

## К ОЦЕНКЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АПС ПРИ ОТСУТСТВИИ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА НА ПОВЕРХНОСТИ

### Введение

В настоящее время акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя (АПС) все более уверенно занимает свое место среди других методов контроля окружающей среды [1]. Особенности АПС, как объекта контроля, включают в себя такие факторы как значительные размеры, сложность структуры, динамику изменений. Поэтому контроль параметров АПС предполагает использование дистанционных средств с высоким быстродействием и информационной способностью. Акустическое зондирование (АЗ) в значительной мере соответствует этим требованиям [2]. Системы АЗ, выполненные на современном техническом уровне, позволяют получить большие объемы первичной информации из удаленных точек пространства [3,4]. Однако, несмотря на это, объемы полезной информации, извлекаемой из отраженного сигнала, до сих пор нельзя считать удовлетворительными. Одной из основных причин можно назвать отсутствие эффективных методов обработки сигналов. При этом сказывается недостаточный уровень анализа физических факторов, необходимый для формирования математических моделей.

Целью данной работы является оценка влияния некоторых физических параметров, которые ранее учитывались не в полной мере. Поскольку работа носит предварительный характер, то рассматриваются только качественная сторона вопроса, а оценка соотношения вкладов физических механизмов дается по порядку величин.

### Целевой анализ современных представлений

Отсутствие прямого перехода от строгих уравнений гидродинамики, описывающих ламинарное движение, к уравнениям турбулентных потоков, вызвало необходимость создания практически новой теории, в основе которой используются дополнительные гипотезы, сформулированные на основании опыта и «здравого смысла». Целью такой теории стало описание статистических свойств потоков [5]. Наиболее успешно эти гипотезы позволили описать динамику потока в инерционном интервале, в котором структуру полей можно считать автомодельной. Постулируя подобие структуры в некотором диапазоне масштабов, пришли к идее ее описания функциями от безразмерных величин, определяющих физические параметры среды и макроскопические свойства потока (гипотезы Колмогорова, Обухова [6]). Полученные степенные зависимости между энергетическими и пространственными характеристиками в диапазоне нескольких порядков совпадают с лабораторными данными. То же можно сказать и о данных натуральных наблюдений в АПС, хотя в этих условиях полный контроль эксперимента осуществить значительно сложнее [2]. Несколько хуже описывается интервал диссипации. Но наиболее сложно описать энергетический интервал, в котором происходит переход энергии основного потока в энергию турбулентных движений [7].

Нельзя сказать, что данный подход исчерпал себя, и он продолжает развиваться [8], но сейчас внимание уделяется и другим. В настоящее время совершенствуется математическое описание нелинейных объектов [9]. Использование современных математических представлений существенно усложняет математический аппарат, но лучше отвечает физике процессов. В частности, представление фрактальных структур, к которым, безусловно, относится и турбулентность, дифференциальными операторами нецелой размерности приводит к уравнениям, которые более адекватно описывают системы с произвольным или, даже, функциональным соотношением консервативных и диссипативных процессов и внутренним изменением масштабов [10]. Однако и этот подход по-прежнему не дает полного представления о физических механизмах, действующих в турбулентных потоках.

В целом в теоретических основах динамики турбулентных потоков нелинейный фактор учитывался давно (например, работы Лайтхилла 1952, 1954 [5]). Анализируя порождение звука вихревыми гидродинамическими потоками «несжимаемой жидкости», ввели «дополнительные пульсации давления», возникающие из пульсаций скорости в соответствии с уравнением Пуассона. Они как раз и представляют «значимый эффект второго порядка», связанный с взаимодействием вихревой компоненты поля скорости с самой собой [5]. Однако, при решении задачи обратного рассеяния (отражения) звука, которое наиболее часто используется при АЗ, этот фактор не учитывают. Даже в сложных для анализа случаях движения границы доминирует приближение несжимаемой среды [11], тем более, что на самих сдвигах скорости потока при строгом подходе отражение назад равно нулю [8,12]. К тому же, следствием такого подхода стало исключение из рассмотрения сил, определяющих само хаотическое движение.

### Постановка задачи и условия решения

В общем случае при анализе процессов в АПС необходимо рассматривать силовые и энергетические характеристики с учетом второго начала термодинамики. Но здесь ограничимся только их взаимосвязью с уже заданными параметрами движения.

Отсутствие внешних источников тепла не исключает изменение температуры при адиабатическом движении. Поскольку для АПС можно пренебречь теплопроводностью воздуха, то можно считать, что поля давления и плотности адиабатически связаны между собой. Так же как и в большинстве случаев можно считать, что дивергентные составляющие движения малы, по сравнению со сдвиговыми и вращательными. Но, в отличие от традиционного подхода, не будем приравнивать их нулю. Такой поток можно считать бездивергентным в первом приближении. Будем так же считать, что для звуковых волн справедливо приближение однократного рассеяния.

Связь между полем отраженного сигнала и неоднородностями температуры для разных состояний АПС достаточно хорошо изучена и наблюдается в экспериментах (рис. 1).

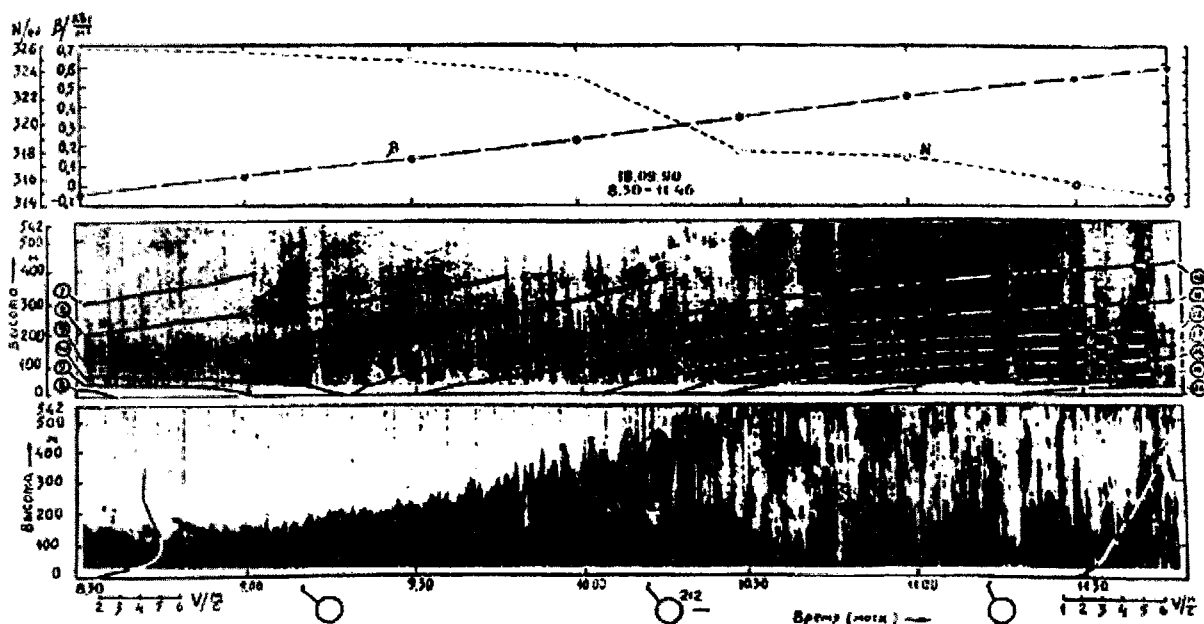


Рис. 1. Разрушение ночной инверсии (сентябрь, устойчивый антициклон)

Эти результаты получены в рамках исследования условий РРВ, проводимых в ПНИЛ ЗА [13]. На верхнем рисунке ход индекса показателя преломления  $N$  и актинометрические данные  $\beta$ , посередине – структура вертикальных потоков по данным АЗ и высотное поле темпе-

ратуры по данным РАЗ, внизу эхограмма акустического сигнала и высотный ход ветра (РАЗ), ниже рисунков значками показаны облачность и приземный ветер. Так как ветер был слабый (1...3 м/с) можно сказать, что эхограммы формировались изменениями температуры, причем вначале сеанса (до 09<sup>30</sup>) ночной инверсией, в конце (после 10<sup>30</sup>) – конвекцией в АПС. Поскольку в АПС неоднородность потока обычно содержит и ветровую, и температурную составляющую, к тому же ветровая не имеет прямого действия, то ее вклад маскируется рассеянием на неоднородностях температуры (эхограмма на рис.1, время 10<sup>30</sup>...12<sup>00</sup>) и при анализе сигналов АЗ обычно учитывают лишь неоднородности температуры [2,6,8]. Таким образом, говоря об иных механизмах отражения, необходимо сравнивать их действие с температурным.

Хаотическое движение сплошной среды подразумевает наличие хаотического поля сил, приводящих к изменениям скорости отдельных участков или выделенных объемов. Если отсутствуют внешние силовые поля, то такое поле сил может быть обусловлено только хаотическим полем давления. Поскольку в настоящее время сдвиговые и вращательные движения изучены более тщательно, то в данной задаче их можно выбрать в качестве исходных данных.

### Сравнительная оценка величины отраженного сигнала

Уравнение для акустического давления отраженного поля  $p_{s1}$  в приближении однократного рассеяния при известном падающем  $p_s$  имеет вид [14]:

$$\nabla^2 p_{s1} - \frac{\rho_0}{\gamma p_0} \frac{\partial^2 p_{s1}}{\partial t^2} = \frac{\text{grad } \rho}{\rho_0} \text{grad } p_s . \quad (1)$$

где  $p_0$  и  $\rho_0$  – средние значения давления и плотности среды;  $\gamma$  – адиабатическая постоянная.

В правой части представлена интенсивность источников отраженного поля. Таким образом, задача оценки величины отраженного сигнала сводится к оценке изменений  $\rho$ , вызванных изменением температуры  $\rho_T$  и изменением скорости  $\rho_v$ .

При адиабатических процессах флуктуации плотности, определяемые малыми флуктуациями температуры  $\Delta T$  относительно среднего значения  $T_0$ , в соответствии с [15], связаны между собой как

$$\frac{\Delta \rho_T}{\rho_0} = - \frac{\Delta T}{T_0} . \quad (2)$$

Турбулентные флуктуации плотности основного потока определяются дивергенцией его скорости. Дивергенция потока приводит одновременно к флуктуациям плотности и давления. Для адиабатических процессов в однородном гравитационном поле эта связь определяется как:

$$\frac{\Delta \rho_v}{\rho} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta p_v}{p} . \quad (3)$$

Оценку отражений по порядку величин можно провести на основании наиболее простой динамической модели. Будем считать, что турбулентный поток состоит из цилиндрических вихрей (рис.2 а, б). Вихри имеют некоторый диапазон масштабов, и будем считать, что внутренние вихри движутся вместе с тем, который их объединяет, как это показано на рис.2. в. Для численной оценки нужно выбрать флуктуации параметров, которые наиболее характерны для АПС Земли, при метеоусловиях, соответствующих целям работы. Для них можно вы-

брать: радиус вихря  $R_B = 50 \text{ м}$ ; скорость движения ветровых флуктуаций  $v_{\max} = 5 \text{ м/с}$  и для конвективных условий разность температур на противоположных сторонах вихря  $-3^\circ \text{ С}$ .

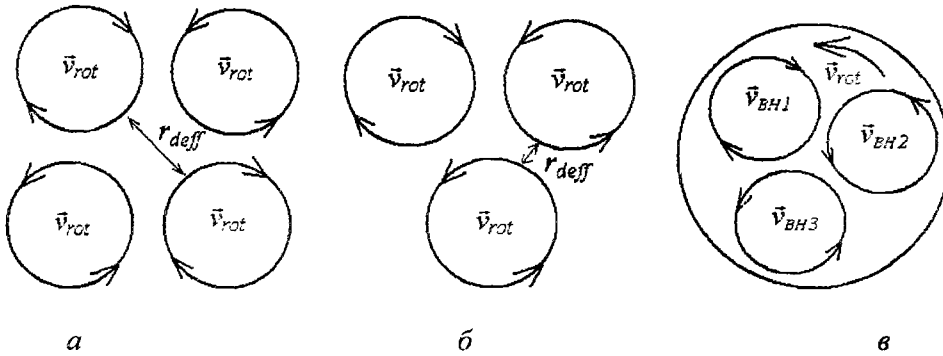


Рис. 2. Схемы расположения вихрей

Так как несжимаемая компонента движения поставлена в условие задачи, то изменение давления вызывают центробежные силы массы вращающегося воздуха. В сплошной вязкой среде сам вихрь не является единым целым, поэтому примем, что угловая скорость вращения массы воздуха уменьшается от центра к периферии по закону косинуса:  $\omega(r) = \omega_0 \cos\left(\frac{\pi r}{2 R_B}\right)$ , где  $\omega_0$  – угловая скорость в центре. Линейная скорость равна  $v(r) = r \omega(r)$ , а максимальное ее значение равно  $v_{\max} = 0,357 r \omega_0$  будет на окружности радиуса  $r = 0,55 R_B$ . При выбранных значениях угловая скорость движения вихря  $\omega_0 = 0,28 \text{ рад/с}$ .

Центробежное ускорение

$$a_{\text{ц}} = \omega^2 r . \quad (4)$$

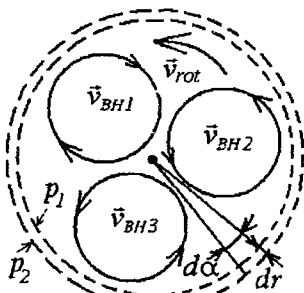


Рис. 3. К определению поля сил

Не углубляясь в структуру самого вихря, запишем силу, действующую на элементарный объем (рис.3) как:

$$F_{\text{ц}} = r^2 \omega^2 \rho d\alpha dr dz . \quad (5)$$

Этого приближения для поставленной задачи будет достаточно, так как оно справедливо для вихрей, имеющих размеры внутреннего масштаба турбулентности и более.

При отсутствии внешних сил  $F_{\text{ц}}$  определяется только разностью давлений на внешней и внутренней окружности ( $p_2 - p_1$ ):

$$F_{\text{ц}} = (p_2 - p_1) r d\alpha dz . \quad (6)$$

Откуда для градиента давления получим соотношение:

$$\frac{dp}{dr} = r \omega^2 \rho . \quad (7)$$

Считая плотность воздуха,  $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$ , и подставляя выбранные численные значения параметров в (2)-(7) имеем:  $\left| \frac{\Delta p_T}{\rho_0} \right| \approx 10^{-4}$  и  $\left| \frac{\Delta p_v}{p} \right| = 2 \cdot 10^{-6}$ .

Диапазон изменений метеорологических величин в АПС: изменение скорости ветра, содержания водяного пара, пульсации температуры, давления – может составлять несколько порядков [16]. Амплитуда принимаемого сигнала при АЗ также меняется в широком диапазоне значений. Поэтому можно считать, что развитие методов анализа акустических сигналов и дальнейший прогресс технических средств зондирования позволит получать информацию о состоянии АПС при температурно нейтральной подстилающей поверхности.

### Выводы

Можно ожидать, что при достаточно сильном ветре, определяемым синоптическими процессами, и отсутствии прогрева поверхности, интенсивность отраженного сигнала может быть достаточной для уверенной регистрации его параметров и последующим выделением полезной информации.

В данном исследовании не ставилась цель определить пространственную структуру коэффициента отражения. Можно лишь сказать, что размер вихря обратно пропорционален волновому числу спектра турбулентности. Но очевидно, что простой перенос известных методов анализа здесь будет весьма грубым приближением, и с учетом уже сделанных, может привести к существенным ошибкам. Поэтому методика извлечения полезной информации и, вероятно, само ее содержание, должны отличаться от того, которые приняты для потока с температурными неоднородностями.

**Список литературы:** 1. *ISARS 2010*. [Электронный ресурс] / The 15th International Symposium of the International Society of Acoustic Remote Sensing of the Atmosphere and Oceans, Paris, June 2010. Home page – в свободном доступе: <http://www.isars2010.uvsq.fr/index.php>. 2. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. – Томск: Изд. СО РАН, 2001. – 278 с. 3. *Содар VT-1*. [Электронный ресурс] / С.-Петерб. ООО «СЕНС-ОПТИК»: [http://www.ecmoptec.ru/index.php?device&cat\\_device\\_id](http://www.ecmoptec.ru/index.php?device&cat_device_id) 10.2008 г. 4. *Юшков В.П.* Акустическое зондирование приземного слоя атмосферы [Электронный ресурс] / М.: МГУ, 2008г.: [http://atm563.phys.msu.ru/rus/text\\_direct.htm#dr\\_ilushin](http://atm563.phys.msu.ru/rus/text_direct.htm#dr_ilushin) – 2009г. 5. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. – Ч.1. – М.: Наука, 1965. – 640с. – Ч. 2. 1967. – 720с. 6. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с. 7. *Турбулентность. Принципы и применения* / Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. – М.: Мир, 1980. – 536 с. 8. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. – М.: Наука, 1992. – 208 с. 9. *Фрик П.Г.* Турбулентность: подходы и модели. – Ижевск: Изд. ИКИ, 2003. – 292 с. 10. *Жанабаев З.Ж., Иманбаева А.К.* Мультифрактальные закономерности турбулентного теплообмена // *Нелинейный мир*. – 2007, т.5, №6. – С.369-372. 11. *Горбань И.И.* Отражение и преломление акустических лучей на подвижной границе раздела сред // *Акустичний вісник*. – 2004. – Т. 7, N 2. – С. 36–41. 12. *Панченко А.Ю.* Отражение акустических волн от плоской струи // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* – 2002. – Вып. 130. – С. 68-71. 13. *Ulyanov Yu. N., Maksimova N. G., Panchenko A. Yu.* On the Use of Acoustic and Radioacoustic Methods of ABL Remote Sensing for Assessment of Radiowave Propagation Conditions // *J. Telecommunications and Radio Engineering*, 2006, 12 p. 14. *Панченко А.Ю.* Особенности использования метода однократного рассеяния акустических волн в слабонеоднородных газовых средах // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* – 2002. – Вып. 129. – С. 110-114. 15. *Савельев И.В.* Курс общей физики. – Т.1. – М.: Наука, 1970. – 512 с. 16. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1969. – 647 с.