены результаты одного из первых экспериментов по определению турбулентной скорости на основе зависимости времени релаксации  $\tau$  от высоты  $h$ . Здесь на левой вертикальной оси отложено время  $\tau$ , а на правой — соответствующая им турбулентная скорость  $V_t$ . Прямыми и пунктирными линиями 1 и 2 показаны изменения времени  $\tau$  с высотой при диффузионной релаксации.

Результаты определения скорости  $V_t$  суммированы в работах [21, 23]. Измерения с длительностью 6÷7 ч проводились осенью 1990 года, весной и осенью 1991 года, в летние месяцы 1999–2001 годов, летом и осенью 2007–2011 годов. Накоплен большой экспериментальный материал и по более коротким интервалам наблюдений (порядка 1÷3 ч). Поскольку скорость турбулентного движения  $V_t$  определяется по отклонению экспериментальной высотной зависимости  $\tau(h)$  от экспоненциальной, обусловленной амбиполярной диффузией, вначале кратко остановимся на анализе вариаций времени релаксации.

Измерения показали, что время релаксации рассеянного сигнала и, соответственно, турбулентная скорость подвержены быстрым флуктуациям с характерным временем менее 15 с. На рис. 2а приведён пример быстрых вариаций времени релаксации с временным шагом регистрации 15 с, сглаженных методом скользящего среднего по интервалу в 1 мин для измерений 27 февраля 1991 года на высоте 97 км. Как видно из рис. 2а, во временном ходе времени релаксации есть быстрые флуктуации с амплитудой до 0,6 с при среднем значении  $\langle \tau \rangle \approx 0,75$  с. Такие большие вариации времени  $\tau$  не укладываются в пределы ошибок измерений, а отражают реальные процессы на этих высотах. В дальнейшем для определения турбулентной скорости использовалось усреднённое время релаксации. Время усреднения составляло, как правило, от 1 до 15 мин.

На рис. 2б приведён пример минутных вариаций турбулентной скорости  $V_t$  для того же сеанса и высоты, который даёт представление о глубине и характере её флуктуаций. Отчётливо видны флуктуации скорости  $V_t$  с квазипериодом в несколько минут и амплитудой примерно до 1,5 м/с. Настолько большие флуктуации скорости  $V_t$  свидетельствуют о том, что турбулентность в объёме рассеяния (для измерений 1990–1991 годов его размеры составляли около 5÷7 км по вертикали и 2,0÷2,5 км по горизонтали) проявляет себя как нестационарный случайный процесс. В целом по результатам измерений минутные значения скорости  $V_t$  изменялись на разных высотах от значений, близких к нулю, до 5 м/с. По-видимому, такие колебания отражают «неоднородную» структуру турбулентности на этих высотах.

На рис. 3 приведена зависимость турбулентной скорости от времени для послеполуночных часов 12 августа 1999 года, где белыми кружками показаны данные, полученные каждые 15 с, а линия с чёрными точками соответствует вариациям скорости  $V_t$ , сглаженным методом скользящего

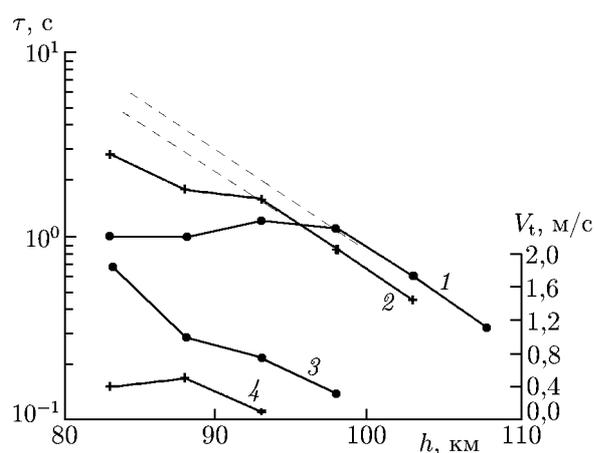


Рис. 1. Примеры высотных профилей времени релаксации рассеянного сигнала  $\tau$  (кривые 1 и 2) и соответствующих им профилей турбулентной скорости  $V_t$  (кривые 3 и 4) в измерениях 13 ноября 1987 года. Прямыми и пунктирными линиями 1 и 2 показаны изменения времени  $\tau$  с высотой при диффузионном характере релаксации. Отклонение кривых 1 и 2 от линейного закона свидетельствует о влиянии турбулентности на процесс релаксации неоднородностей

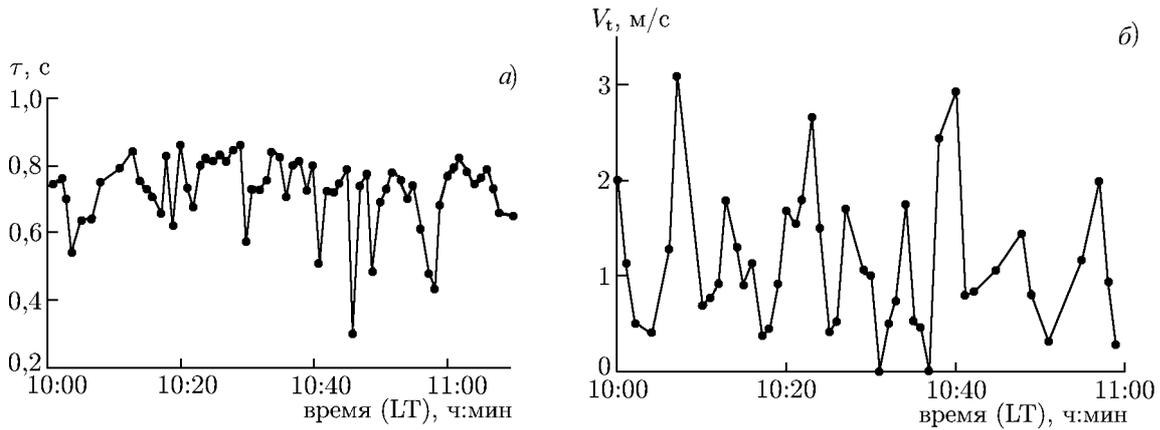


Рис. 2. Примеры усреднённых за 1 мин вариаций времени релаксации (а) и вариации турбулентной скорости  $V_t$  (б) на высоте 97 км 27 февраля 1991 года

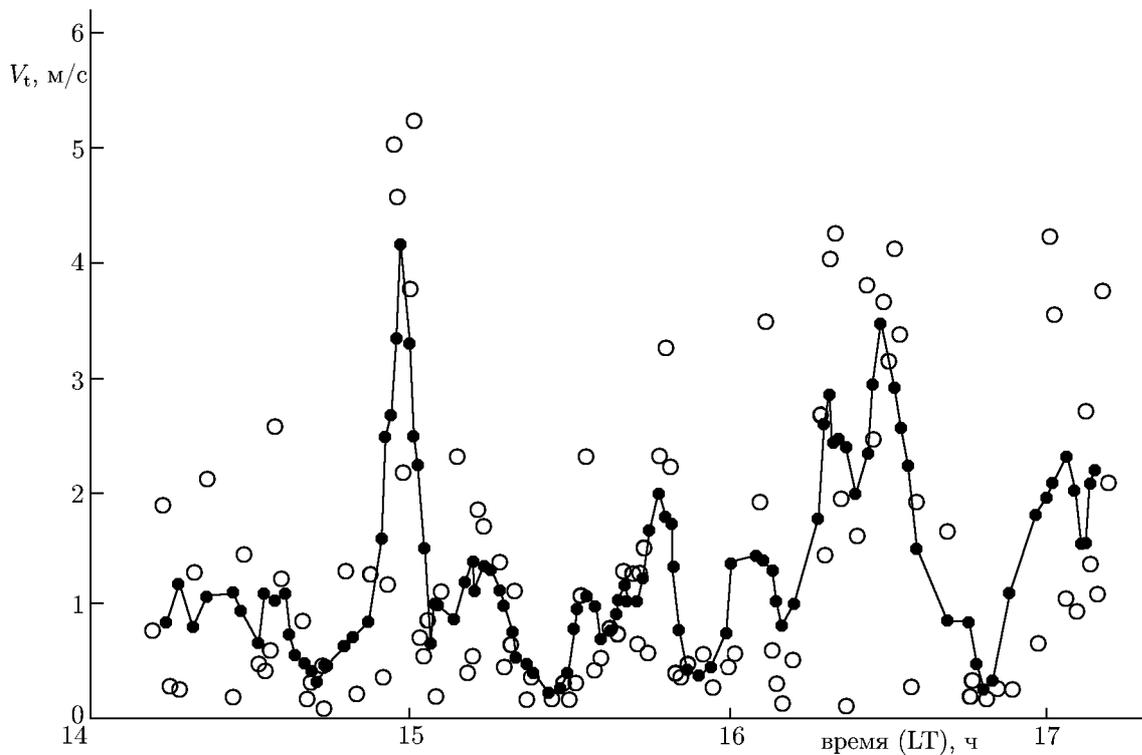


Рис. 3. Зависимость скорости турбулентного движения от времени на высоте 100 км в измерениях 12 августа 1999 года, белые точки соответствуют регистрации сигнала каждые 15 с, линия с чёрными точками соответствует данным, сглаженным методом скользящего среднего по интервалу 5 мин

зящего среднего по интервалу 5 мин. На рис.3 также видны глубокие вариации турбулентной скорости с периодами от 10 до 90 мин.

Средние значения скорости  $V_t$  за шести-семичасовой сеанс составили  $1 \div 2$  м/с и уменьшались с увеличением высоты ниже некоторого уровня  $h_t$  до нескольких десятков см/с. Очевидно, эту высоту можно считать высотой турбопаузы  $h_t$ . Регулярно получая высотные профили времени релаксации сигнала, рассеянного искусственными периодическими неоднородностями, и турбулентной скорости, можно определять высоту турбопаузы и отслеживать её сезонно-суточные

вариации. Согласно монографии [21], наблюдалось значительное увеличение скорости  $V_t$  в утренние и небольшое в послеполуденные часы. Часто наименьшая скорость  $V_t$  наблюдалась вблизи местного полудня.

Обработка результатов измерений времени релаксации показывает большие вариации скорости  $V_t$  в объёме рассеяния, что указывает на нестационарность турбулентного процесса в относительно малом объёме (несколько десятков кубических километров).

На основе измерений турбулентной скорости согласно публикации [31] был рассчитан коэффициент турбулентной диффузии  $K_t = 0,4V_t^2/\omega_B$ , где  $\omega_B$  — частота Брента—Вяйсяля [12, 32], которая, в свою очередь, определялась по спектру флуктуаций вертикальной скорости [21, 33]. В целом, полученные значения коэффициента  $K_t$  соответствовали результатам измерений другими методами, хотя разброс величины  $K_t$ , приводимый в разных источниках, довольно велик. Найдена также высота турбопаузы  $h_t$ , на которой турбулентная скорость стремится к нулю. Скорости турбулентных движений, рассчитанные по измерениям осенью 2007 года, дали довольно высокие значения до  $7 \div 10$  м/с в слое ниже турбопаузы на  $5 \div 10$  км. Получено, что наиболее вероятная высота турбопаузы осенью 2007 года составляла  $100 \div 105$  км.

Совместный анализ вариаций скоростей вертикального регулярного и турбулентного движений показал, что при определённых условиях наблюдается перемежаемость турбулентности на высотах  $85 \div 115$  км, что часто имеет место в нижней атмосфере [34]. На наш взгляд, о перемежаемости свидетельствует высокая корреляция на разных высотах одновременных измерений скоростей вертикальных и турбулентных движений (времени релаксации) [23]. Так, например, по данным 27.02.1991 коэффициент корреляции вариаций времени  $\tau$  и скорости  $V_t$  был, как правило, мал (не более 0,2), и лишь на высоте 105 км он становился значительным (более 0,7). В отдельные дни (например 09.10.1991) имела место высокая корреляция временных вариаций вертикальной и турбулентной скоростей с коэффициентом корреляции 0,9. Последнее может свидетельствовать о «забросе» областей с развитой турбулентностью на большие высоты крупномасштабными вертикальными движениями, например, атмосферными волнами. Таким образом, можно считать установленным, что атмосферная турбулентность влияет на параметры сигналов, рассеянных искусственными ионосферными неоднородностями.

## 2. МОДЕЛЬ ВИХРЕВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ СРЕДЫ

Для того, чтобы уточнить, каким образом периодические неоднородности релаксируют в случае турбулентного движения сложного типа, решим модельную задачу о влиянии вихревого движения среды на время релаксации сигнала, рассеянного периодическими неоднородностями.

Рассмотрим вихрь, вращающийся вокруг горизонтальной оси  $y$ :

$$\operatorname{rot} \mathbf{V} = 2\Omega \mathbf{j} = \operatorname{const}, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — угловая скорость ( $\Omega = \mathbf{j}\Omega$ ),  $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{k}$  — единичные векторы соответствующих осей. Нетрудно убедиться в том, что поле скоростей в этом случае соответствует вращению с постоянной угловой скоростью  $\Omega$ :

$$\mathbf{V} = [\Omega, \mathbf{r}]. \quad (4)$$

Такая модель соответствует вихрю более крупному, чем объём рассеяния. Последний имеет размеры  $2 \div 7$  км в характерных условиях экспериментов по рассеянию на искусственных периодических неоднородностях [21]. Противоположный предельный случай, когда в объёме рассеяния много вихрей, соответствует турбулентной диффузии (см. раздел 1).

Предположим, что в ионосфере создана искусственная периодическая структура, т. е. в начальный момент  $t = 0$  концентрация плазмы определяется функцией

$$n(0, x, y, z) = n_0 + \Delta n_0 \sin(2kz), \quad (5)$$

где  $n_0 = \text{const}$ ,  $\Delta n_0 = \text{const}$ ,  $z$  — вертикальная координата, а  $k = \omega/c$  — волновое число возмущающей волны<sup>1</sup>. Такая простейшая модель, не учитывающая изменение свойств ионосферной плазмы с высотой, допустима для высот ниже 90 км. В этих условиях можно считать, что  $k = k_0 = \omega_0/c$ .

Движение нейтральной компоненты атмосферы увлекает за собой плазму, которую на данных высотах можно считать пассивной примесью [11]. Эволюция концентрации определяется уравнением непрерывности, которое с учётом выражений (3) и (4) имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \Omega z \frac{\partial n}{\partial x} - \Omega x \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

Нетрудно проверить, что решением уравнения (6) с начальным условием (5) является функция

$$n(t, x, z) = n_0 + \Delta \tilde{n} = n_0 + \Delta n_0 \sin[2kz \cos(\Omega t) + 2kx \sin(\Omega t)]. \quad (7)$$

Видно, что амплитуда периодической структуры не меняется со временем. Но, во-первых, её период вдоль оси  $z$  со временем увеличивается, что нарушает пространственный синхронизм между пробным импульсом, распространяющимся вдоль оси  $z$ , и неоднородностями. И, во-вторых, фаза периодической структуры при  $t > 0$  зависит от координаты  $x$ . Оба указанных фактора влияют на мощность рассеянного сигнала.

### 3. ПОЛЕ ОБРАТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

В нулевом приближении при решении задачи о распространении электромагнитных волн вблизи турбопаузы пренебрежём наличием плазмы, т. е. будем полагать показатель преломления равным единице, а учтём её наличие при расчёте поля рассеянного сигнала. Тогда напряжённость поля пробного квазимонохроматического импульса с длительностью  $T$ , излучённого из точки с координатой  $\mathbf{r}_0$ , определится выражением [35]

$$E_0 = \frac{\exp(ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \Pi\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}{c}\right) = G(t, \mathbf{r}, \mathbf{r}_0). \quad (8)$$

Форма импульса  $\Pi$  может быть выражена через единичную функцию Хевисайда  $\chi(t)$ , равную единице при положительном аргументе и нулю в противном случае:

$$\Pi\left(t - \frac{r}{c}\right) = A \exp(-i\omega_0 t) \int_{t-t_2}^{t-t_1} \delta(t) dt = A \exp(-i\omega_0 t) [\chi(t - t_1) - \chi(t - t_2)], \quad (9)$$

где  $t_1 = r/c$ ,  $t_2 = r/c + T$ ,  $\delta(t)$  — дельта-функция.

Данное выражение описывает ступенчатую функцию с амплитудой  $A$  (прямоугольник с высокочастотным заполнением), отличную от нуля при  $t_1 < t < t_2$ . Выражение (8) является функцией Грина  $G(t, \mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  волнового уравнения, т. е. даёт в точке  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  поле от точечного

<sup>1</sup> Далее везде  $n(t, x, y, z)$  — электронная концентрация.

источника, расположенного в точке  $\mathbf{r}_0$ . В отличие от работы [35], здесь использовано скалярное приближение. Поправки, связанные с изменением направления вектора  $\mathbf{E}$  в пределах объёма рассеяния, малы в случае обратного рассеяния на удалённых неоднородностях и имеют порядок  $(r_*/z_0)^2 \equiv 1/(k_0 z_0) \ll 1$  ( $z_0$  — высота области рассеяния,  $r_* = \sqrt{z_0/k_0}$  — характерный размер области рассеяния порядка радиуса зоны Френеля).

В данной задаче именно обратное рассеяние представляет наибольший интерес, т. к. применяемый нами метод диагностики ионосферы и нейтральной атмосферы базируется на обратном рассеянии пробных радиоволн периодическими неоднородностями. Сигнал, однократно рассеивается на неоднородностях диэлектрической проницаемости плазмы  $\delta\varepsilon = -\omega_{p0}^2/\omega^2 \Delta\tilde{n}/n_0$ , и согласно [36] напряжённость его поля можно записать в виде

$$E_1(t, \mathbf{r}) = -\frac{\omega_{p0}^2}{4\pi c^2} \int \frac{\Delta\tilde{n}(\mathbf{r}')}{n_0} f_0 f \frac{\exp[ik_0(|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)]}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \Pi\left(t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right) d\mathbf{r}'. \quad (10)$$

Здесь  $\Delta\tilde{n}$  — изменение концентрации плазмы в периодической структуре, определяемое выражением (7), а  $f_0 f$  — произведение диаграмм направленности передающей и приёмной антенн. В формуле (10) интегрирование ведётся по всему пространству, в котором подынтегральная функция отлична от нуля, т. е. имеются периодические неоднородности ( $\Delta\tilde{n} \neq 0$ ) и распространяется сигнал ( $\Pi \neq 0, f_0 f \neq 0$ ). Объём рассеяния заключён между двумя поверхностями, определяемыми уравнениями  $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = ct$  и  $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = c(t + T)$ . Эти поверхности представляют собой эллипсоиды вращения с фокусами в точках  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{r}$ . В случае обратного рассеяния ( $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}$ ) данный объём заключён между двумя сферами:  $ct < 2|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| < c(t + T)$ .

Поле импульса, обратно рассеянного неоднородностями концентрации плазмы  $\Delta\tilde{n}$ , определится в соответствии с формулами (7) и (10) выражением

$$E_1(t) = -A \frac{\omega_{p0}^2}{4\pi c^2} \frac{\Delta n_0}{n_0} \exp(-i\omega_0 t) \int f_0 f \sin[2k_0(z \cos \alpha + x \sin \alpha)] \frac{\exp(2ik_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^2} d\mathbf{r}. \quad (11)$$

Здесь безразмерное время  $\alpha = \Omega t$ , интегрирование ведётся по объёму рассеяния, переменная интегрирования  $\mathbf{r}$  имеет координаты  $\{x, y, z\}$ , а точка  $\mathbf{r}_0$  — координаты  $\{0, 0, -z_0\}$  (см. рис. 4). В такой конфигурации начало координат помещено в центр объёма рассеяния и совпадает с центром вихря. В случае рассеяния на периодической структуре в ионосфере высота центра рассеивающего объёма  $z_0 \gg \Delta z = cT/2$ , а поперечный размер области интегрирования определяется шириной диаграммы направленности или радиусом Френеля. Диаграмма направленности  $f_0$  передающей антенны стенда «Сура» определяется, в соответствии с монографией [36], интегралом по квадратной апертуре антенны с размерами  $b \times b$ :

$$f(\theta_x, \theta_y) = f_x(\theta_x) f_y(\theta_y) = b^{-2} \int_{-b/2}^{+b/2} \exp(ik_0 x \sin \theta_x) dx \int_{-b/2}^{+b/2} \exp(ik_0 y \sin \theta_y) dy =$$

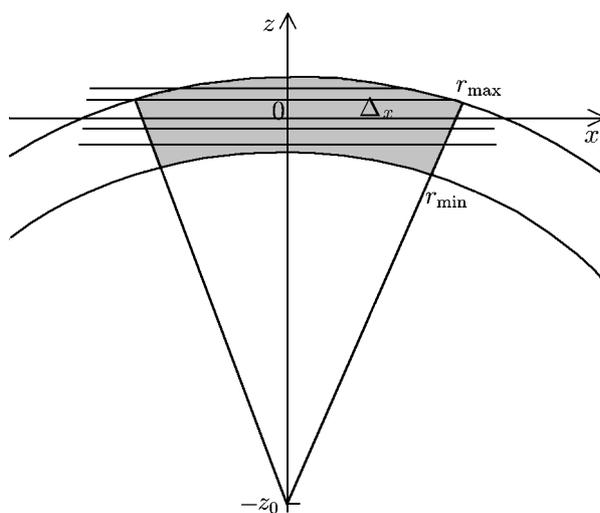


Рис. 4. Координаты и область интегрирования в выражении (11)

$$= \frac{\sin[k_0 b \sin(\theta_x)/2]}{k_0 b \sin(\theta_x)/2} \frac{\sin[k_0 b \sin(\theta_y)/2]}{k_0 b \sin(\theta_y)/2}. \quad (12)$$

Величину  $f(\theta_x, \theta_y)$  следует подставить в подынтегральное выражение (11), а пределы интегрирования по переменным  $x$  и  $y$  можно положить бесконечными. Ширина области рассеяния  $\Delta_x = \Delta_y$  определяется главным лепестком диаграммы направленности антенны в направлении осей  $x$  и  $y$ . Её можно записать как  $\Delta_x = \Delta_y = 2\pi z_0/(k_0 b)$ . Диаграмме направленности стенда «Сура» соответствует сторона апертуры  $b = 300$  м. В этом случае получим  $\Delta_x = \Delta_y \approx 18$  км, что заметно превышает величину  $r_* = \sqrt{z_0/k_0}$ , связанную с радиусом зоны Френеля:

$$\Delta_x/r_* = \Delta_y/r_* = 2\pi \sqrt{z_0/(k_0 b^2)} \approx 18. \quad (13)$$

Далее выразим расстояние  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$  в интеграле (11) через декартовы координаты, используя приближённое соотношение  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \approx z_0 + z + (x^2 + y^2)/(2z_0)$ . В соответствии с этим выражением пределы интегрирования по переменной  $z$  будут зависеть от координат  $x$  и  $y$  как  $\{z_{\min}, z_{\max}\} \approx \mp cT/4 - (x^2 + y^2)/(2z_0)$ . Тогда интеграл (11) примет вид

$$E_1(t) = -A \frac{k_0^2 \omega_{p0}^2}{4\pi\omega^2} \frac{\Delta n_0}{n_0} \frac{\exp[i(2k_0 z_0 - \omega_0 t)]}{z_0^2} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_x f_y \exp[ik_0(x^2 + y^2)/z_0] dx dy \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \exp(2ik_0 z) \sin[2k_0(z \cos \alpha + x \sin \alpha)] dz. \quad (14)$$

Резонансные свойства структуры проявляются, если пространственный период зависимости  $\exp(ik_0 z)$  мало отличается от периода периодической структуры, т. е. выполняются условия синхронизма [21]. При нарушении синхронизма рассеянное поле практически исчезает. Представим в формуле (14) функцию  $\sin \varphi$  как  $[\exp(i\varphi) - \exp(-i\varphi)]/(2i)$  и при интегрировании по переменной  $z$  учтём лишь ту экспоненту, которая даёт наибольший вклад при малом безразмерном времени  $\alpha$ . В результате получим

$$E_1(t) = -iA \frac{\omega_{p0}^2}{16\pi c^2 k_0} \frac{\Delta n_0}{n_0} \frac{\exp[i(2k_0 z_0 - \omega_0 t)]}{z_0^2} \frac{\sin[k_0 cT \sin^2(\alpha/2)]}{\sin^2(\alpha/2)} J_x J_y,$$

где

$$J_x = \int_{-\infty}^{+\infty} f_x \exp\left(ik_0 \frac{x^2}{z_0} \cos \alpha - 2ik_0 x \sin \alpha\right) dx, \quad J_y = \int_{-\infty}^{+\infty} f_y \exp\left(ik_0 \frac{y^2}{z_0} \cos \alpha\right) dy. \quad (15)$$

Для простоты оценки интегралов (15) возьмём модельную диаграмму направленности в виде гауссова распределения с такой же шириной на половинной высоте, что и функции (12):  $f_x f_y = \exp[-(k_0 b)^2 x^2/(\pi z_0)^2] \exp[-(k_0 b)^2 y^2/(\pi z_0)^2]$ . Аналогичный приём использовался в работе [30], где гауссовой функцией аппроксимировалась форма пробного импульса, падающего на периодическую структуру. Вычисляя интегралы (15), получим

$$J_x J_y = \frac{i\pi z_0}{k_0 \cos \alpha} \exp\left[-\frac{ik_0 z_0 \sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \left(1 + \frac{4r_*^4}{\Delta_x^4 \cos^2 \alpha}\right)^{-1}\right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{k_0^2 b^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}{\pi^2} \left(1 + \frac{4r_*^4}{\Delta_x^4 \cos^2 \alpha}\right)^{-1}\right]. \quad (16)$$

При  $\cos \alpha \approx 1$  (см. выше) напряжённость поля рассеянного сигнала принимает вид

$$E_1(t) = A \frac{\omega_{p0}^2}{16\omega_0^2} \frac{\Delta n_0}{n_0} \frac{1}{z_0} \exp \left[ -i\omega_0 t + 2ik_0 z_0 \left( 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2} \right) \right] \times \\ \times \frac{\sin[k_0 c T \sin^2(\alpha/2)]}{\sin^2(\alpha/2)} \exp \left( -\frac{k_0^2 b^2 \sin^2 \alpha}{\pi^2} \right). \quad (17)$$

Из формулы (17) следует, что в результате вихревого движения среды при отражении квазимонохроматического сигнала от периодической структуры частота модулируется. Отклонение  $\Delta\omega$  от частоты  $\omega_0$  при  $\Omega t \ll 1$  изменяется по линейному закону  $\Delta\omega \approx (z_0/c)\omega_0\Omega^2 t$ . Это обстоятельство следует учитывать в эксперименте при анализе рассеянного сигнала.

#### 4. ОЦЕНКИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим выражение (17). В нём наибольший интерес представляет изменение амплитуды поля во времени. Изменение амплитуды определяется двумя последними множителями выражения (17), зависящими от безразмерного времени  $\alpha = \Omega t$ . Первый из них обусловлен зависимостью периода неоднородностей от времени (слагаемое  $2k_0 z \cos \alpha$  в выражении (7)) и интегрированием по координате  $z$  (вертикальная ось периодической структуры). Этот множитель имеет максимальное значение при  $\alpha = \Omega t = 0$ . С ростом параметра  $\alpha$  период неоднородностей изменяется, что ухудшает условия резонанса между ними и пробной волной. В результате амплитуда сигнала уменьшается и обращается в нуль при  $k_0 c T \alpha^2 = 4\pi$ . Учитывая малость параметра  $\alpha$ , последнее условие можно записать в виде  $\tau_z \approx T_V / (\pi\omega_0)$ . Характерное время нарушения синхронизма  $\tau_z$  существенно меньше периода рассматриваемого вихря:

$$\tau_z \Omega = 2 \sqrt{\frac{\pi}{k_0 c T}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \Delta z}} \ll 1. \quad (18)$$

Последний множитель в формуле (17) также зависит от времени. Он обусловлен зависимостью высоты максимумов структуры (7) от координаты  $x$ . Наличие такой зависимости нарушает синфазность волн, рассеянных периодическими неоднородностями при разных значениях  $x$ , что уменьшает амплитуду рассеянного поля. Характерное время этого процесса  $\tau_x$  мало по сравнению с периодом вращения вихря:

$$\tau_x \Omega = \frac{\pi}{k_0 b} \approx \frac{\lambda}{2b} \ll 1. \quad (19)$$

Для высоты  $z_0 = 90$  км и толщины  $\Delta z = 6$  км, соответствующих эксперименту, отношение  $\tau_x / \tau_z = \sqrt{3}$  превышает единицу. Следовательно, « $z$ -механизм» уменьшения поля срабатывает быстрее.

На рис. 5 приведена зависимость амплитуды рассеянного поля от безразмерного времени  $\alpha = \Omega t$ . Из графика видно, что рассеянное поле уменьшается по амплитуде в  $e$  раз при  $\Omega t^* = 0,075$ . Зависимость времени релаксации рассеянного сигнала  $\tau_V = t^*$  от периода вихря  $T_V = 2\pi/\Omega$  изображена на рис. 6.

Заметим, что в эксперименте релаксация периодических неоднородностей, обусловленная диффузией, происходит на высотах  $90 \div 100$  км за характерное время  $1 \div 2$  с и меньше. Чтобы рассмотренный здесь механизм давал такие времена изменения поля, период вращения вихря (как видно из рис. 6) не должен превышать  $80 \div 100$  с. Вихри с большими периодами будут приводить к большим временам релаксации, чем обусловленные диффузионными процессами, и не успеют внести заметного вклада в исчезновение рассеянного поля.

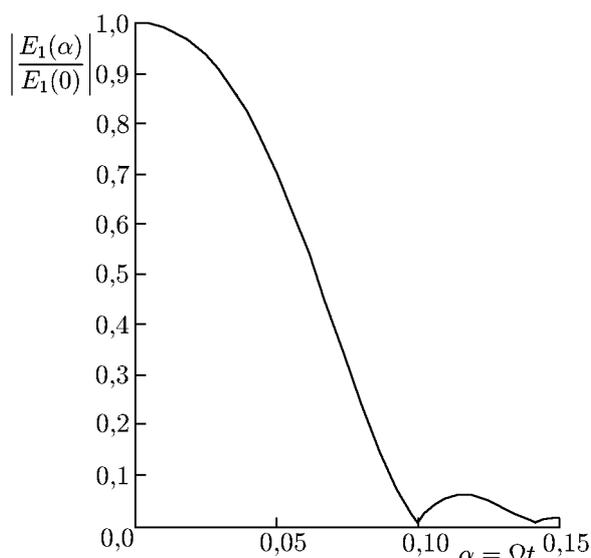


Рис. 5. Эволюция амплитуды рассеянного поля во времени

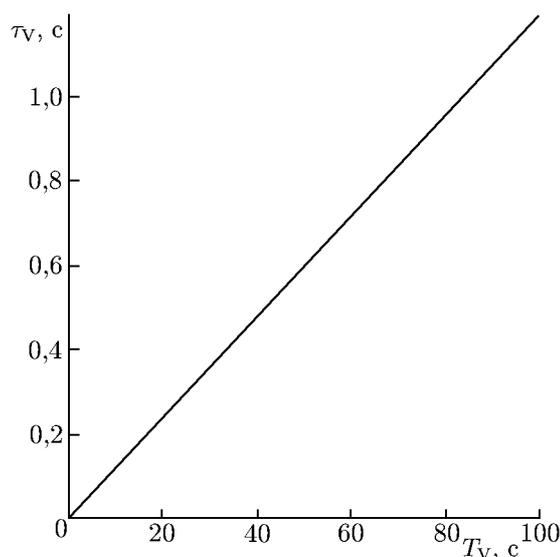


Рис. 6. Время релаксации поля  $\tau_v$  вследствие вихревого движения в зависимости от периода вихря  $T_v$

Согласно результатам диагностики ионосферы методом резонансного рассеяния на искусственных периодических неоднородностях, время релаксации  $\tau_t$  из-за влияния мелкомасштабной турбулентности (много вихрей в объёме рассеяния) может быть значительно меньше диффузионного времени  $\tau_d$  на высотах ниже турбопаузы. Важно найти критерий (если это возможно), по которому можно разграничить влияние на рассеивающую структуру мелкомасштабных турбулентных движений и крупномасштабных вихрей. Наличие такого критерия позволит применить результаты измерения турбулентной скорости к диагностике упорядоченных мезосферных структур.

Рассмотренная модель позволяет оценить влияние вихревого движения среды на релаксацию искусственных периодических неоднородностей. Недостатком данной модели является отсутствие завихрённости (спиральности), определяемой как  $H = \mathbf{V} \operatorname{rot} \mathbf{V}$ , где  $\mathbf{V}$  — вектор горизонтальной скорости. Величина  $H$  будет отлична от нуля, если к скорости  $\mathbf{V}$  в формуле (4) добавить постоянную составляющую  $\mathbf{V}_0 = V_0 \mathbf{j}$  вдоль оси вихря. Кроме того, более сложной задачей является учёт движения вихря вдоль оси  $y$  с некоторой заданной скоростью, а также учёт мелкомасштабных движений среды со скоростью  $V_t$ . Предполагается, что учёт таких движений даст поправки к полученному результату и позволит получить более реальную картину влияния вихревого движения на процесс релаксации искусственных периодических неоднородностей.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью исследований являлась экспериментальная диагностика вихревых упорядоченных структур на высотах мезосферы и нижней термосферы, подобных тем, что возникают при распространении внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях в атмосферном пограничном слое. Для этого была решена задача о влиянии турбулентного вихря на время релаксации искусственной периодической структуры в ионосфере. Предполагается, что ось вращения вихря перпендикулярна оси периодической структуры.

Такой характер движения среды приводит к тому, что периодическая структура электрон-

ной концентрации (искусственные периодические неоднородности) ориентированна в начальный момент по вертикальной координате  $z$  и далее с течением времени  $t$  приобретает вид  $\Delta\tilde{n}(t, x, z) = \Delta n_0 \sin[2kz \cos(\Omega t) + 2kx \sin(\Omega t)]$ , где  $\Omega$  — угловая скорость вращательного движения среды. Из-за этого меняется как пространственный период, так и фаза  $2kx \sin(\Omega t)$  искусственных периодических неоднородностей, что нарушает условие синхронизма, т. е. ухудшает условия резонансного рассеяния радиоволн этими неоднородностями. В результате время жизни периодической структуры  $\tau_V$  обусловлено с вихревым движением среды.

Найдено условие  $\Omega\tau_V \geq 0,1$ , при котором вихревое движение существенно влияет на релаксацию неоднородностей, обусловленную амбиполярной диффузией и прохождением внутренних гравитационных волн. Из этого условия следует, что при частоте вращательного движения  $\Omega = 0,08 \text{ с}^{-1}$  время жизни неоднородностей составляет  $\tau_V = 1 \text{ с}$ . При увеличении частоты  $\Omega$  вихревое движение разрушает периодическую структуру за меньшее время, т. е. быстрее, чем это происходит вследствие диффузии. В  $E$ -области ионосферы релаксация неоднородностей происходит вследствие амбиполярной диффузии со средним временем релаксации неоднородностей 1 с, поэтому период вихря, нарушающего синхронизм, не должен превышать 80 с. Таким образом, время пропадания рассеянного сигнала — время релаксации неоднородностей — становится меньше 1 с при наличии вихрей с периодом вращения меньше 80 с.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-97067, 13-05-00511 и 13-02-12074).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.
2. Sprites, elves and intense lighting discharges: NATO Science Series. V. 255 / Ed. by M. Fullekrug, E. Mareev, M. Rycroft. Dordrecht, 2006. 398 p.
3. Физика атмосферы: электрические эффекты, радиофизические методы исследований: Труды совещания по программе ОФН и ОНЗ РАН / Под ред. Г. С. Голицына, Е. А. Мареева. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2003. 76 с.
4. Гершман Б. Н., Игнатъев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования спорадического слоя  $E_s$  на разных широтах. М.: Наука, 1976. 108 с.
5. Whitehead J. D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1989. V. 51. No. 5. P. 401.
6. Mathews J. D. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 1998. V. 60, No. 4. P. 413.
7. Roddy P. A., Earle G. D., Svenson C. M., et al. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. no. L19808.
8. Hall C. M., Meek C. E., Manson A. N. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 1998. V. 60, No. 4. P. 437.
9. Калгин Ю. А., Данилов А. Д. // Геомагнетизм и аэрномия. 1993. Т. 33, № 6. С. 119.
10. Fritts D. C., Alexander M. J. // Rev. Geophys. 2003. V. 41, No. 1. P. 1003.
11. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974. 256 с.
12. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
13. Zilitinkevich S. S. // Q. J. Roy. Meteorol. Soc. 2002. V. 128, No. 581. P. 913.
14. Зилитинкевич С. С. // Труды XII конф. молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» — ВШФФ-2011. ИСЗФ СО РАН, 2011. С. 20.
15. Чхетиани О. Г., Шалимов С. Л. // Докл. РАН. 2010. Т. 431, № 1. С. 113.
16. Чхетиани О. Г., Шалимов С. Л. // Геомагнетизм и аэрномия. 2013. Т. 53, № 2. С. 187.
17. Хантадзе А. Г. // Геомагнетизм и аэрномия. 1970. Т. 10, № 2. С. 351.
18. Хантадзе А. Г., Шарадзе З. С. Волновые возмущения в ионосфере. Алма-Ата: Наука, 1980. С. 143.
19. Larsen M. F., Hysell D. L., Zhou Q. H., et al. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. Art. no. A06321.

20. Hysell D. L., Yamamoto M., Fukao S. // *J. Geophys. Res. A.* 2002. V. 107, No. 11. P. 1360.
21. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачёва А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. 155 с.
22. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1995. Т. 35, № 2. С. 99.
23. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Коротина Г. С. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1996. Т. 36, № 5. С. 180.
24. Hocking W. K. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58, No. 6. P. 735.
25. Hall C. M., Meek C. E., Manson A. N. // *J. Geophys. Res. D.* 1998. V. 103, No. 22. P. 28627.
26. Гершман Б. Н., Рыжов Ю. А. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1983. Т. 26, № 10. С. 1210.
27. Лапин В. Г. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1994. Т. 34, № 2. С. 161.
28. Григорьев Г. И., Денисов Н. Г., Тамойкин В. В. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1990. Т. 33, № 3. С. 263.
29. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Мареев Е. А., Тёрина Г. И. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1983. Т. 26, № 5. С. 625.
30. Беликович В. В., Мареев Е. А. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1987. Т. 30, № 7. С. 852.
31. Hocking W. K. // *Adv. Space Res.* 1987. V. 7, No. 10. P. 171.
32. Хайнс К. О. // *Термосферная циркуляция.* М.: Мир, 1975. С. 85.
33. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1997. Т. 40, № 3. С. 308.
34. Винниченко Н. К., Пинус Н. З., Шмелер С. М., Шур Г. Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
35. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
36. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 464 с.

Поступила в редакцию 20 ноября 2013 г.; принята в печать 26 мая 2014 г.

**ON THE IMPACT OF EDDY MOTIONS IN THE MESOSPHERE  
AND LOWER THERMOSPHERE ON THE EVOLUTION OF THE SIGNAL  
SCATTERED BY ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES**

*N. V. Bakhmet'eva, G. I. Grigor'ev, and V. G. Lapin*

The main objective of this study is experimental diagnostics of eddy ordered structures at the altitudes of the mesosphere and upper thermosphere, such as those that occur when internal gravity waves propagate in stratified flows in the atmospheric boundary layer. To this end, we consider the impact of eddy motions in the mesosphere and lower thermosphere during relaxation of the signal scattered by periodic irregularities. The irregularities are created by a standing wave when the ionosphere is heated by high-power HF radio waves. A model of a uniform eddy with sizes exceeding the scattering volume is used. A relation between the eddy period and the characteristic time of relaxation of scattered signal, for which the synchronism of the waves scattered by a periodic structure is broken, is found. This, in turn, decreases the amplitude of the scattered signal and its relaxation time. Experimental data on atmospheric turbulence obtained by the resonant scattering technique are presented.