

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

СЕРГЕЙ НИКОЛАЕВИЧ КУЛИЧКОВ

ИФА им. А.М. Обухова РАН



АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ЗОНДИРОВАНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ *ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА*

♦ Акустический метод зондирования атмосферы является бистатистическим методом, основанном на явлении дальнего распространения звука (на расстояния в сотни и тысячи километров от источников (взрывы, извержения вулканов, микробаромы)

♦ **Активные исследования (конец 19-го - 50-е годы 20-го века)**

Средние профили температуры и ветра в стратосфере

♦ **Инфразвуковой мониторинг ядерных взрывов (50-80-е годы 20-го века)**

Созданы сети инфразвуковых станций

♦ **Создание сети инфразвукового мониторинга Договора о Всеобъемлющем Запрещении Ядерных Испытаний (ДВЗЯИ-СТВТО)**

(90-е годы 20-го века – н.в.)

Возрождение акустического метода зондирования средней атмосферы

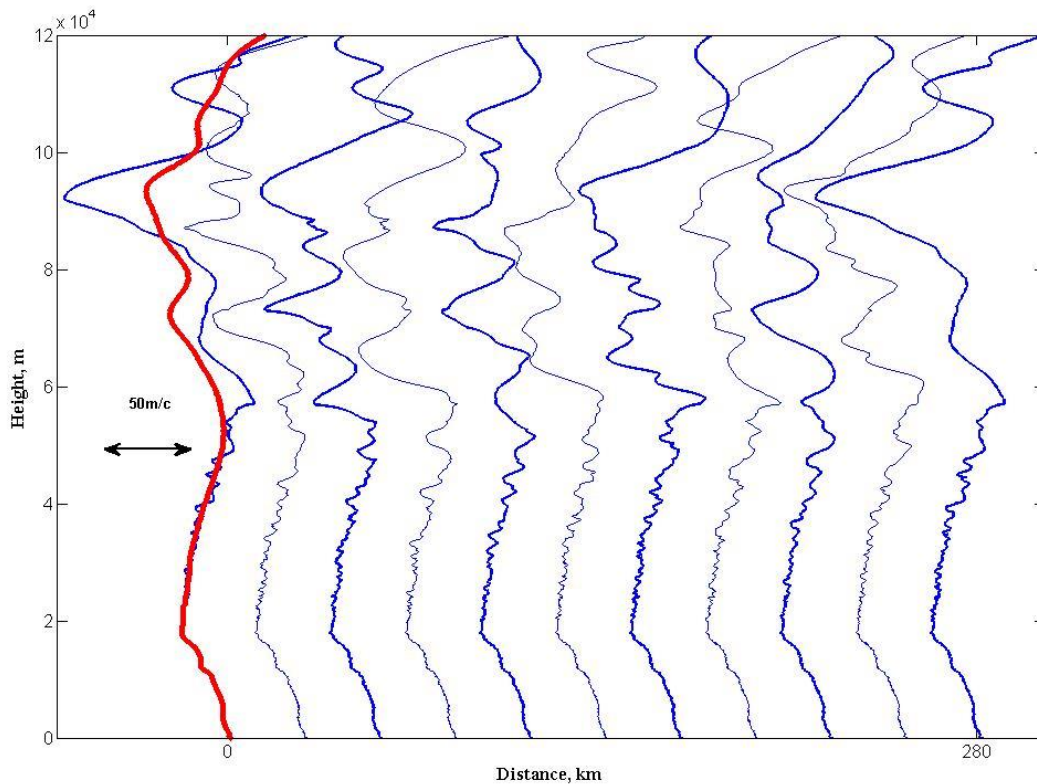
♦ **Исследование тонкой структуры атмосферы на основе теории дальнего распространения звука в слоистой атмосфере.**

ВВЕДЕНИЕ

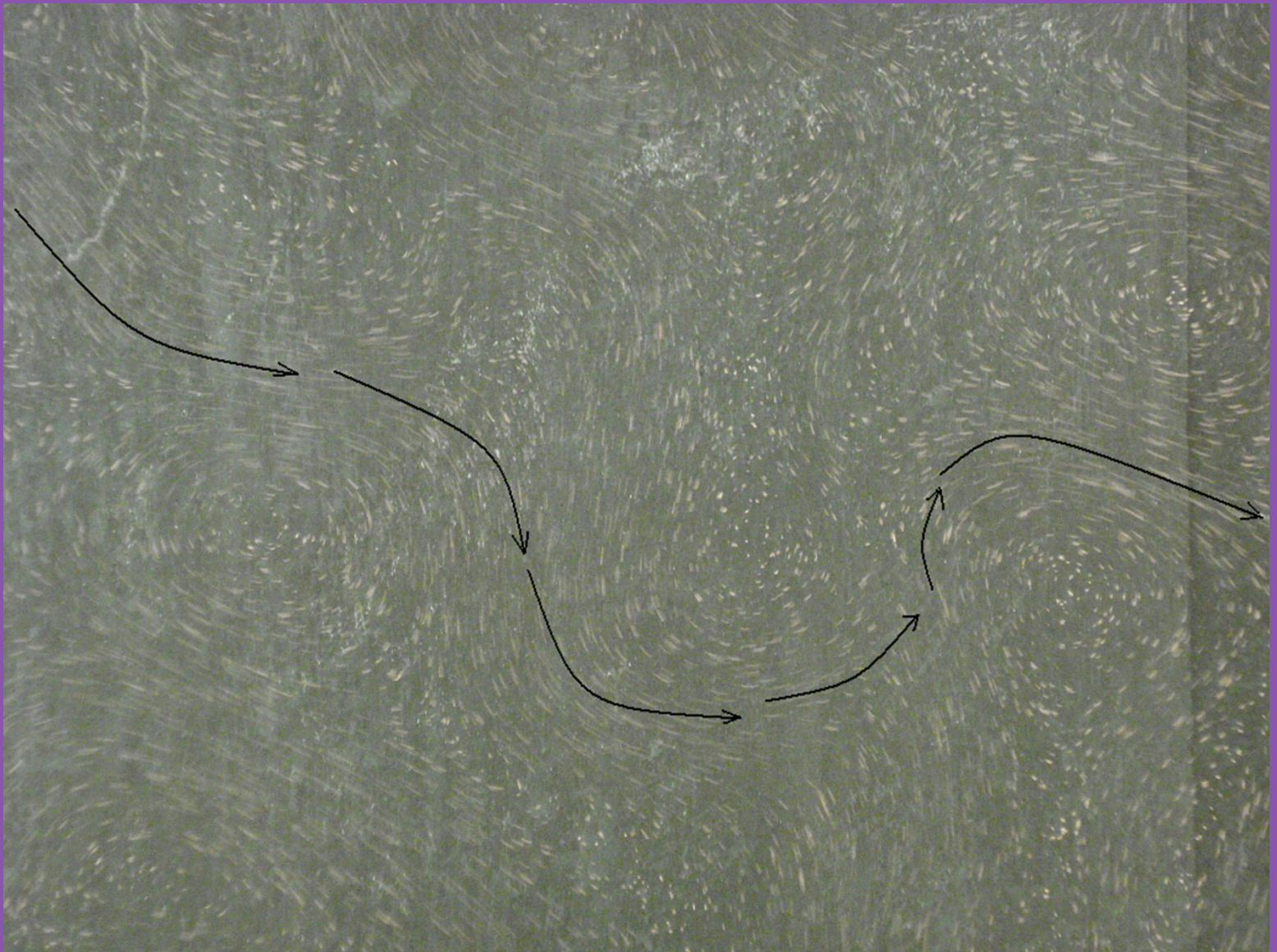
- ◆ **Фундаментальные знания о строении атмосферы, полученные за последние десятилетия в России и за рубежом указывают на существование в ней анизотропной турбулентности - долгоживущих и спорадически возникающих тонкослоистых структур с вертикальными масштабами от десятков метров до единиц километров; горизонтальные масштабы в десятки и сотни раз превышают вертикальные; имеющих значительные (на порядок превышающие средние) вертикальные градиенты температуры и ветра (десятки градусов и метров в секунду на километр)**
- ◆ **Такие структуры заполняют весьма протяженные области высот и оказывают существенное влияние на: динамику атмосферы, генерируя непрогнозируемые течения; перенос примесей; распространение акустических, оптических и радиоволн.**

♦ Такие структуры заполняют весьма протяженные области высот и оказывают существенное влияние на: динамику атмосферы, генерируя непрогнозируемые течения; перенос примесей; распространение акустических, оптических и радиоволн.

♦ вертикальный h и горизонтальный ℓ размеры неоднородностей $h \sim 10\text{ м} \dots 10\text{ км}$ $\ell = n \times h$ ($n \sim 10-100$)



♦ профиль g_2s
(красная линия)



**Прослеживается появление струйного переноса.
Режим анизотропной турбулентности.
Струйный перенос примеси по диагонали кюветы.**

- ◆ Тонко-слоистая структура на высотах верхней атмосферы (условно, 20÷130 км) исследуется в основном оптическими и радиофизическими методами.
- ◆ Эти методы достаточно хорошо методически проработаны, но имеют ряд физических ограничений.
- ◆ В них определяются лишь абсолютные значения температуры и ветра осредненные по области высот 100 ÷ 500 м за достаточно продолжительный интервал осреднения во времени.
- ◆ Толщины областей осреднения по вертикали сравнимы с вертикальными масштабами самих исследуемых тонко-слоистых структур, что, очевидно, не позволяет корректно определять вертикальные градиенты измеряемых величин внутри и на границах слоев.
- ◆ Существенные ограничения радиофизических методов в области высот 30-60 км связаны также с недостаточной турбулизированностью атмосферы и незначительной электронной концентрации.

◆ Нами, впервые, было предложено, теоретически проработано и экспериментально реализовано новое направление изучения атмосферы – **ДИСТАНЦИОННОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ТОНКОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ НИЖНЕЙ И ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ (ВЫСОТЫ 0÷1КМ И 20÷130 КМ).**

◆ Впервые, акустическим методом обнаружено наличие в атмосфере долгоживущих тонко-структурных слоистых неоднородностей температуры и ветра, **характерных для ВСЕХ времен года, для различных областей по Земному Шару** и имеющих аномально большие, на порядок превышающие средние, значения вертикальных градиентов температуры и ветра

◆ **Принципиальным** отличием

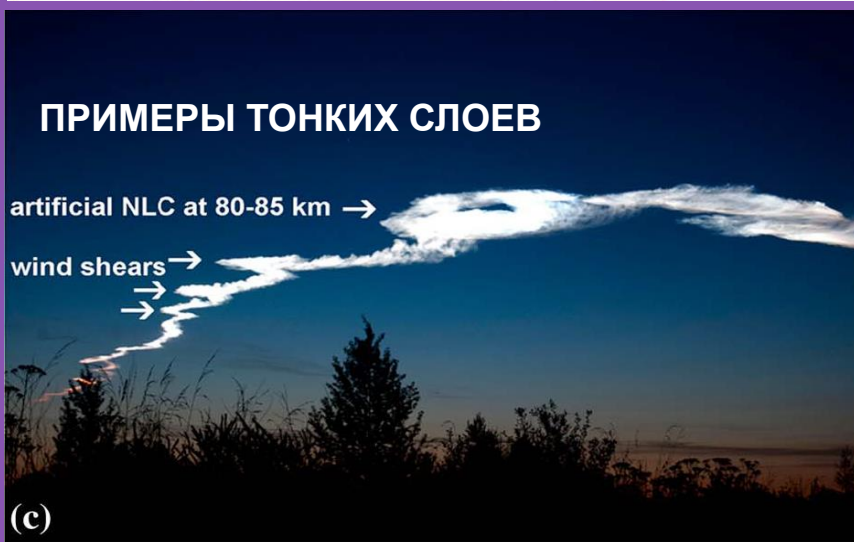
предложенных нами акустических методов от традиционных является использование

прямой взаимосвязи между характеристиками регистрируемого отраженного от тонких атмосферных неоднородностей сигнала и вертикальными градиентами температуры и ветра в этих слоях.

◆ Указанное позволяет получить информацию о **«МГНОВЕННЫХ»**, а не осредненных, как в других методах, вертикальных профилях температуры и ветра.

◆ При этом, акустический метод не имеет ограничений для использования в наименее исследованной области на высотах 30÷60 км.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА АТМОСФЕРЫ

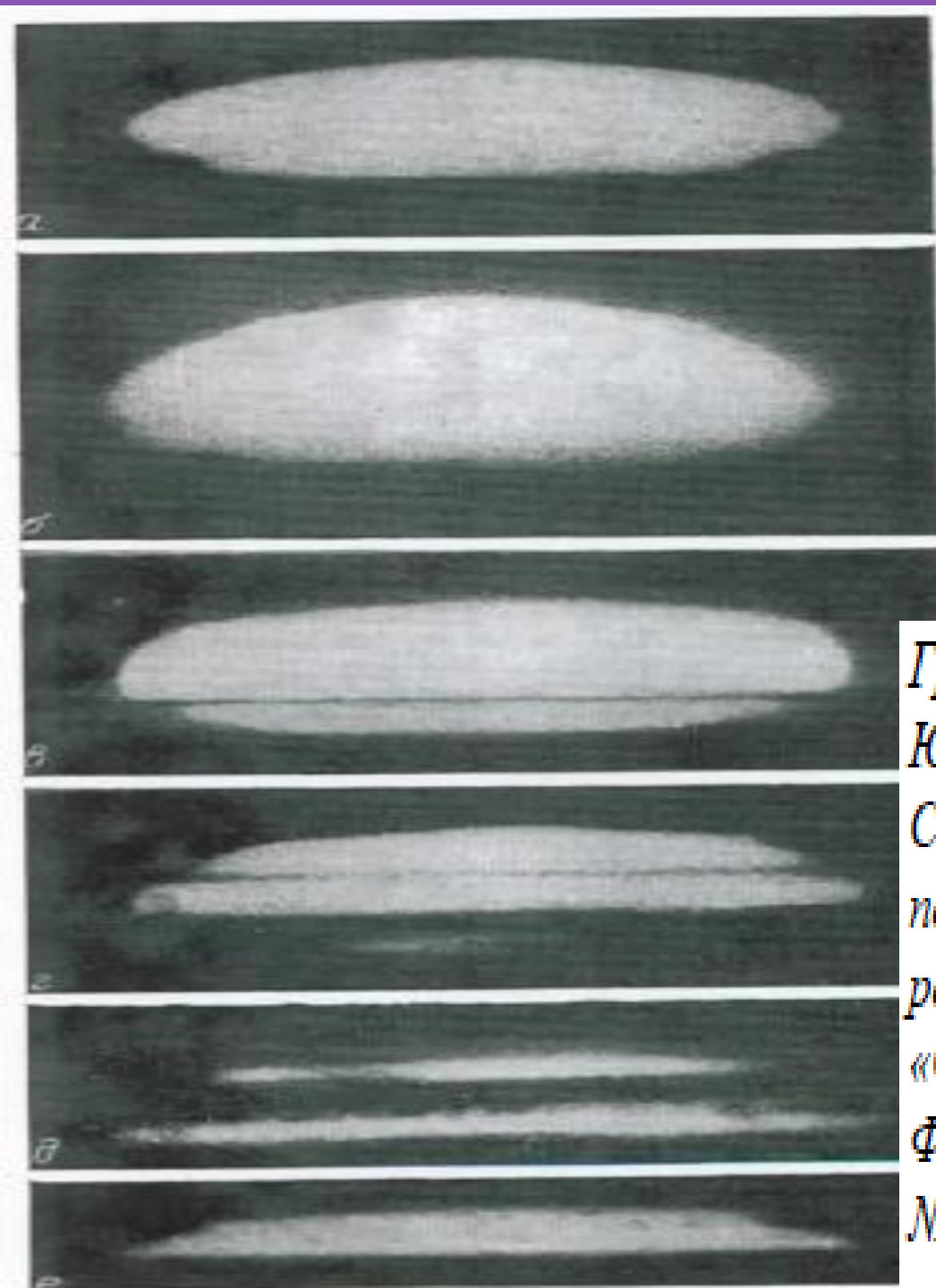


След от ракеты с кораблем «СОЮЗ» запущенной 21:53 UT

21 Мая 2009 года с космодрома Плесецк:

(a) 204 с, (b) 253 с, (c) 610 с, (d) 19 мин. 39 сек.

P. Dalin, V. Perminov, N. Pertsev et al. «Optical studies of rocket exhaust trails and artificial noctilucent clouds produced by Soyuz rocket launches»/JGR, VOL. 118, 7850–7863, 2013

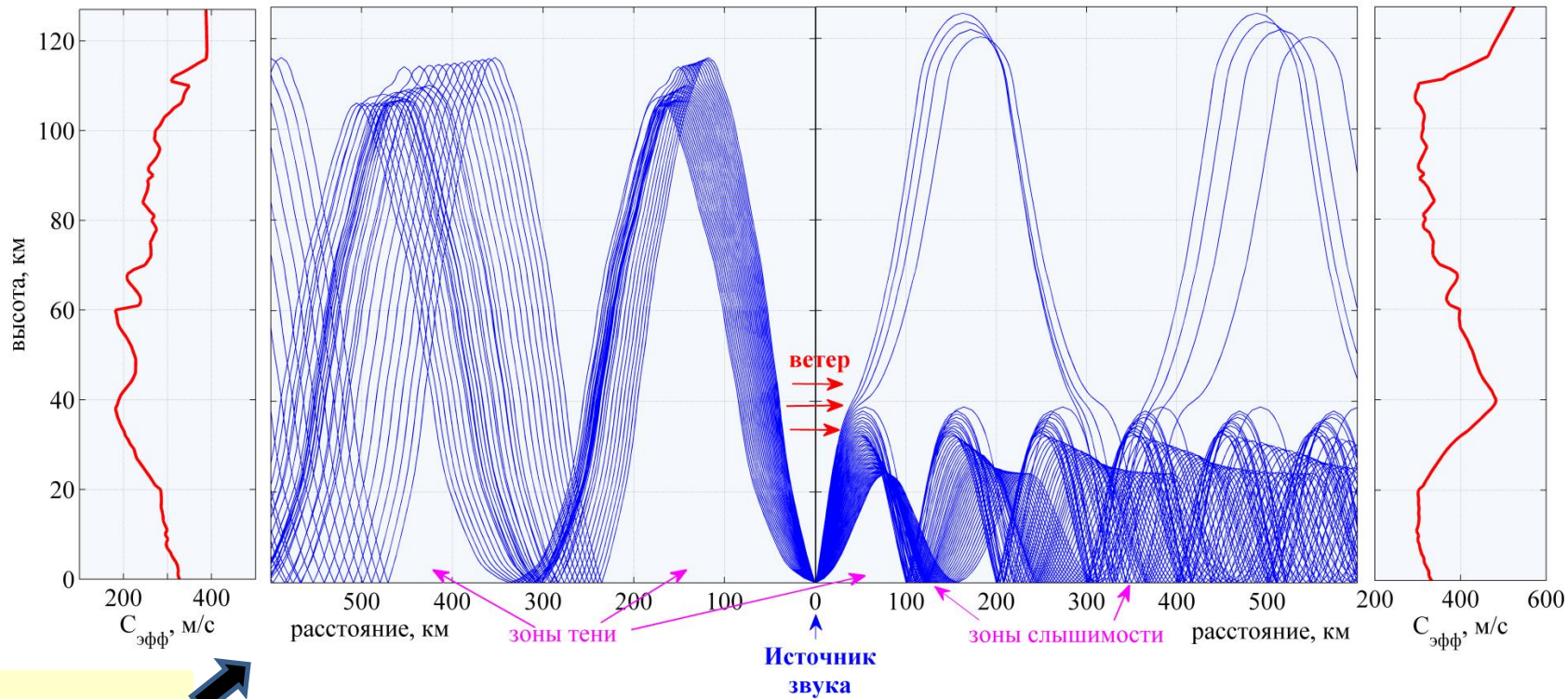


Гречко Г.М., Гурвич А.с., Романенко Ю.В., Соколовский С.В., Татарская М.С.
Слоистая структура температурного поля в атмосфере по измерениям рефракции с орбитальной станции «Салют-6» // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981.Т.17. № 2. С.115-122

АКАДЕМИК

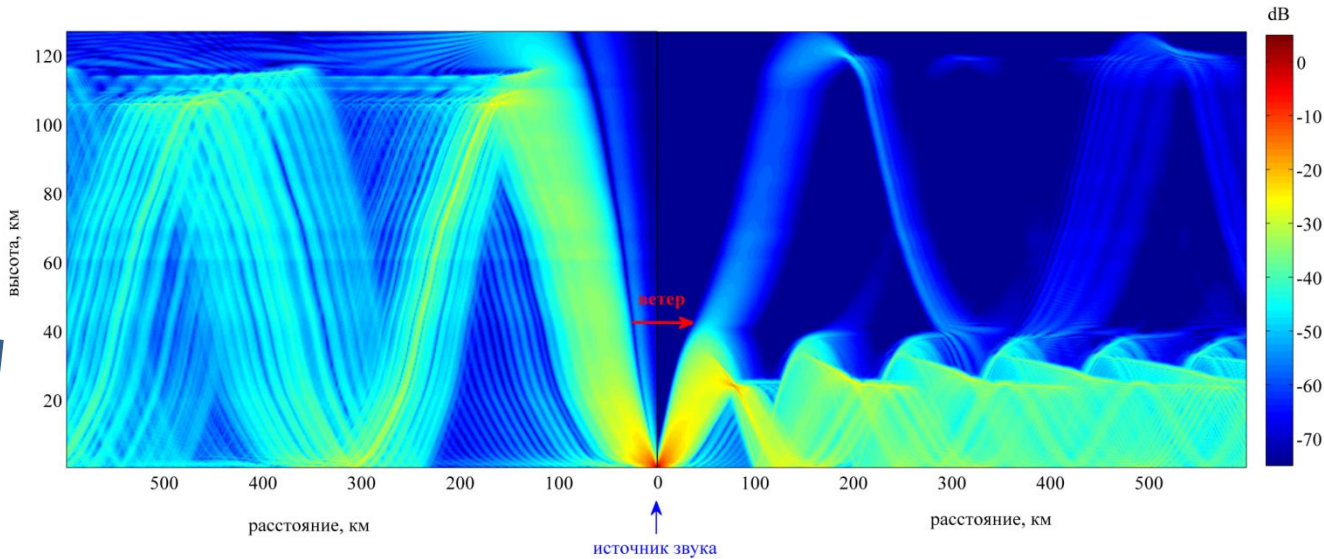
Александр Михайлович Обухов



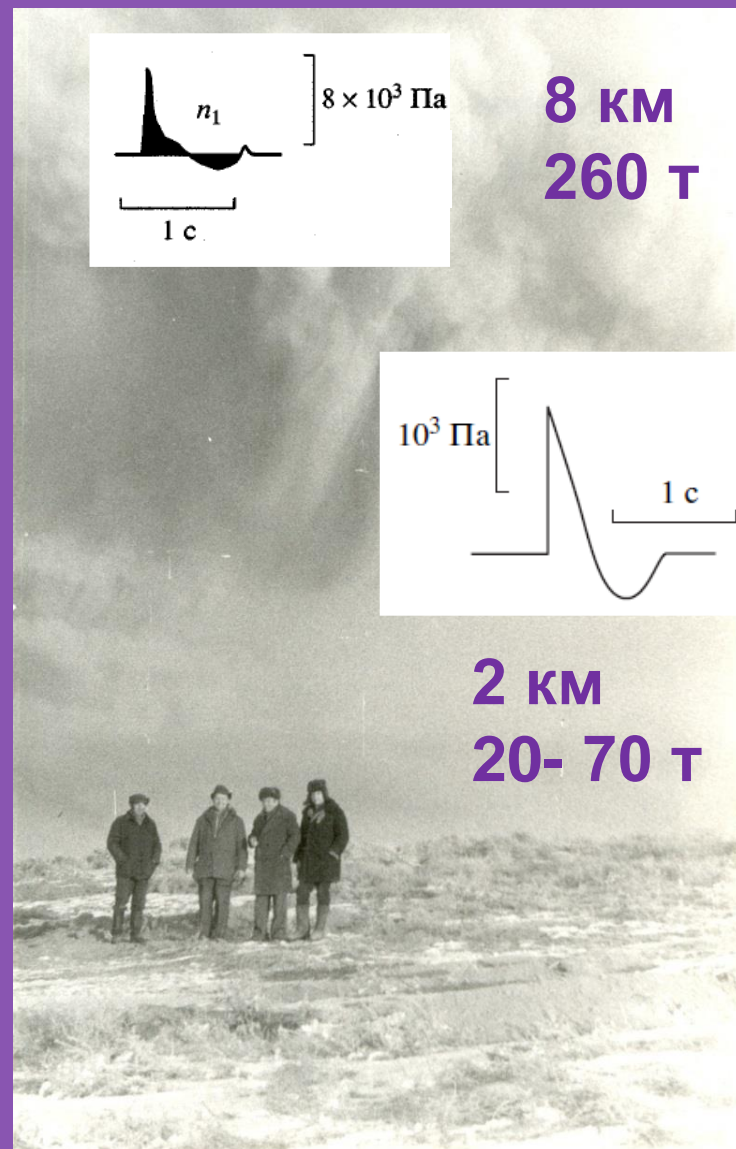
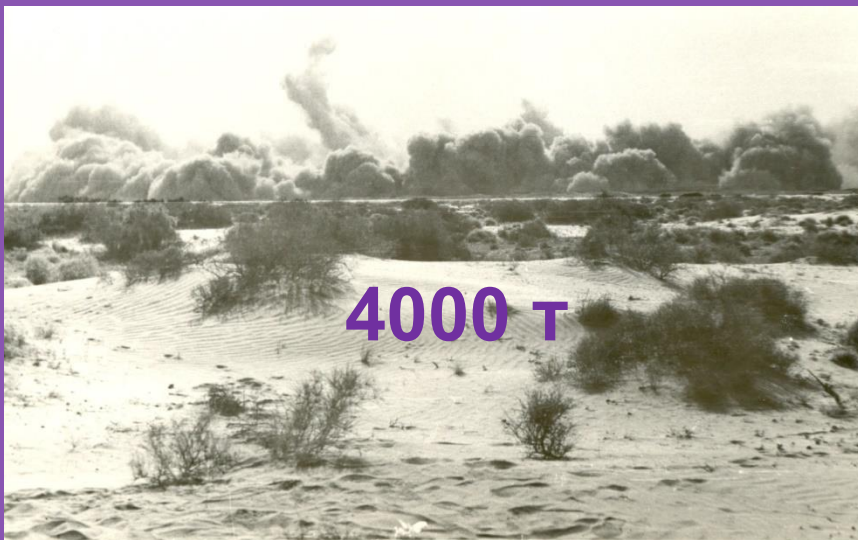


Звуковые лучи

Звуковое поле



ИСТОЧНИКИ ИНФРАЗВУКА



**Альперович Л.С., Вугмейстер Б.О., Гохберг М.Б.,
Дробжев В.И., Ерущенко А.И., Иванов Е.А.,
Кудрявцев В.П., Куличков С.Н. и др.**

**Об опыте моделирования магнитосферно-
ионосферных эффектов при сейсмических
явлениях // Доклады АН СССР. 1983. Т.269. №3.
С.573-578.**

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ БЮРГЕРСА

$$\frac{\partial A}{\partial L} = A \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \quad (1)$$

$$p = p_0 \left(\frac{\kappa_0 \rho c}{\kappa \rho_0 c_0} \right)^{1/2} A \quad (2)$$

$$L = \frac{1}{L_p} \int_0^z \left(\frac{\kappa_0 \rho_0 c_0^5}{\kappa \rho c^5} \right)^{1/2} \frac{dz}{\sin \alpha}$$

$$\theta = \left(t - \int_0^z \frac{dz}{c \sin \alpha} \right) / \tau_0$$

$$L_p = \rho_0 c_0^3 \tau_0 / \varepsilon p_0 \quad (3)$$

$$Re = \left(\frac{\kappa_0 \rho}{\kappa \rho_0} \right)^{1/2} \frac{p_0 \tau_0}{a_0 \rho_0 c_0^3}$$

$$a = 4.3 \cdot 10^{-13} \rho_0 / \rho \text{ сек}^2/\text{м}$$

$$\varepsilon = 1.2$$

p , ρ , c , a_0 - акустическое давление,
плотность воздуха, скорость звука,
диссипативный коэффициент
соответственно;

S - площадь поперечного сечения лучевых
трубок;

α - угол наклона звукового луча к горизонту;

θ - нормированное на τ_0 - время в
сопровождающей системе координат,

Re - акустическое число Рейнольдса;

L - приведенное расстояние;

L_p - расстояние образования разрыва в
начальном акустическом импульсе.

Большие числа Рейнольдса ($Re \gg 1$)

При больших числах Рейнольдса ($Re \gg 1$) уравнение (1) можно записать в виде уравнения Римана

$$\frac{\partial A}{\partial L} + A \frac{\partial A}{\partial \theta} = 0 \quad (4)$$

Точным решением уравнения Римана (4) при больших значениях L является N - волна.

Профиль N - волны можно записать в виде

$$A = -\theta / (1+L), \quad -1 \leq \theta \leq 1 \quad (5)$$

Выражение (5) является точным решением уравнения Римана, в чём легко убедиться простой подстановкой (5) в (4).

Проводя простые преобразования, получим выражение для изменения длительности акустического сигнала в N - волне.

Имеем

$$\theta = (1 + L)^{1/2} \quad (6)$$

Учитывая (5) и (6) получим соотношение для амплитуды N - волны

$$A = (1 + L)^{-1/2} \quad (7)$$

Таким, образом на больших расстояниях от источников, когда разрыв в профиле акустического импульса сформировался, биполярный сигнал трансформируется в N - волну, которую и будем считать исходной при последующем анализе распространения акустических сигналов от взрывов (площади положительной и отрицательной фаз N - волны имеют одинаковые значения).

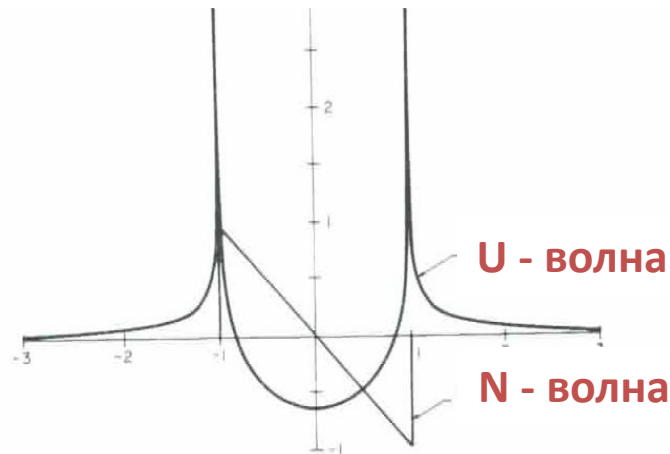
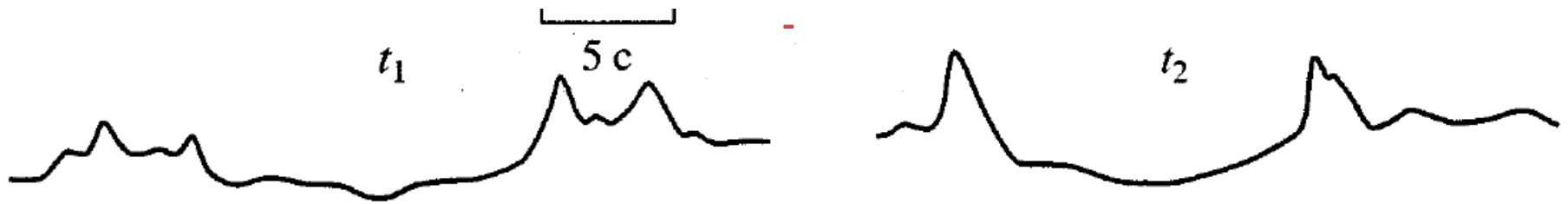
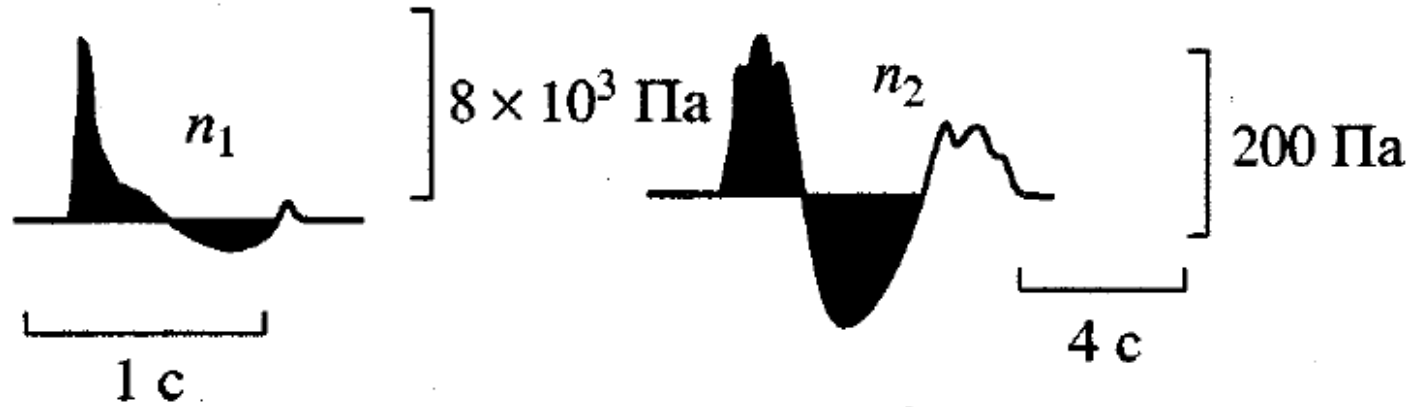
В размерных переменных, на больших расстояниях от источников получим следующие выражения для амплитуды и длительности положительных и отрицательных фаз инфразвуковых сигналов в верхних слоях атмосферы:

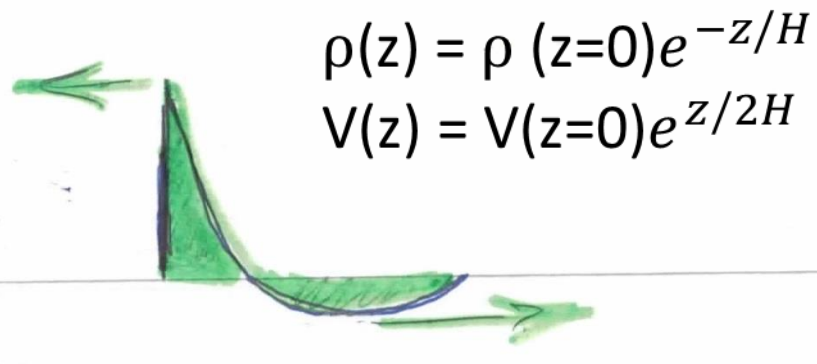
$$p \sim f^{1/2} (2S_0 r_0)^{1/2} (\rho_0 c_0^3 / \varepsilon)^{1/2} r^{-1} \left[\int_{z_0}^{z_f} \left(\frac{\mathfrak{N}_0 \rho_0 c_0^5}{\mathfrak{N} \rho c^5} \right)^{1/2} \frac{dz}{r_0 \sin \alpha} \right]^{-1/2}$$

$$\tau \sim (2S_0 r_0)^{1/2} (\rho_0 c_0^3 / \varepsilon)^{-1/2} \left[\int_{z_0}^{z_f} \left(\frac{\mathfrak{N}_0 \rho_0 c_0^5}{\mathfrak{N} \rho c^5} \right)^{1/2} \frac{dz}{r_0 \sin \alpha} \right]^{1/2} \quad (8)$$

Из (8) следует важный вывод о том, что **параметры N-волны**, получающейся из исходного биполярного акустического импульса **не зависят** непосредственно от начальных значений амплитуды и длительности импульса вблизи источника, а определяются начальными значениями площади волнового профиля **S_0** .

$I_0 = 2S_0 r_0 = I = 2Sr = \text{CONST}$
 I – акустический импульс

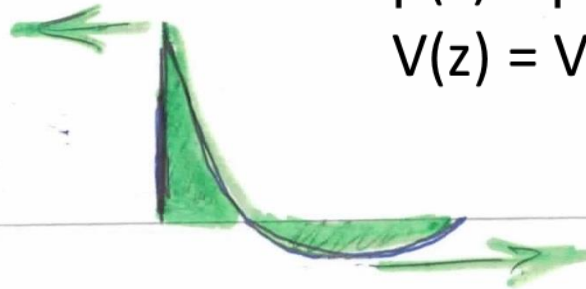


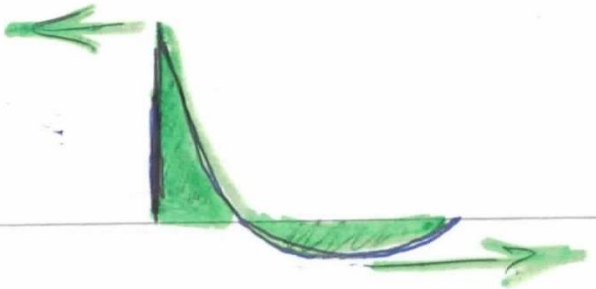


НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ВЕРХНИЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ

$$\rho(z) = \rho(z=0)e^{-z/H}$$

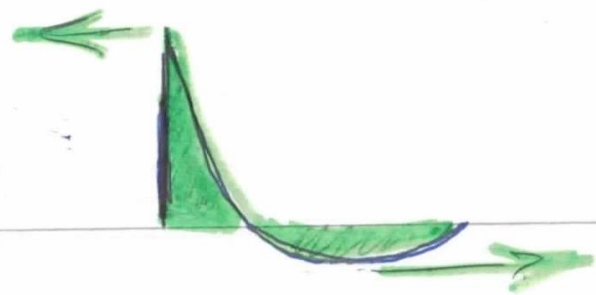
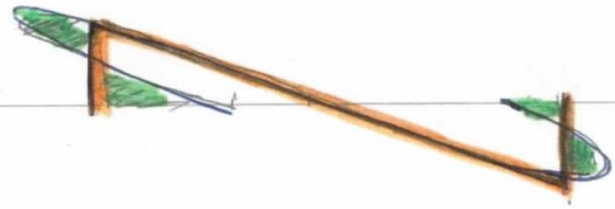
$$V(z) = V(z=0)e^{z/2H}$$



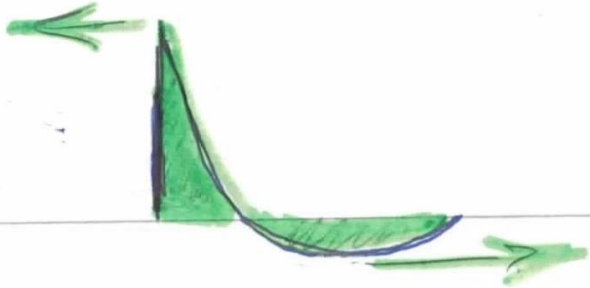


4

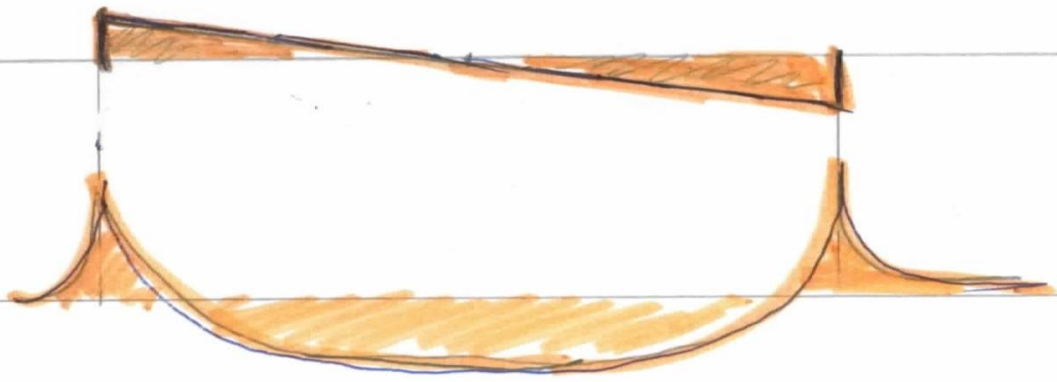
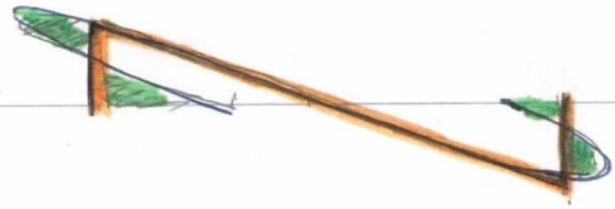




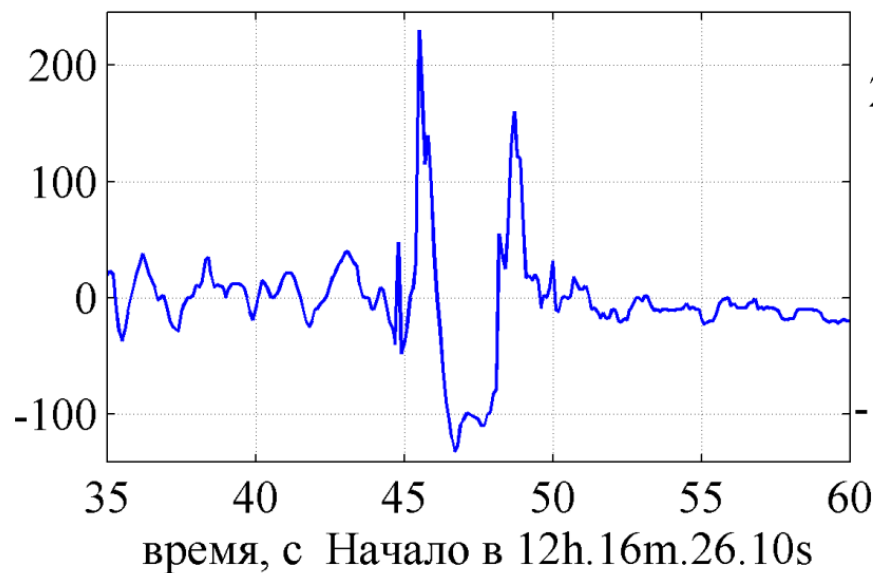
4



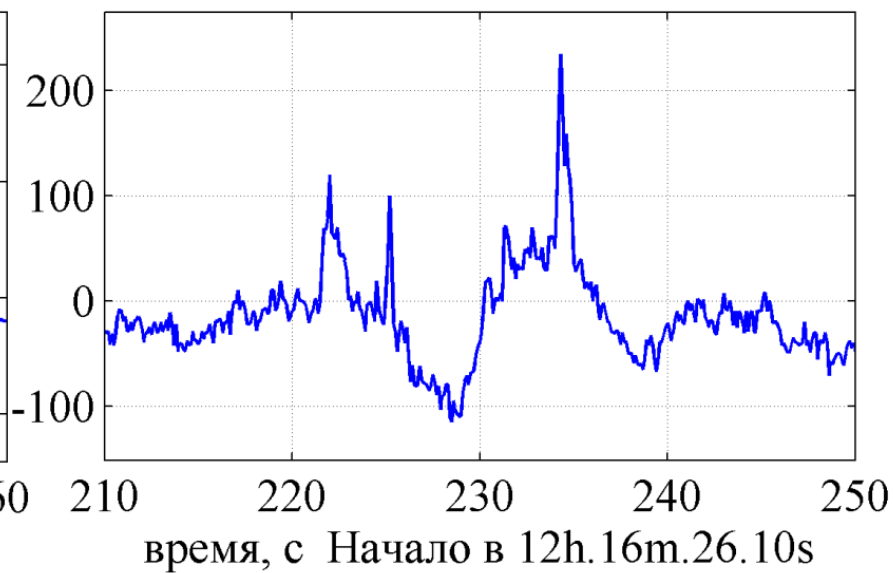
4



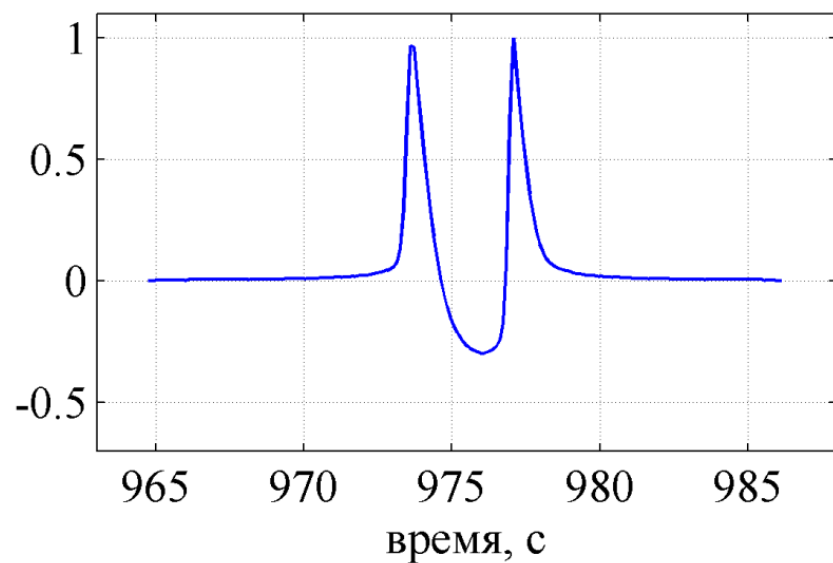
Эксперимент Цимлянск
стратосферный



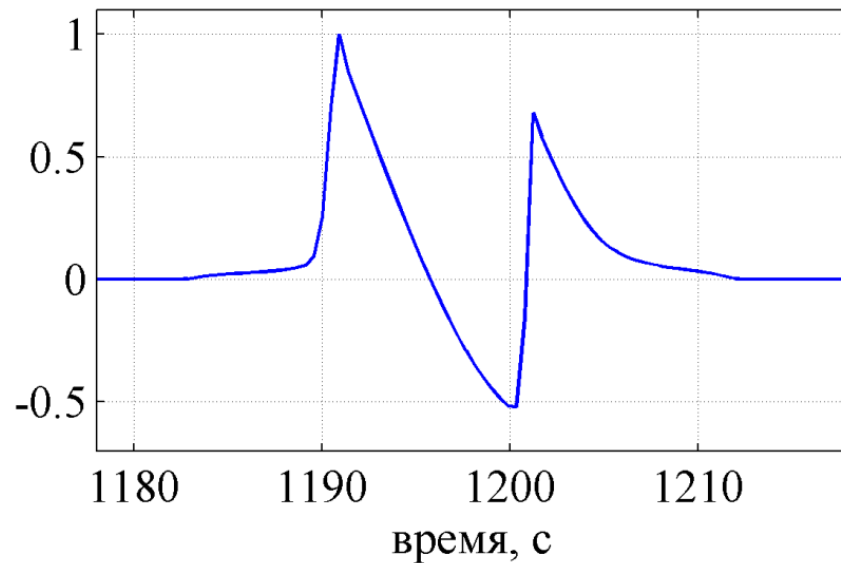
Эксперимент Цимлянск
термосферный



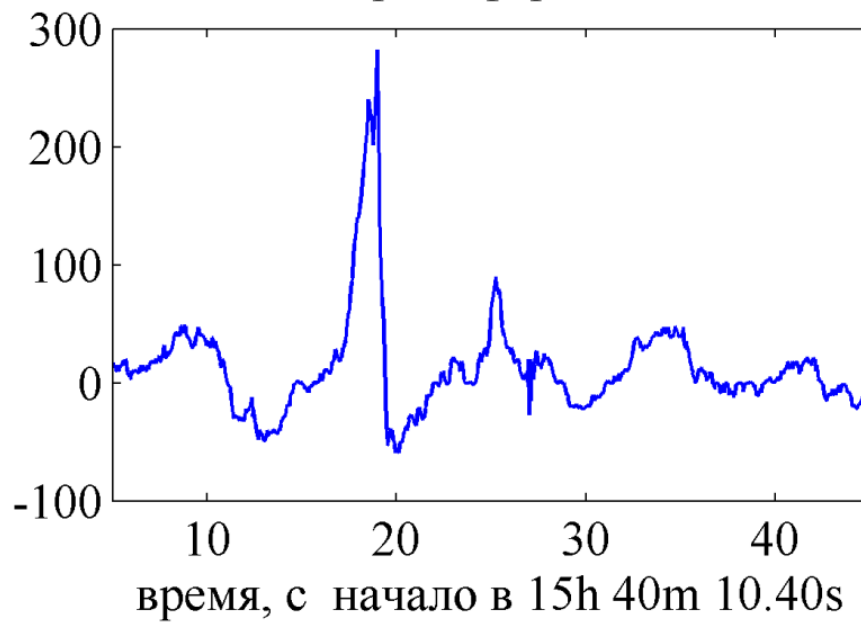
Расчетный сигнал 8°



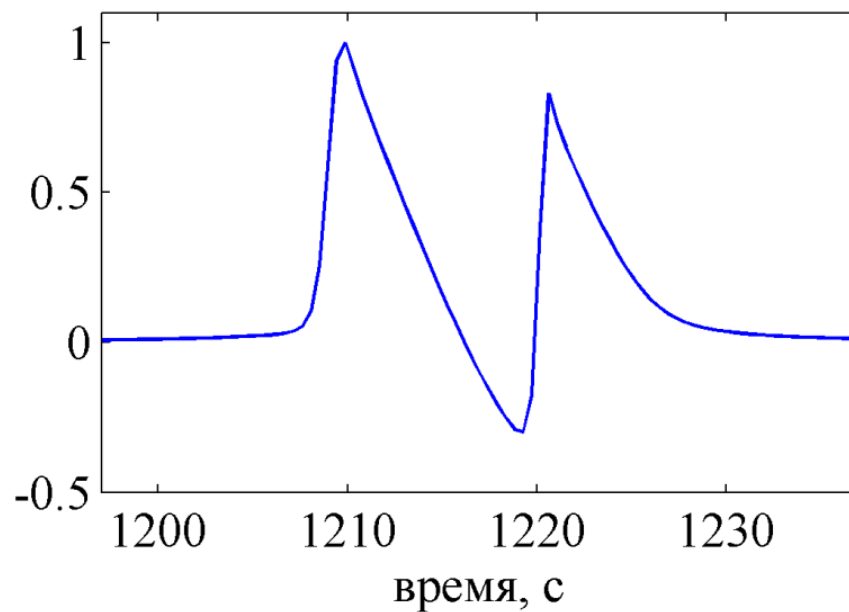
Расчетный сигнал 29°



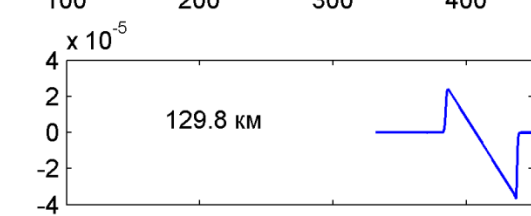
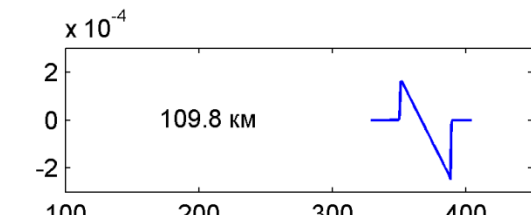
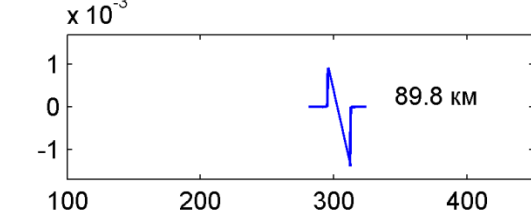
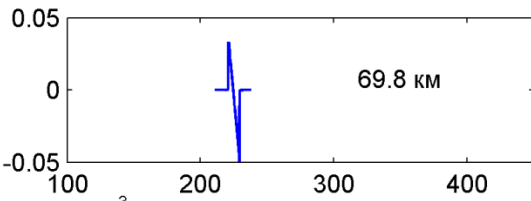
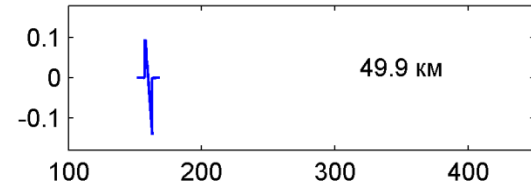
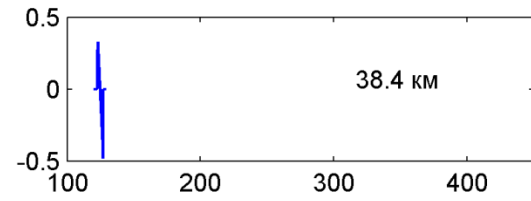
Эксперимент Саратов термосферный



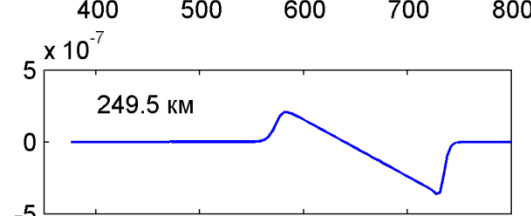
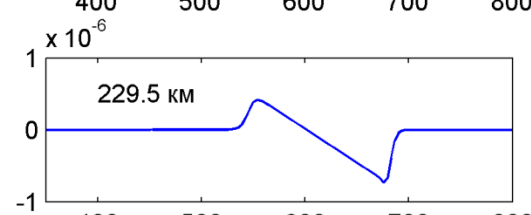
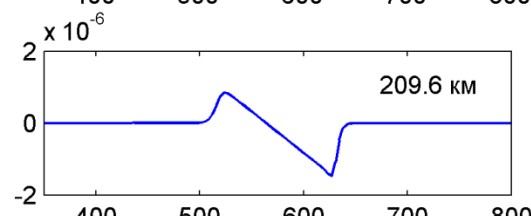
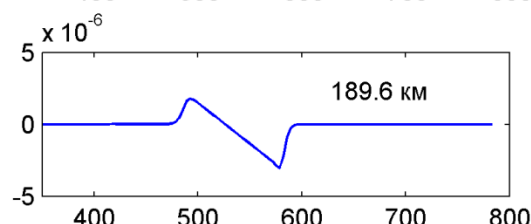
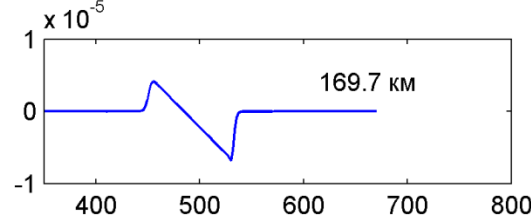
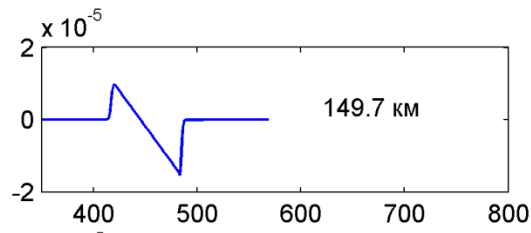
Расчетный сигнал



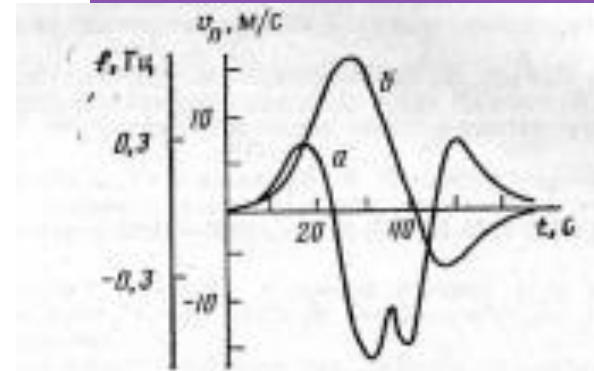
Дробжев В.И.,
 Краснов В.М.,
 Куличков С.Н.,
 Савельев В.Л.
 Распространение
 акустических волн в
 верхние слои
 атмосферы //
 Акустический
 журнал.1988. Т.34.
 вып.1.С.191-192.



время, с



время, с



а- Доплерограмма
 (4,9 МГц)
 для высоты 200 км;
б- Скорость
 нейтрального газа

Малые числа Рейнольдса ($Re < 1$)

При достижении акустическими сигналами высот $z = z_d$ на которых $Re(z_d) = 1$, диссипативные эффекты начинают преобладать над нелинейными, а само уравнение (1) можно записать в виде хорошо известного линейного уравнения Бюргерса. Имеем

$$\frac{\partial A}{\partial \theta} + (1/Re) \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} = 0 \quad (9)$$

Высоты $z = z_d$ определим из соотношения

$$\left(\frac{\kappa_0 \rho}{\kappa \rho_0} \right)^{1/2} \frac{2 \varepsilon p_0 \tau_0}{\rho_0 c_0 l_0} = Re = 1$$

l_0 - длина свободного пробега молекул при $z = 0$.

Уравнение (10) является аналогом параболического уравнения теплопроводности. Так что, трансформацию N - волны с начальными параметрами p_d и τ_d на высоте z_d можно описать аналитически.

Соответствующее решение имеет вид плавного уединенного импульса профиль которого описывается функциями

$$p = -\frac{p_d}{2} \left(\frac{\rho c}{\rho_0 c_0} \right)^{1/2} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{\tau} + 1}{2\xi} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{\tau} - 1}{2\xi} \right) \cdot \frac{\xi}{\pi^{1/2}} \left[\exp \left(-\left(\frac{\bar{\tau} + 1}{2\xi} \right)^2 \right) - \exp \left(-\left(\frac{\bar{\tau} - 1}{2\xi} \right)^2 \right) \right] \right\}$$

$$\bar{\tau} = \tau / \tau_d \quad \xi = \left[\int_{z_d}^z \frac{l_0 \rho_d}{2c_0^2 \rho} \right]^{1/2} / \tau_d \quad (10)$$

Значения высот z_d , на которых $Re = 1$ определим из условия

$$2 \varepsilon \rho_0 z_0 \tau_0 / \rho_0 c_0 l_0 = z_d \{ \rho_0 / \rho(z_d) \}^{1/2}$$

для проведения численных расчётов это условие удобно записать в виде

$$2 \varepsilon \rho_0 z_0 \tau_0 / \rho_0 c_0 l_0 = z_d \exp z_d / 2H \quad (11)$$

где $H \sim 6,8$ км на высотах больших 100 км .

Далее, сопоставим характерные значения для высот проявления нелинейных и диссипативных эффектов. В целях упрощения численных расчётов, при вычислении интеграла в (8) пренебрегаем неоднородностью атмосферы по скорости звука по сравнению с неоднородностью по плотности, тогда на больших высотах с учётом асимптотики интегральной показательной функции $Ei(z)$, получим следующие значения для амплитуды и длительности N - волны :

$$p \sim (p_0 z_0 \tau_0)^{1/2} (\rho c / \rho_0 c_0)^{1/2} (\rho_0 c_0^3 / \varepsilon)^{1/2} z^{-1} \left[\frac{1,2 \exp z / 2H}{z / 2H} \right]^{-1/2}$$

$$\tau \sim (p_0 z_0 \tau_0)^{1/2} (\rho_0 c_0^3 / \varepsilon)^{1/2} \left[\frac{1,2 \exp z / 2H}{z / 2H} \right]^{1/2} \quad (12)$$

Напомним, что выражения (2.67) выполняются на высотах z , для которых значения приведённой длины $L \gg 1$. Высоты z_n , на которых $L = 1$ определяются из соотношения

$$2,4 \varepsilon H p_0 z_0 \exp(z_n / 2H) / \rho_0 c_0^3 \tau_0 z_n = 1 \quad (13)$$

Сопоставляя (13) и (11), получим условие, при котором нелинейные эффекты заметно проявляются до высот преобладания диссипации - z_d

$$\left(l_0 / H\right)^{1/2} \left(z_n z_d\right)^{1/2} / 2\varepsilon z_0 < p_0 / \rho_0 c_0^2 \quad (14)$$

$l_0 / H \equiv Kn$ - число Кнудсена

Видно, что выражение в правой части (14) имеет смысл акустического числа Маха. Левая часть (14) является произведением корня из числа Кнудсена на параметр сферической расходимости. Таким образом, для распространяющихся в верхние слои атмосферы акустических импульсов нелинейные эффекты существенно преобладают над диссипативными в случае, если начальные значения для акустического числа Маха много больше некоторого **критического числа $M_{кр} = (Kn)^{1/2} / 2\varepsilon$** , умноженного на параметр сферической расходимости.

Для получения оценок p сверху, параметр сферической расходимости можно вычислять, полагая $z_n \sim z_d$.

Оценим предельные значения высот в верхней атмосфере, до которых могут распространяться акустические сигналы от наземных источников с различной энергией. Условно, в качестве этой высоты выберем высоту z_d , начиная с которой диссипативные эффекты становятся преобладающими.

Из (11) следует, что для достижения предельных высот (на которых $Re = 1$) зондирования равных **50, 100, 120 км** величины $(\rho_0 \tau_0 z_0)$ должны иметь, соответственно, значения

$$\rho_0 z_0 \tau_0 > 9.44; 844; 4.6 \times 10^3 \text{ [кг/с]} \quad (15)$$

т.к. $(\rho_0 \tau_0 z_0) \geq (l_0 / 2 \varepsilon) \rho_0 c_0 z_d \{ \rho_0 / \rho(z_d) \}^{1/2}$

Соотношение между значениями величины $I = \rho_0 \tau_0 z_0$ и энергией источника

E [кг] в килограммах тринитротолуола (тнт)

В наших обозначениях это соотношение имеет вид :

$$E [\text{кг}] = 2.85 \times 10^{-4} (I [\text{кг /сек}]/2)^{3/2} ;$$

$$(1 \text{ кг тнт} \approx 4.2 \times 10^6 \text{ дж})$$

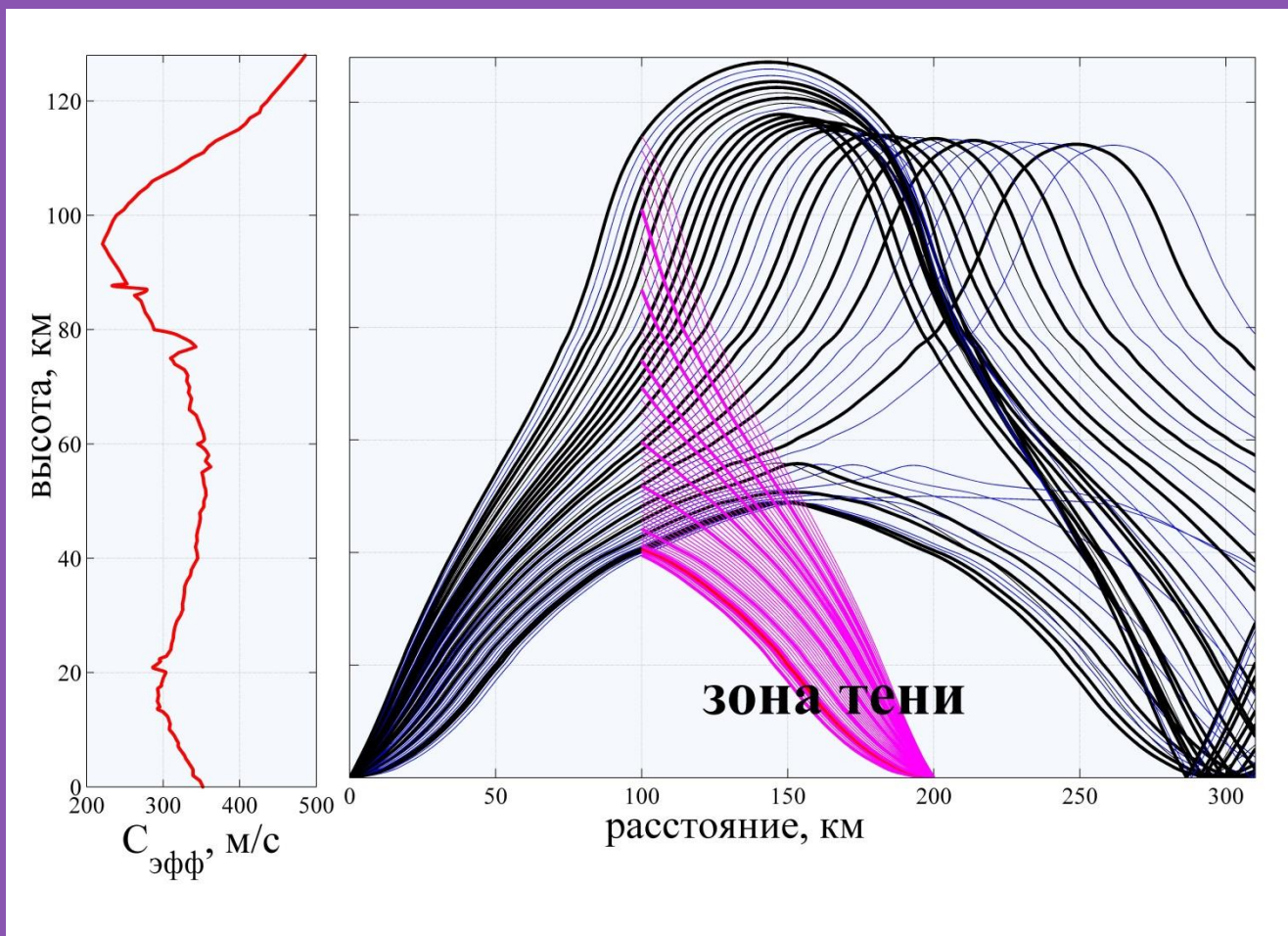
Отсюда следует, что для импульсных источников, полученные значения $\rho_0 z_0 \tau_0$

характерны для взрывов с тротилевым эквивалентом

8г, 7 кг; 90 кг соответственно для высот

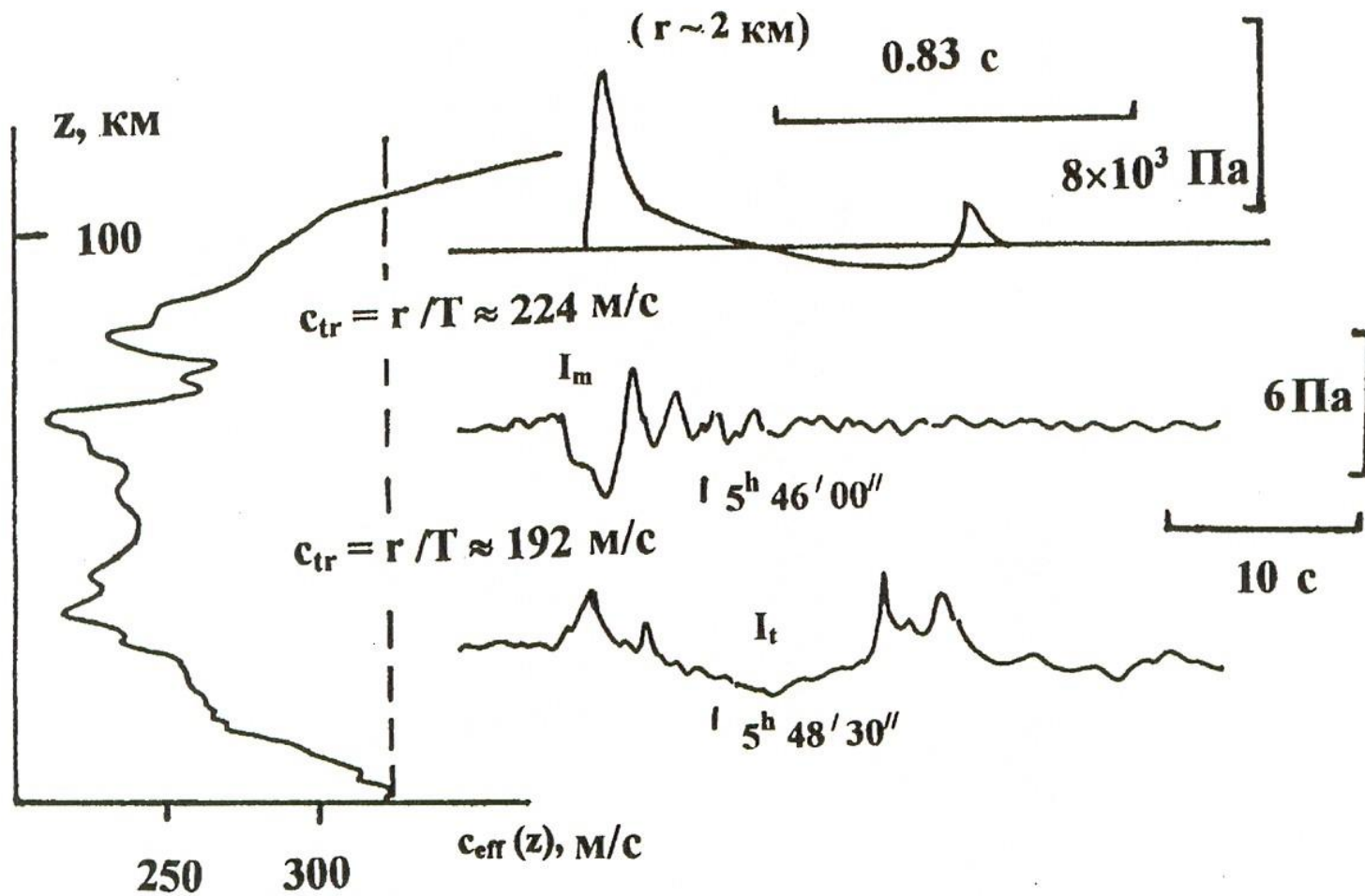
50, 100, 120 км

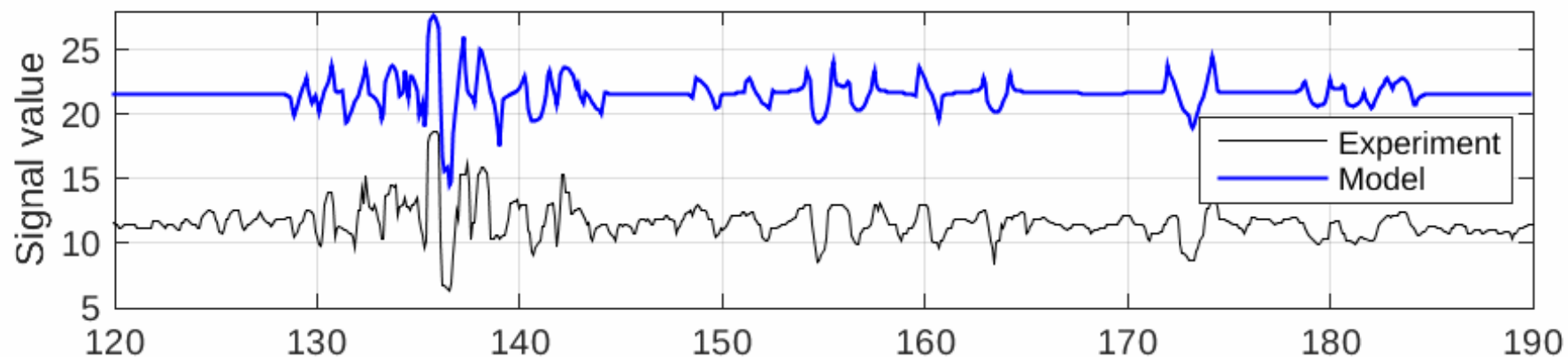
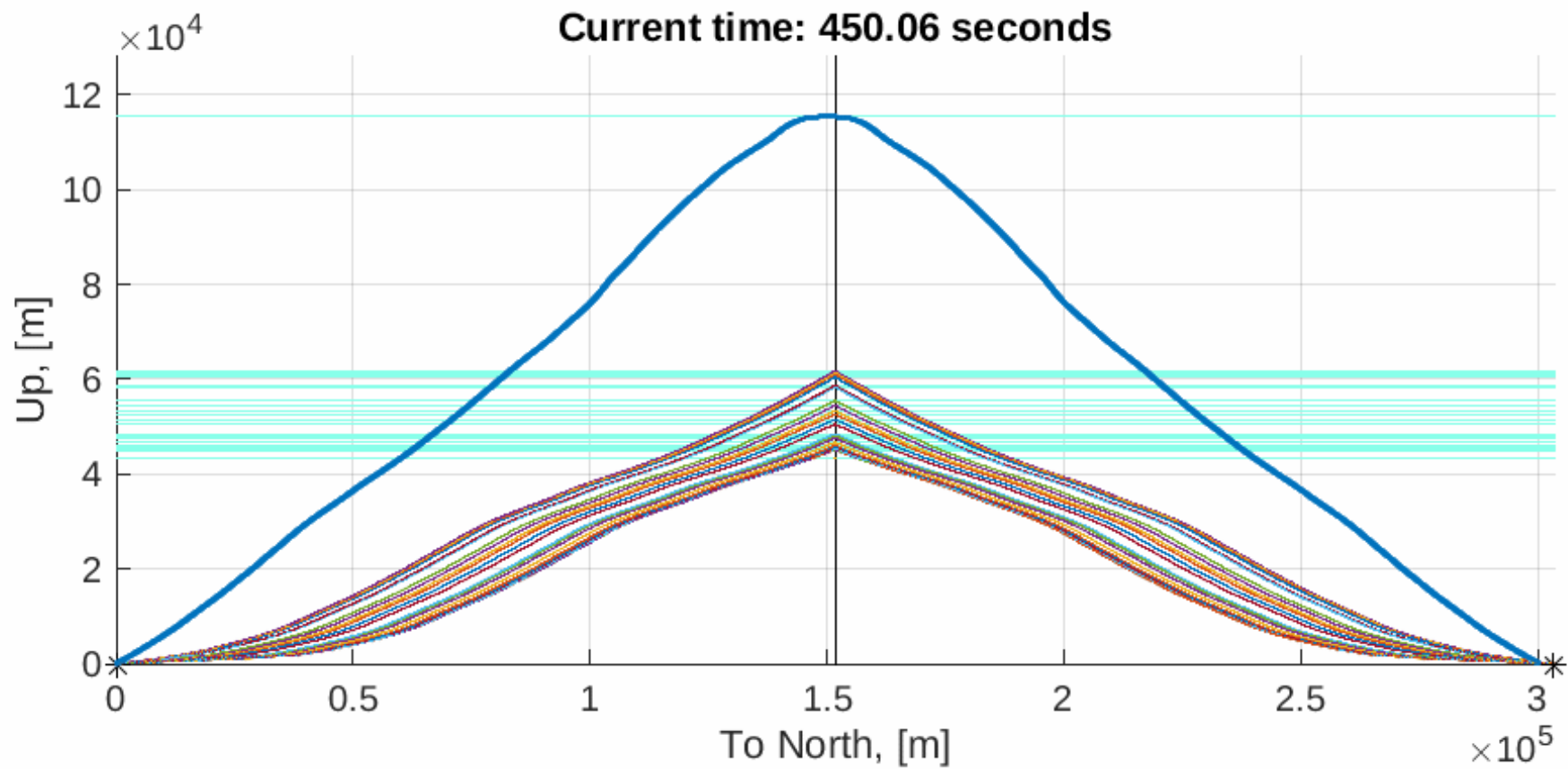
СХЕМА «ЗАСВЕТКИ» ОБЛАСТЕЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТЕНИ



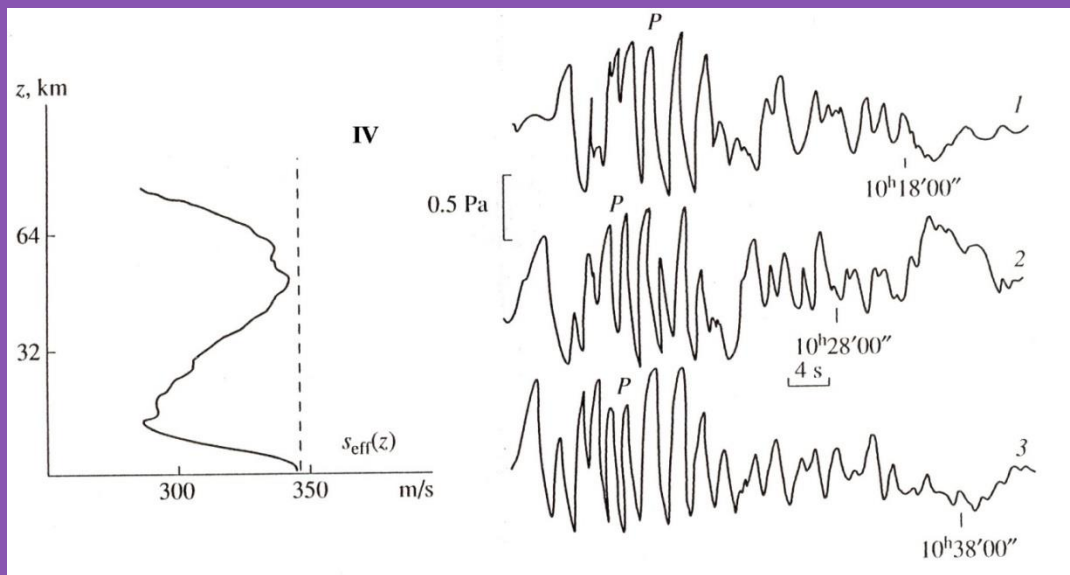
ИСТОЧНИКИ ИНФРАЗВУКА

Взрыв 260 тонн



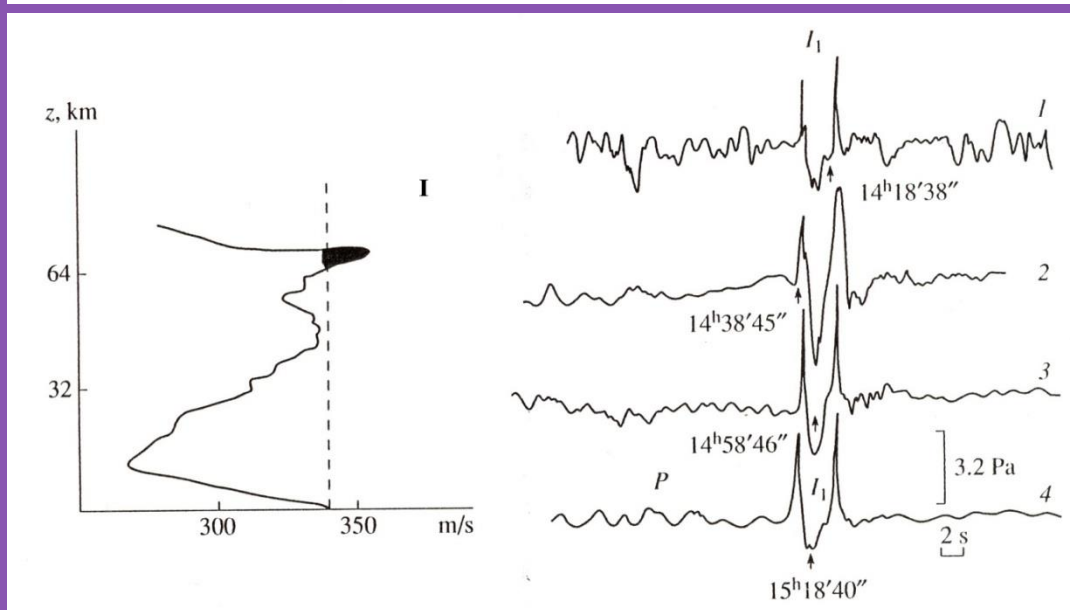


Первые эксперименты по регистрации инфразвука в области тени



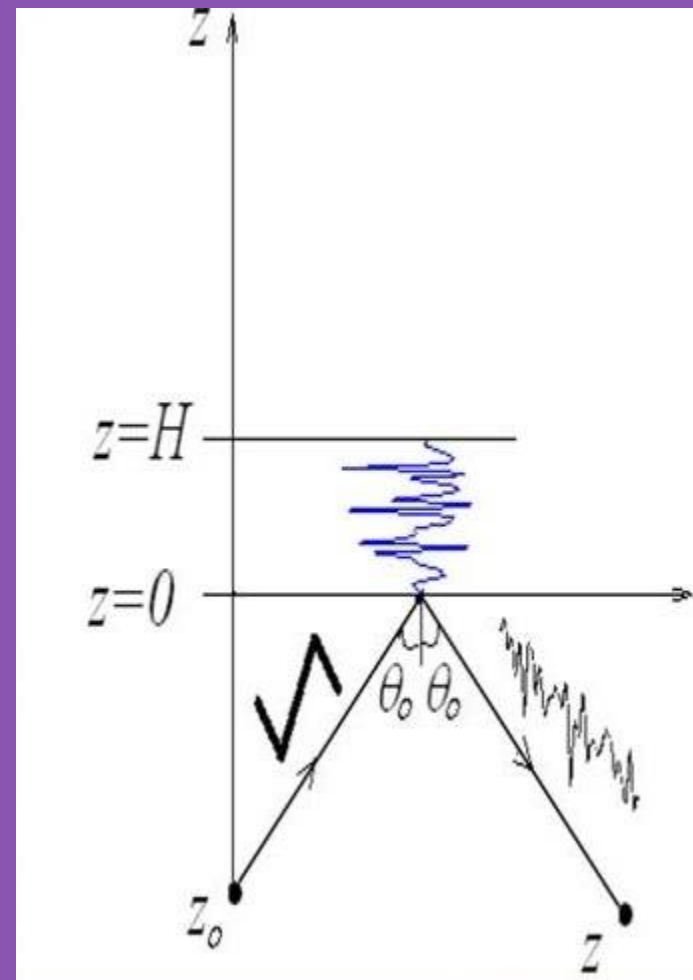
Примеры регистрации инфразвука в одном и том же пункте на расстоянии 300 км от взрыва 20-70 т.тнт:

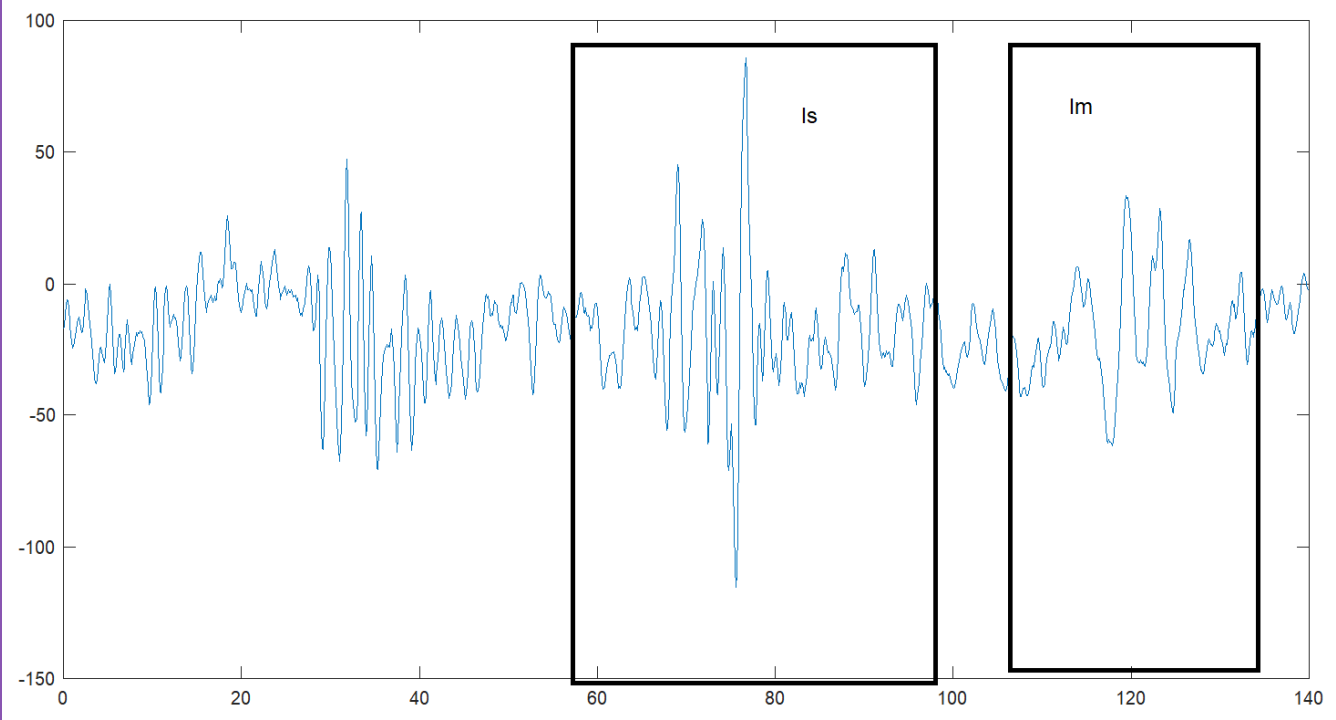
← область тени
21 Мая 1989 г.



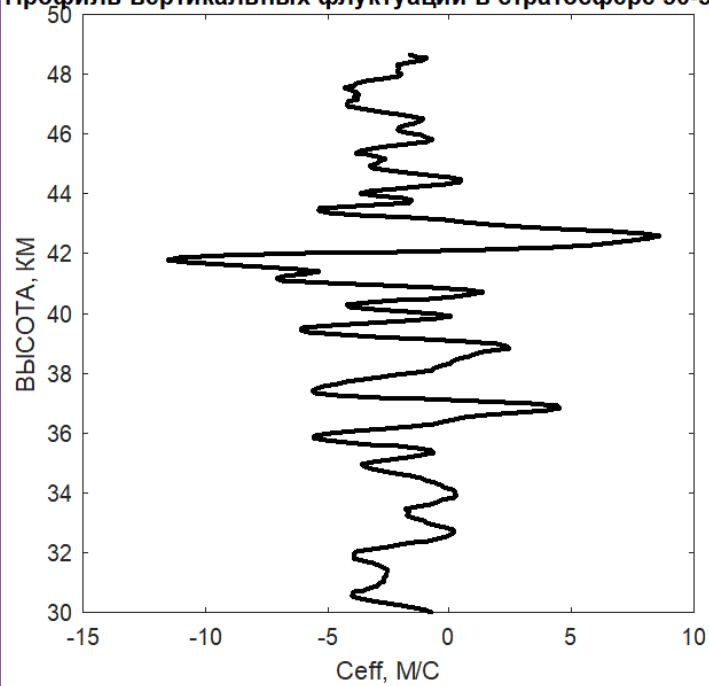
← область слышимости
19 Мая 1990 г.

МЕТОД
АКУСТИЧЕСКОГО
ЗОНДИРОВАНИЯ
ТОНКОЙ
НЕОДНОРОДНОЙ
СТРУКТУРЫ
АТМОСФЕРЫ ОСНОВАН
НА ВЗАИМОСВЯЗИ
МЕЖДУ СПЕКТРАМИ
ПАДАЮЩЕГО НА
НЕОДНОРОДНОСТЬ
СИГНАЛА
И СПЕКТРОМ
ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА

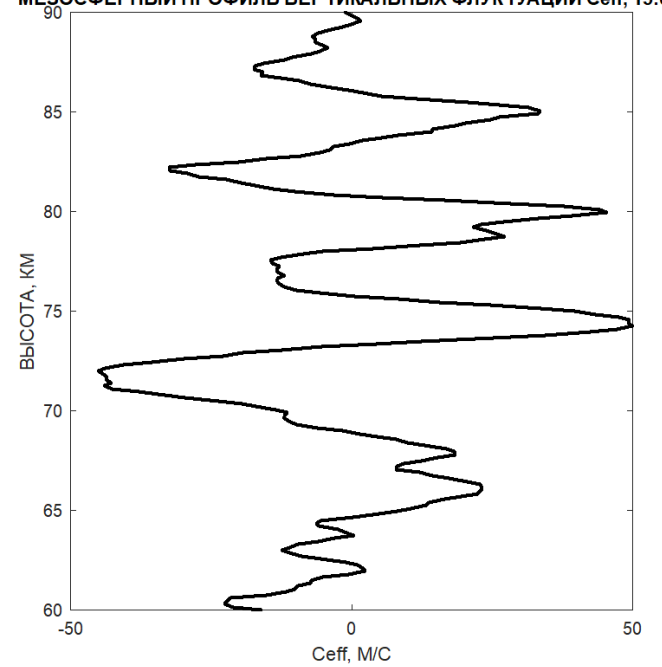




Профиль вертикальных флуктуаций в стратосфере 30-50 км

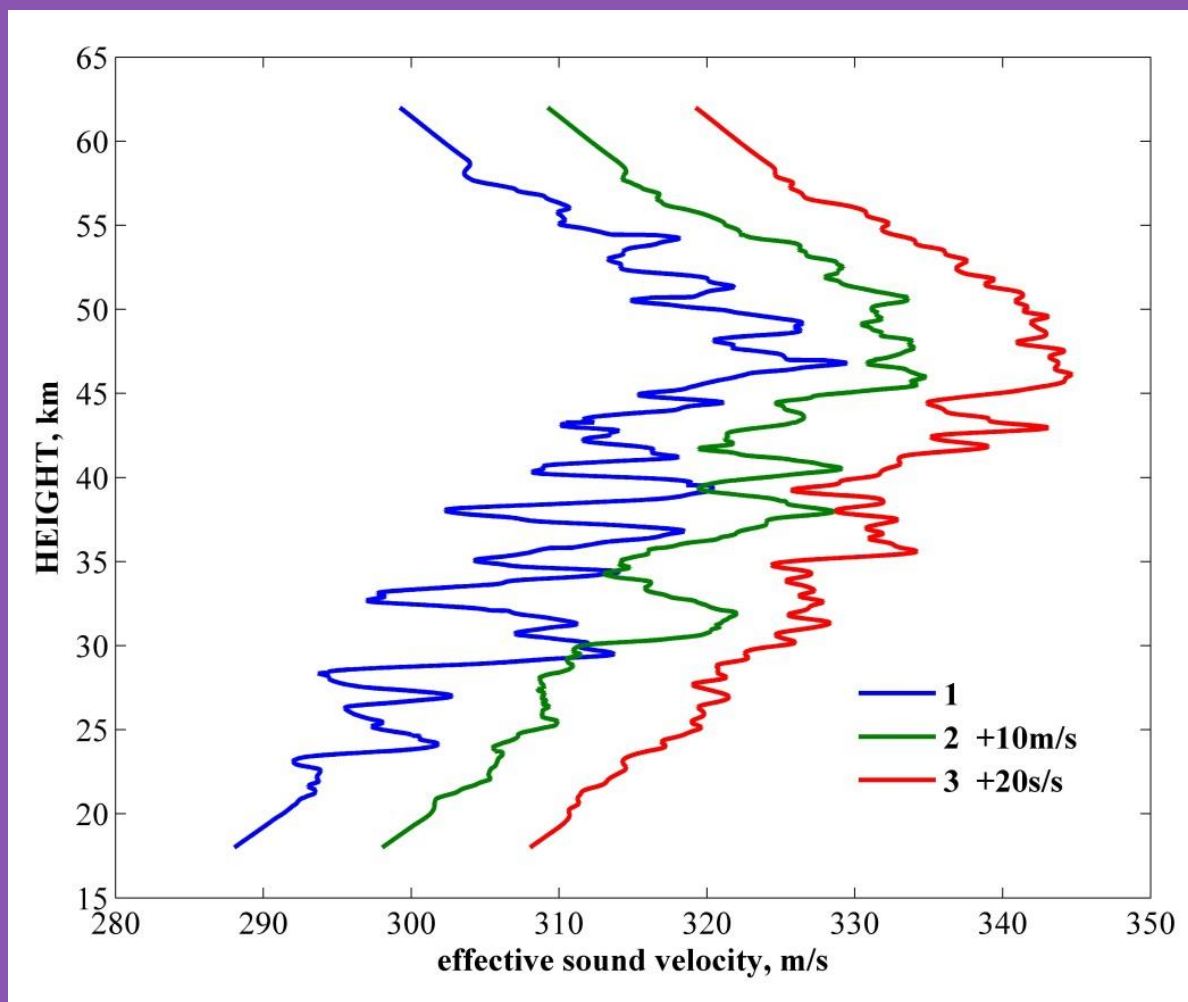


МЕЗОСФЕРНЫЙ ПРОФИЛЬ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ Ceff, 15:09



ФЛУКТУАЦИИ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ЗВУКА В СТРАТОСФЕРЕ (восстановленные)

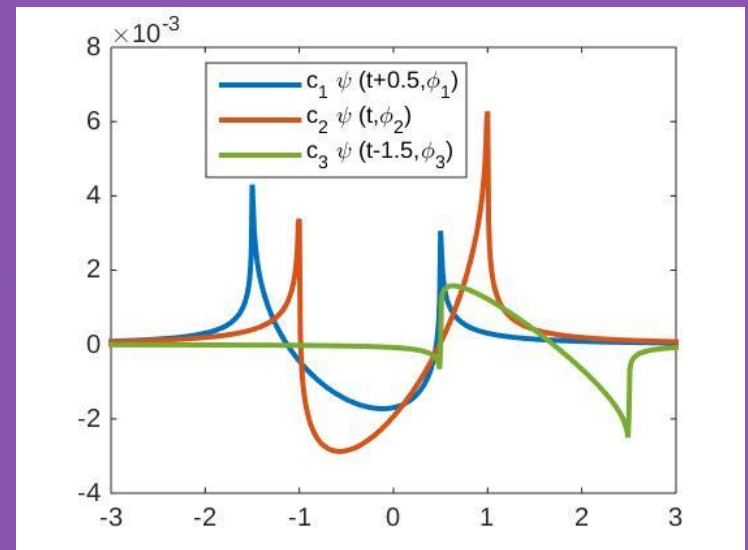
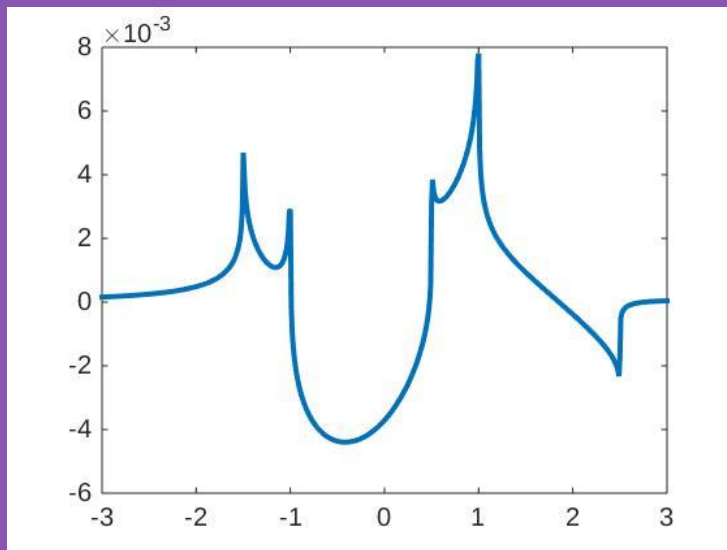
♦ вулкан в Эквадоре
(3 профиля с интервалом 30 минут)



Вторым методом был, **ВПЕРВЫЕ** нами предложенный, метод разложения (**декомпозиции**) регистрируемого продолжительного акустического сигнала на отдельные его составляющие в виде импульсов

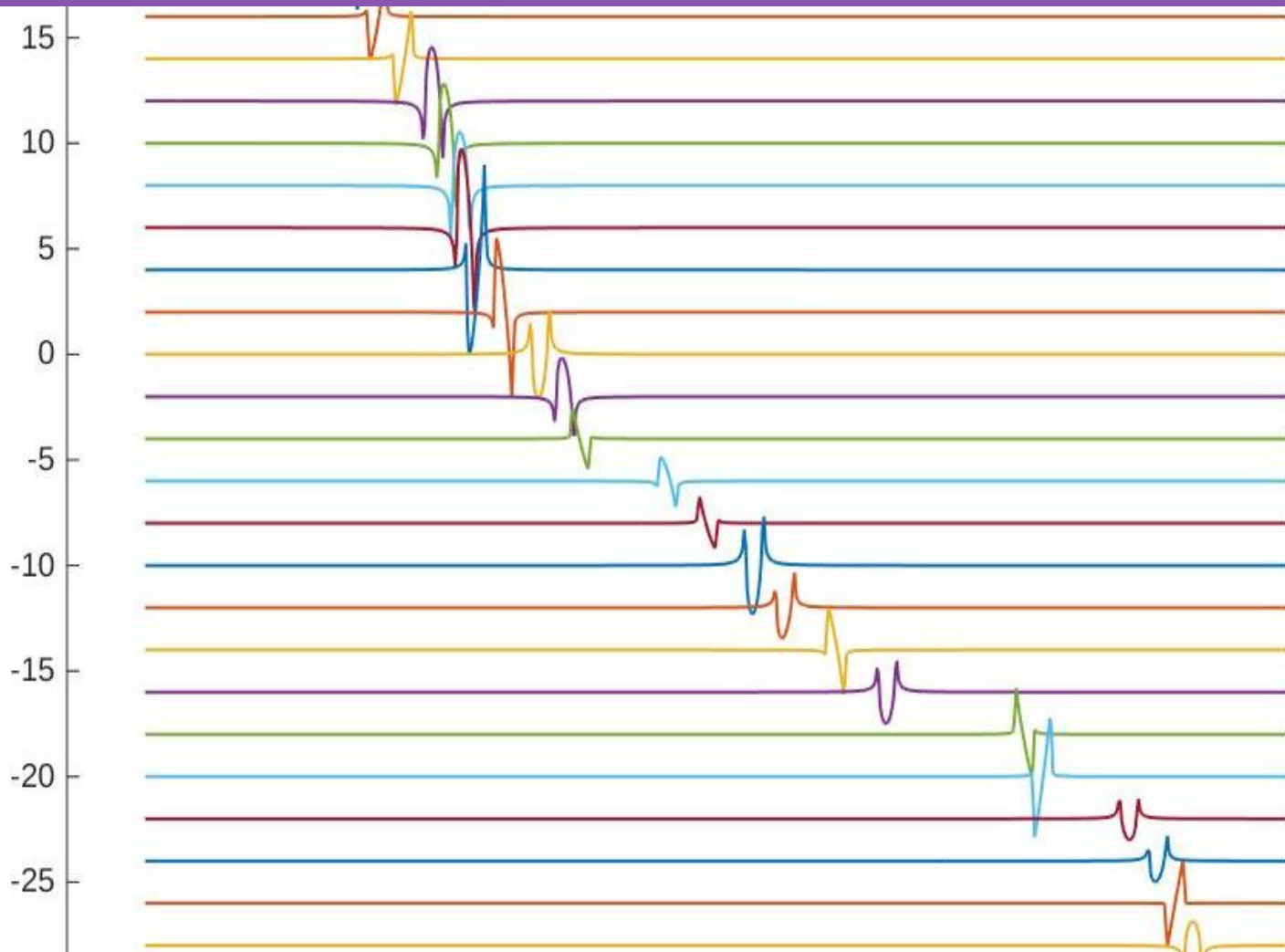
N и U – волн, соответствующих различным высотам частичного отражения от неоднородностей и приходящих в пункт наблюдений с различными интервалами времени.

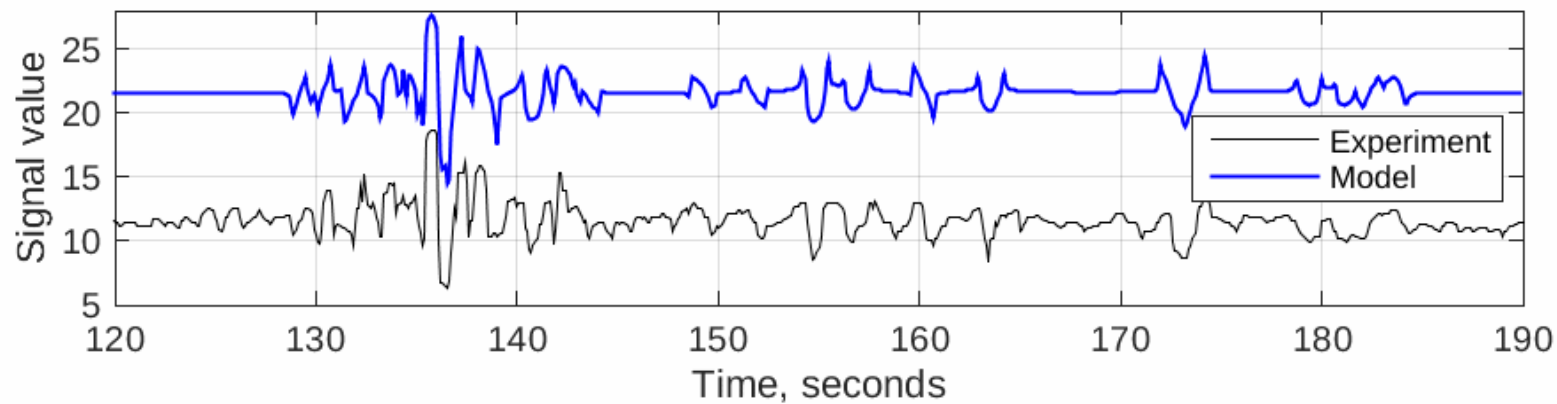
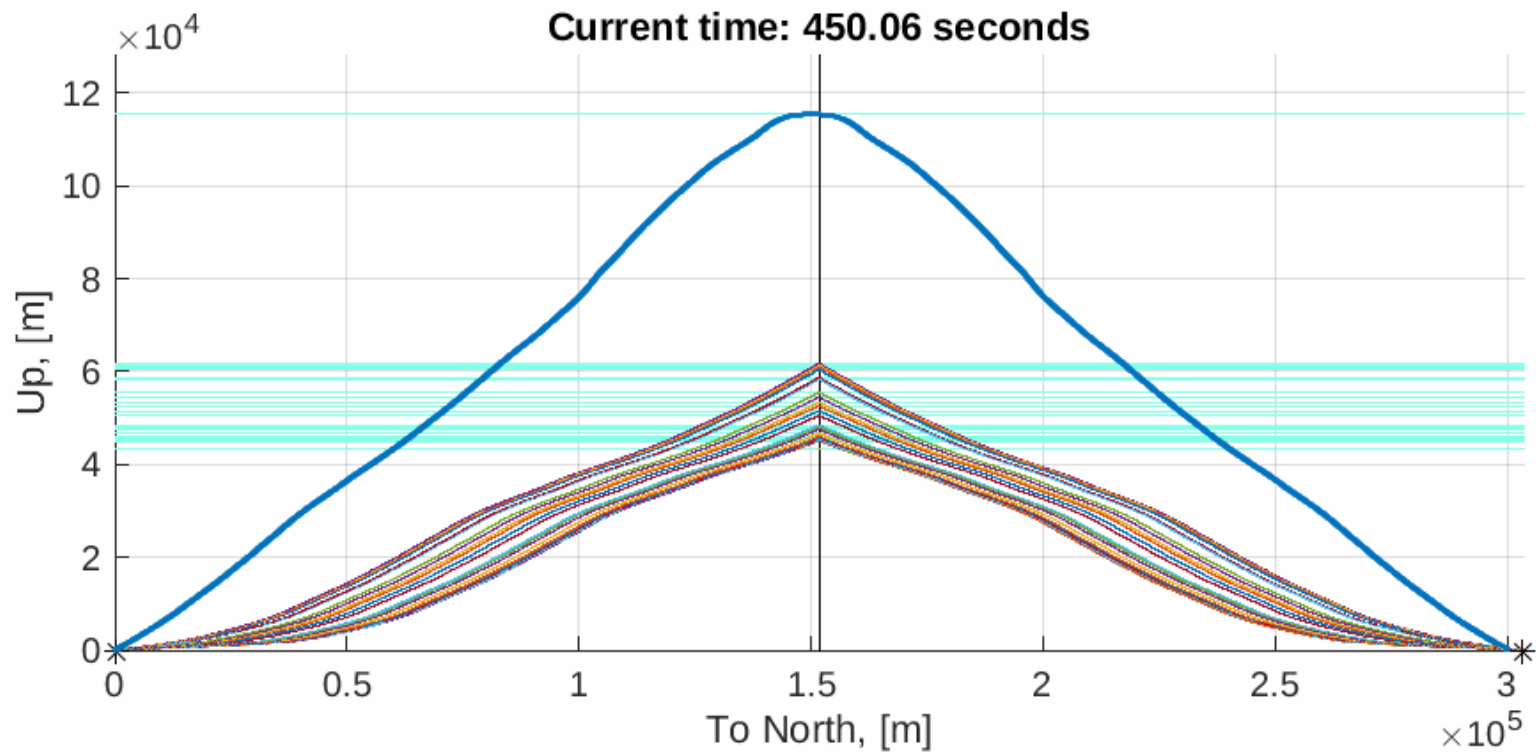
Вторым методом был метод разложения (декомпозиции) регистрируемого продолжительного акустического сигнала на отдельные его составляющие в виде импульсов N и U – волн, соответствующих различным высотам частичного отражения от неоднородностей и приходящих в пункт наблюдений с различными интервалами времени



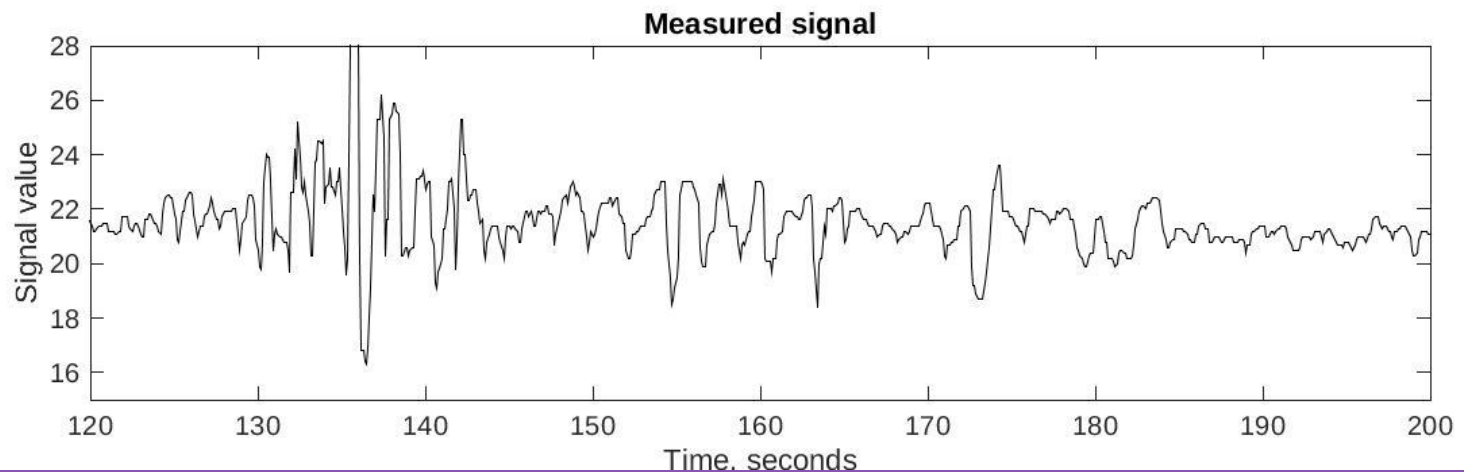
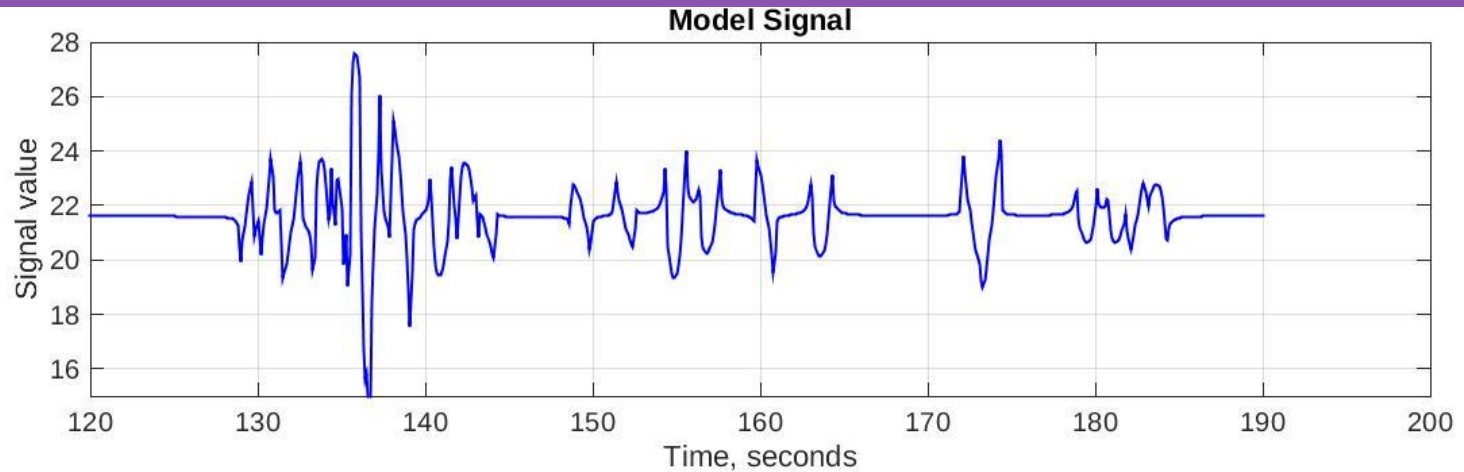
МОДЕЛЬ СИГНАЛА
(суперпозиция N и U – волн)

МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ РЕГИСТРИРУЕМОГО СИГНАЛА

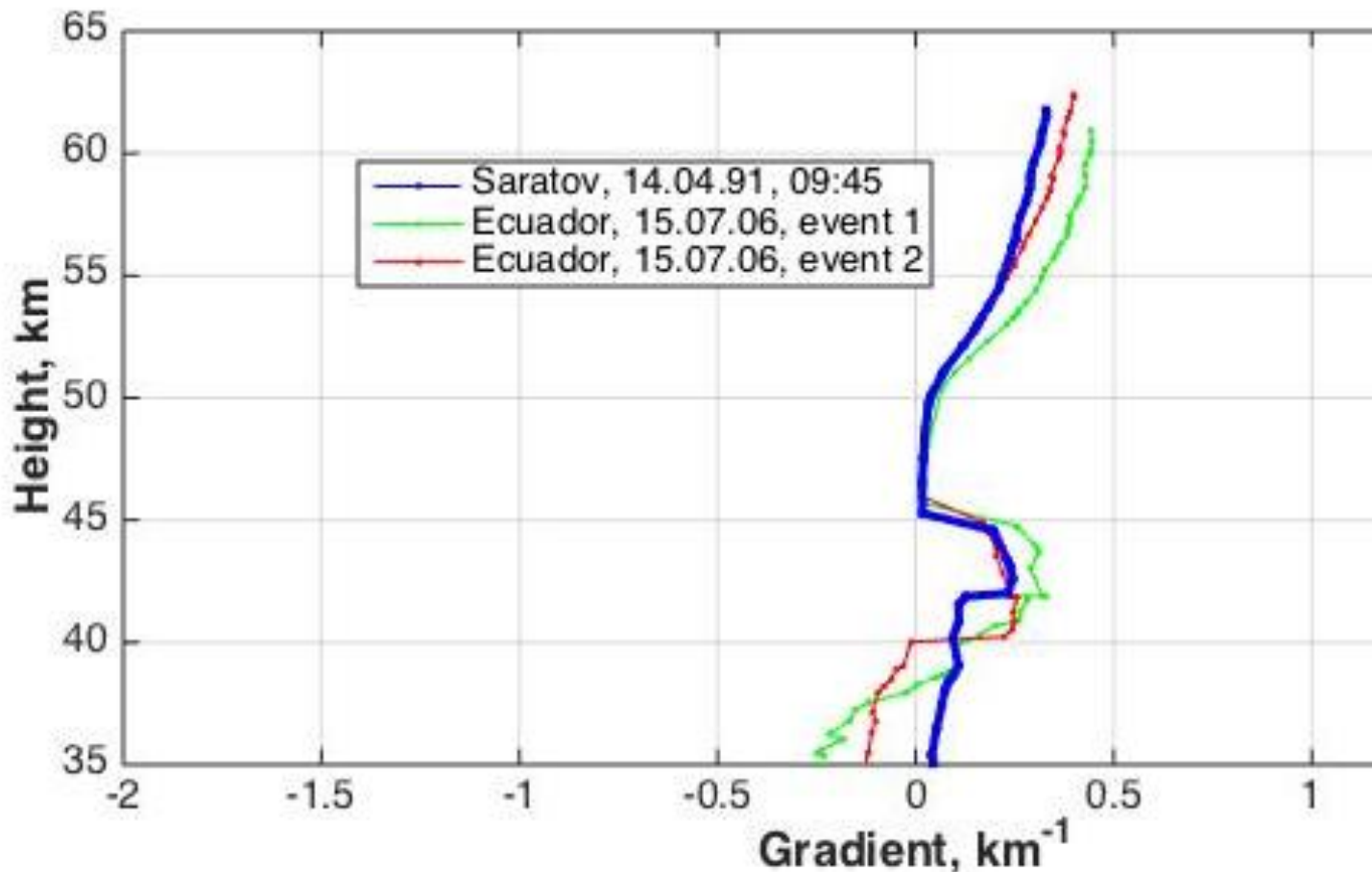


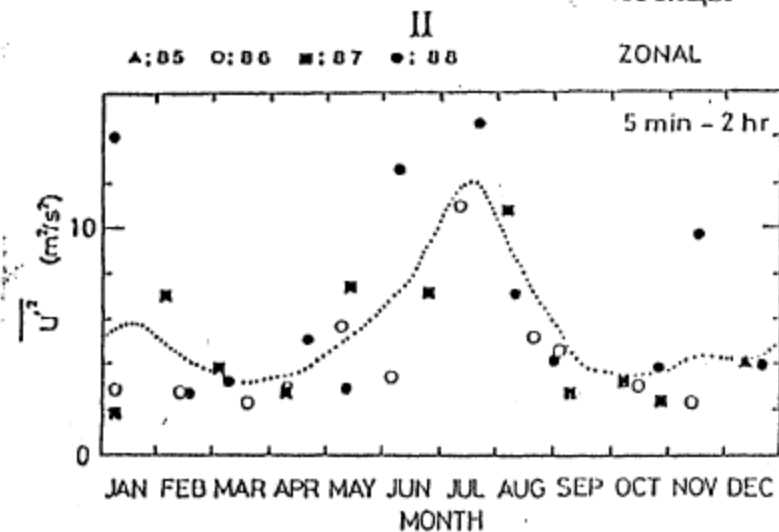
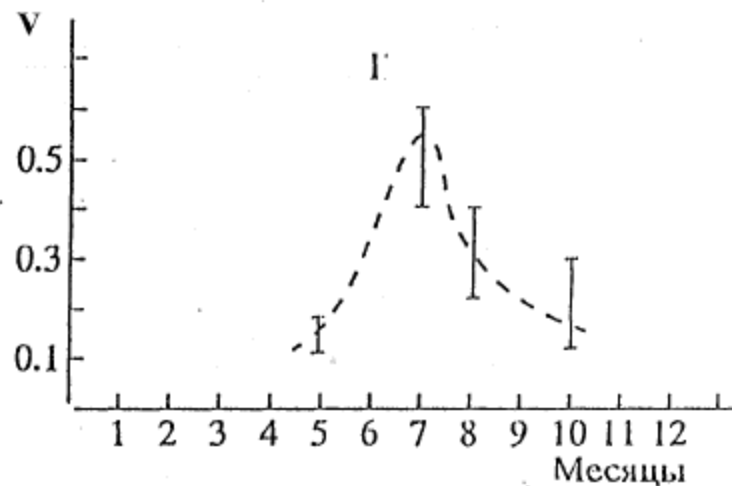


СРАВНЕНИЕ данных измерений 14.04.91 и результатов моделирования



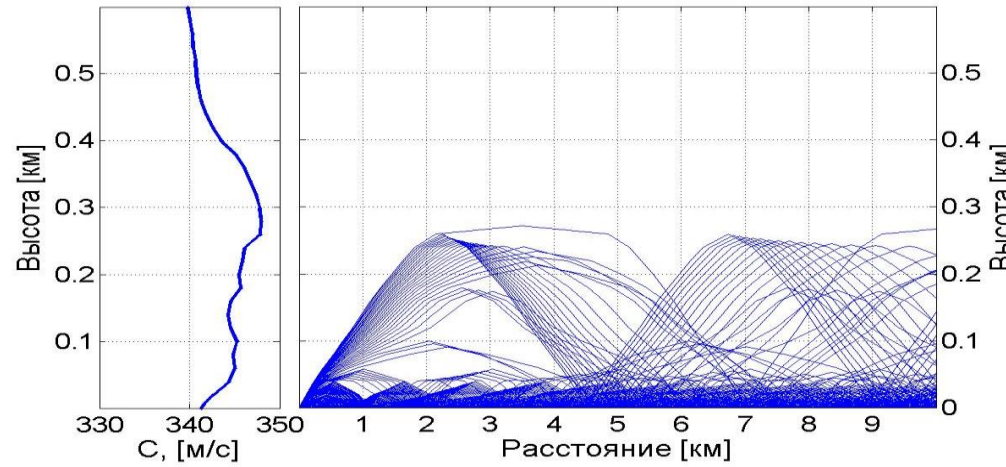
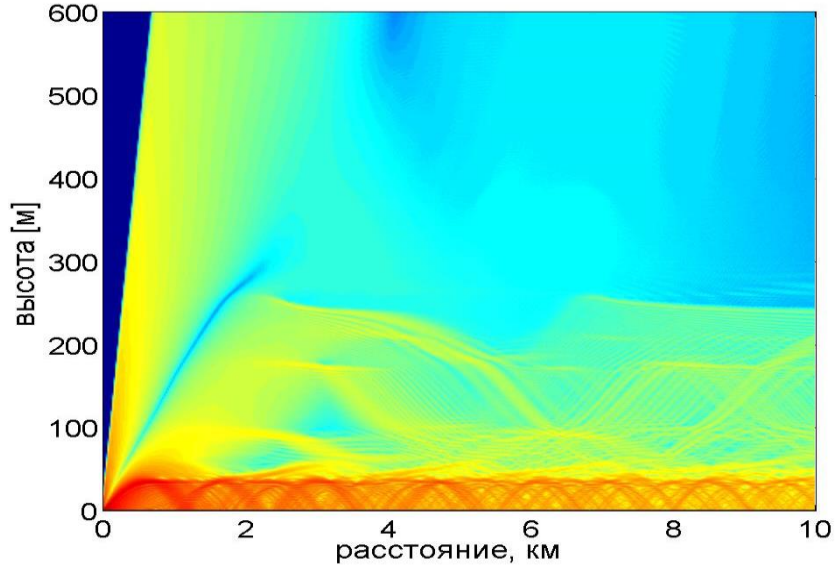
ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ГРАДИЕНТЫ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ИЗ ДАННЫХ РЕГИСТРАЦИИ ИНФРАЗВУКА В РОССИИ (взрыв) И ЭКВАДОРЕ (извержения вулкана)



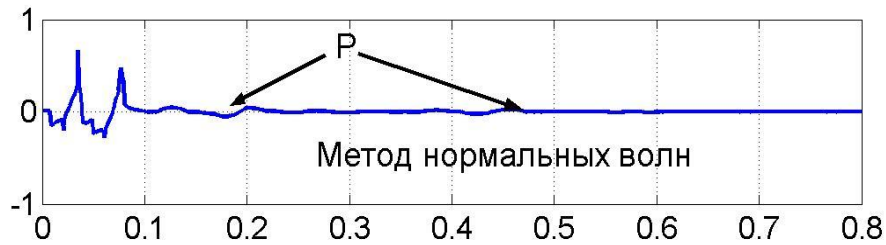
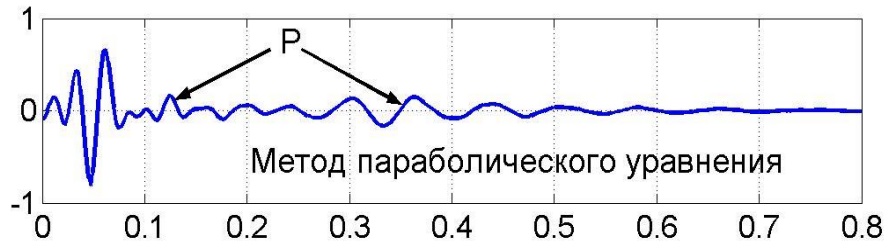
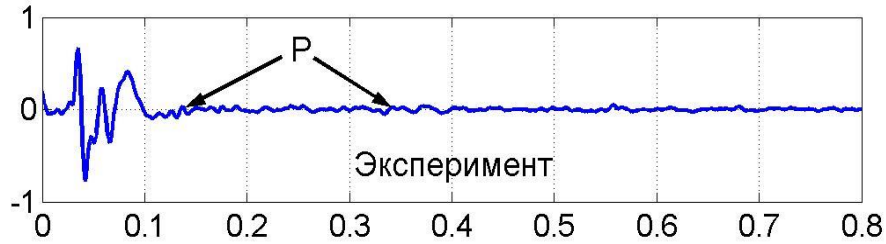


Значения коэффициентов частичного отражения инфразвуковых импульсов неоднородных структур акустического показателя преломления в средней лосфере в различные сезоны года - I.

Интенсивность флуктуаций скорости ветра на мезосферных высотах (по данным [32]) - II.



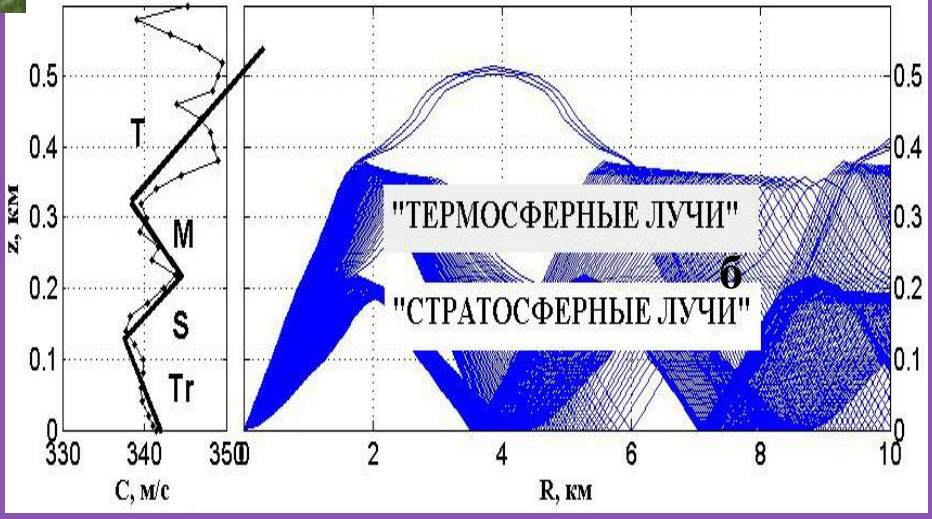
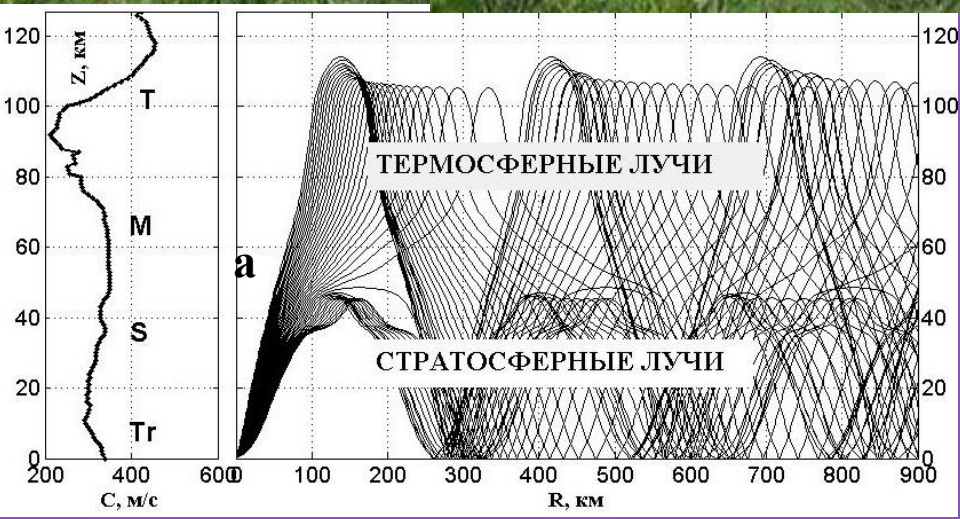
Расстояние 2.5 км.



**СОПОСТАВЛЕНИЕ
РЕЗУЛЬТАТОВ
ЭКСПЕРИМЕНТА И ТЕОРИИ**

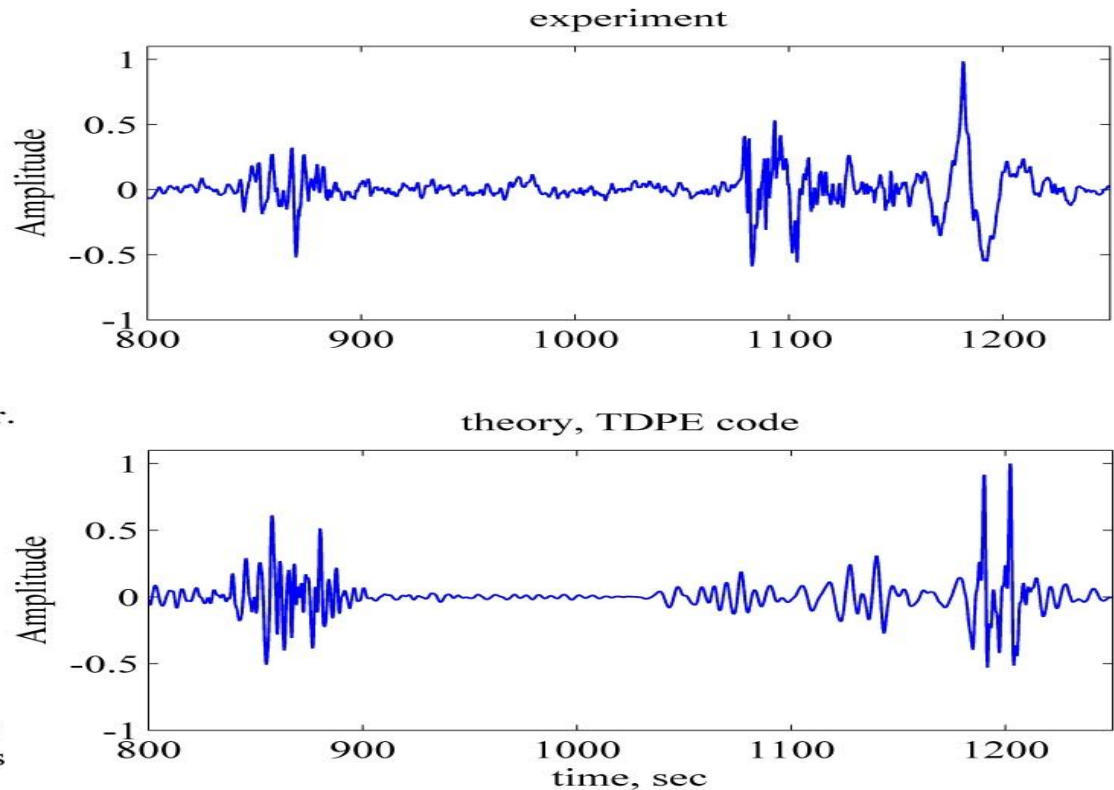
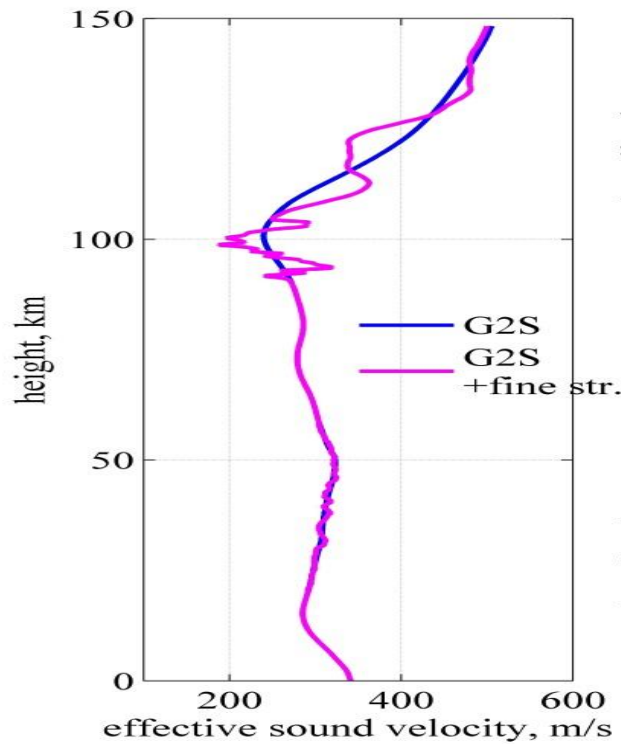


Валидация
 разработанных методов
 зондирования с использованием
впервые предложенного
 способа физического
 моделирования распространения
 звука, основанного на подобии (в
 отдельных случаях) вертикальных
 профилей эффективной скорости
 звука в атмосферном пограничном
 слое и в толще 0÷130 км

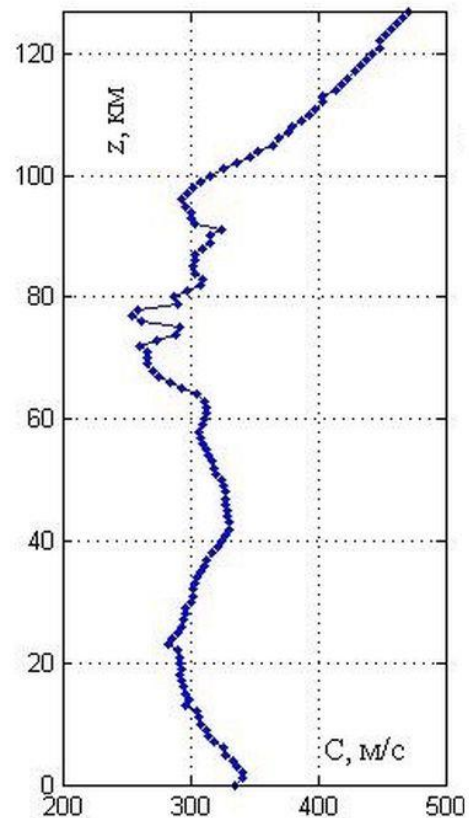


Вертикальный профиль эффективной скорости звука и лучевые траектории в области высот земля – нижняя термосфера (а). Профиль стратификации и лучевые траектории для атмосферного пограничного слоя (б). Tr – тропосфера; S – стратосфера; M – мезосфера; T – термосфера.

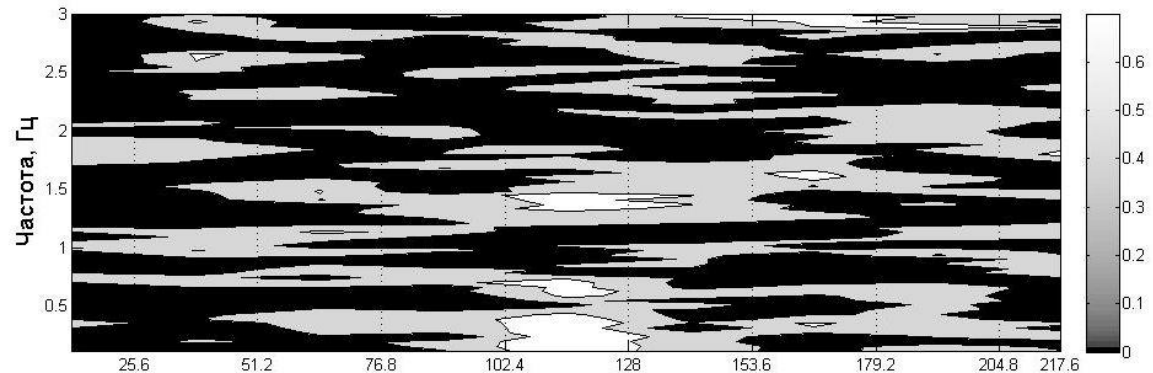
ВОССТАНОВЛЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ЗВУКА ПО ДАНЫМ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА ОТ ИЗВЕРЖЕНИЯ ВУЛКАНА В ЭКВАДОРЕ ($R = 250,5$ км)



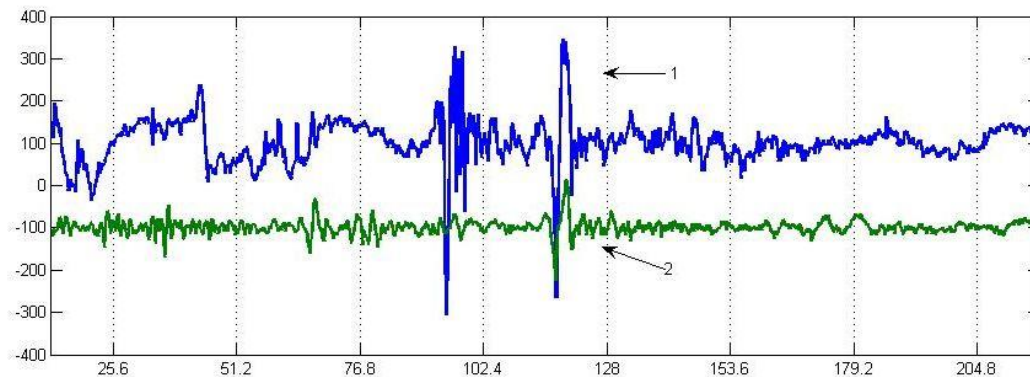
ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ



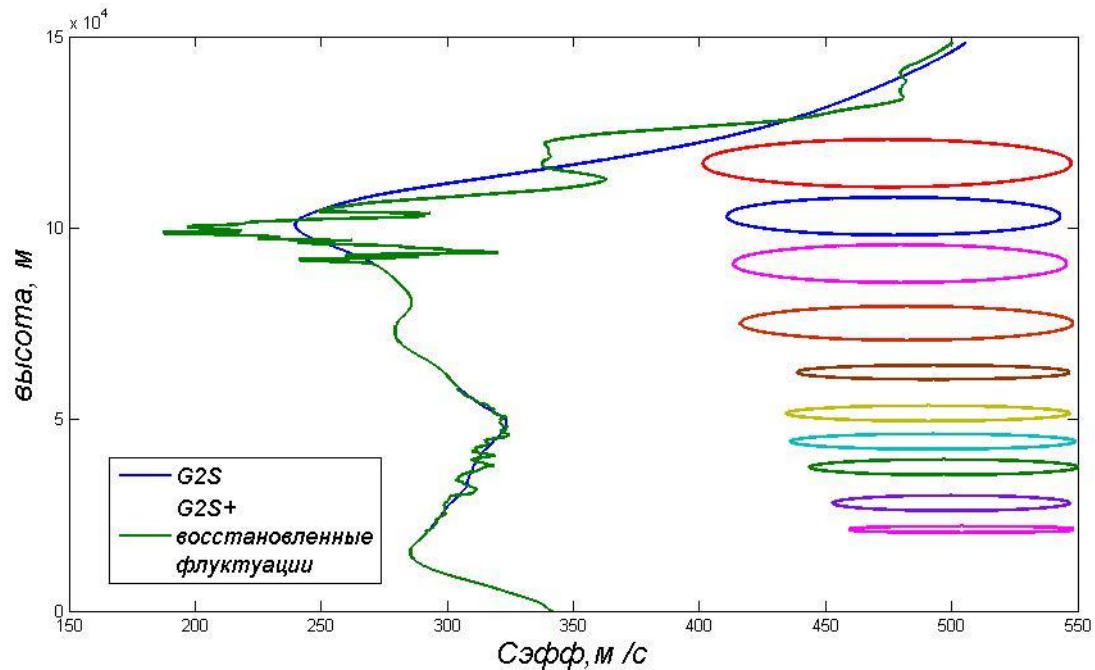
Когерентность между инфразвуковыми сигналами 20.10.90.



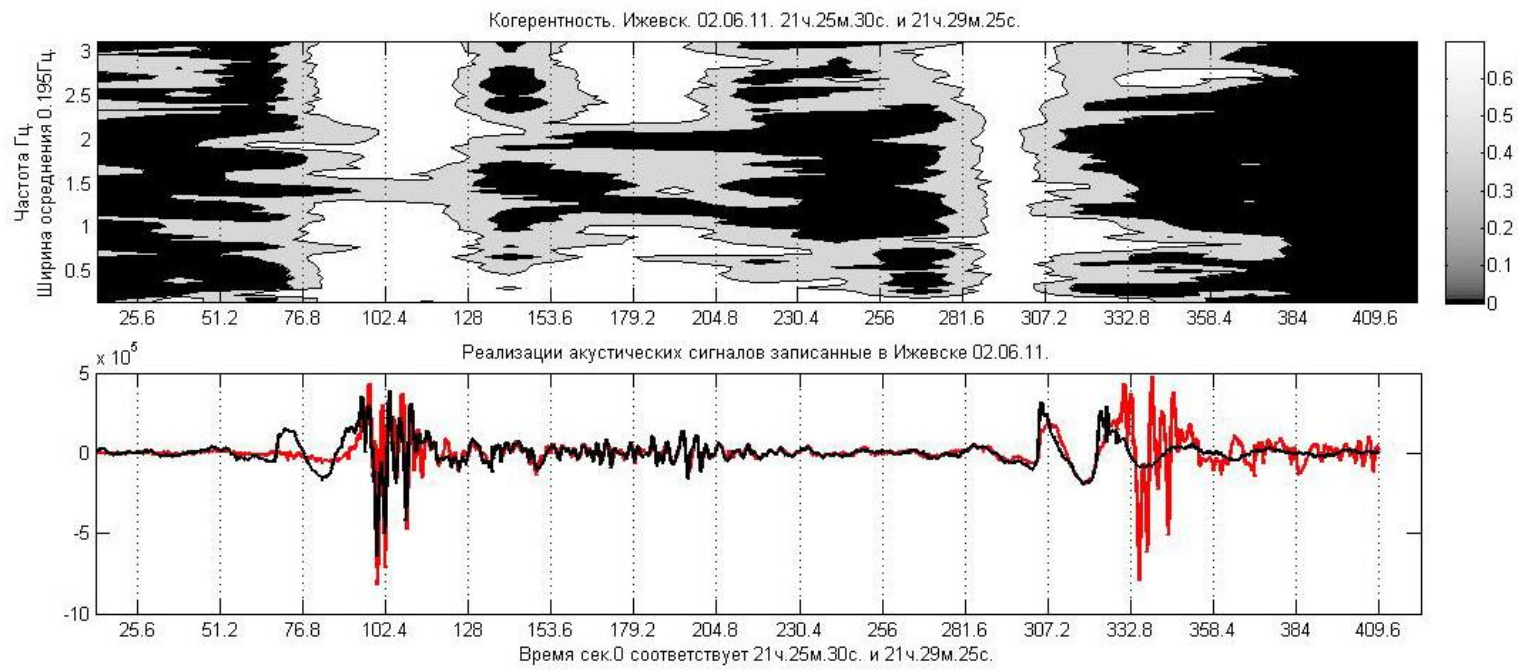
Инфразвуковые сигналы на расстоянии $R=305$ км; $E=30$ т тнт; 20.10.90.



Время 0 секунд соответствует для сигналов : $t(1) = 11$ ч.30 мин.45 с., $t(2) = 15$ ч.51 мин. 18.4 с.



- ◆ тонкая слоистая структура атмосферы
- ◆ когерентность между сигналами от взрывов с интервалом 4 минуты

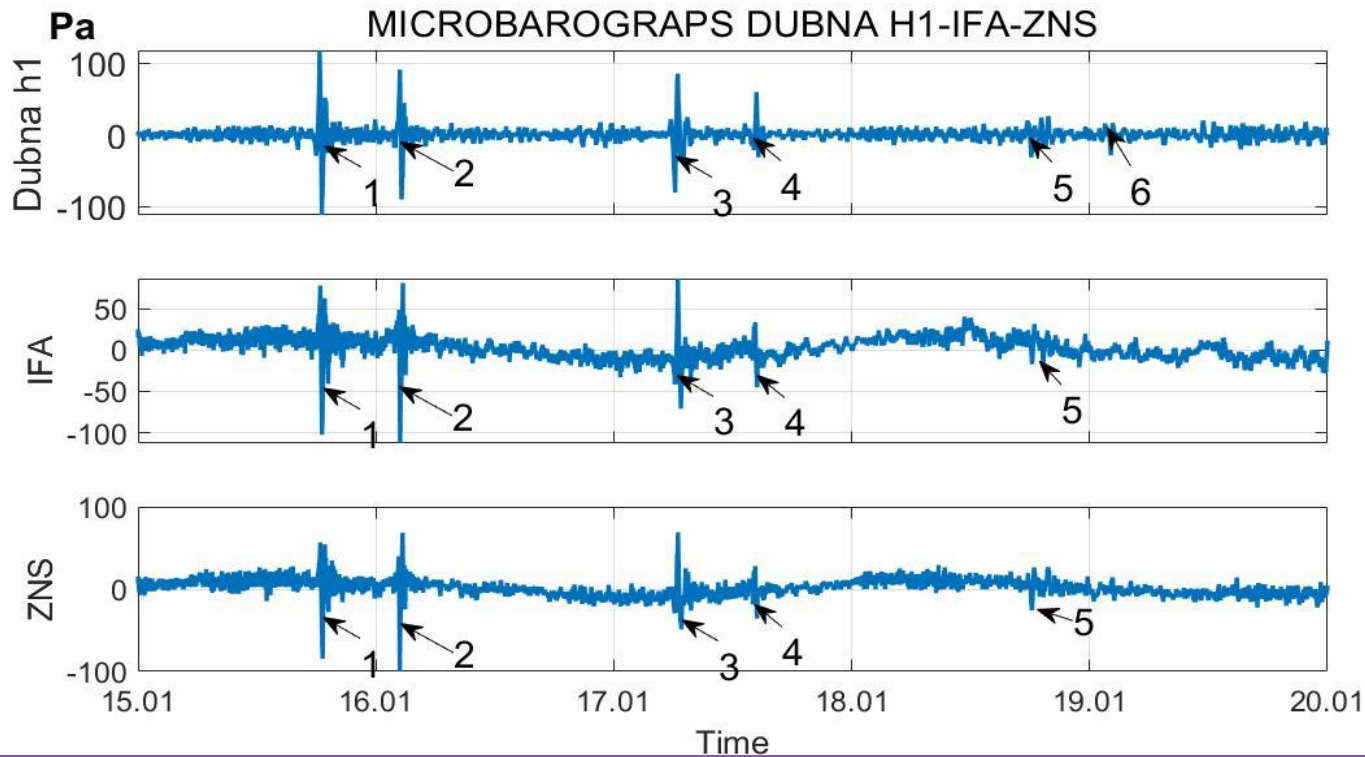


ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- ◆ Разработаны основы нового направления изучения атмосферы – дистанционное акустическое зондирование тонкой неоднородной структуры нижней и верхней атмосферы (высоты 0-1км и 20-130 км).
- ◆ Акустический метод является **эффективным** инструментом зондирования атмосферы.
- ◆ Проведены эксперименты, получен уникальный архив данных и разработаны модели распространения инфразвуковых сигналов от взрывов в различных геосферах (земле, атмосфере, нижней ионосфере).
- ◆ **Обнаружено** наличие во всей толще атмосферы **долгоживущих** тонко-структурных слоистых неоднородностей эффективной скорости звука (температуры и ветра), имеющих аномально большие вертикальные градиенты, что **необходимо** учитывать в моделях климата
- ◆ **Обнаружено**, что мгновенный профиль тонкой структуры атмосферы может быть стабилен на значимых интервалах времени



СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!



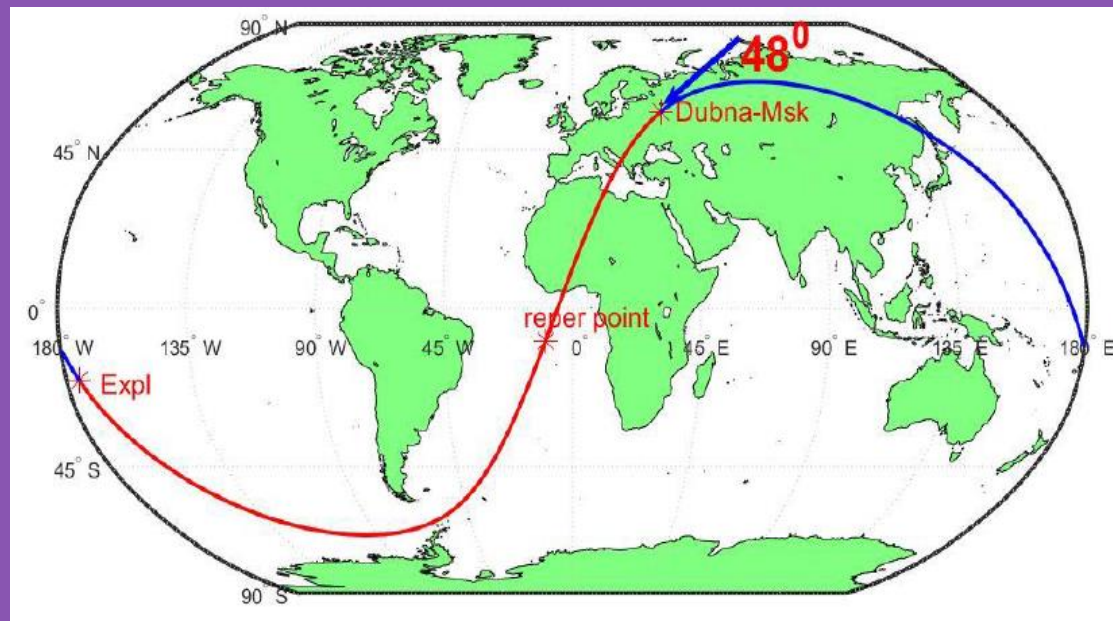
ВЗРЫВ

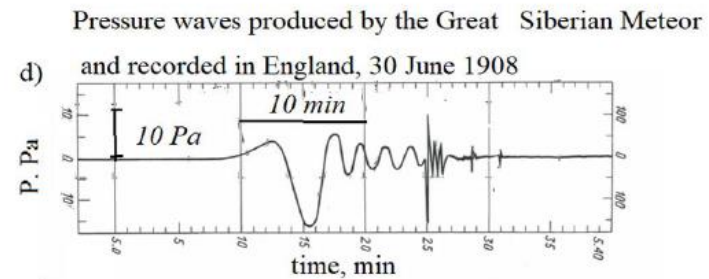
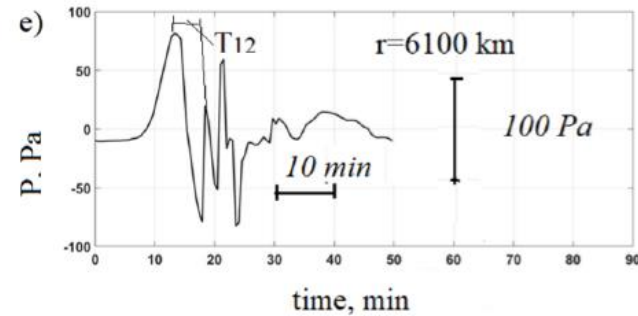
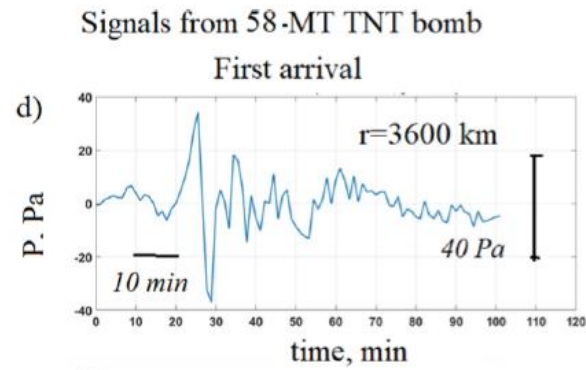
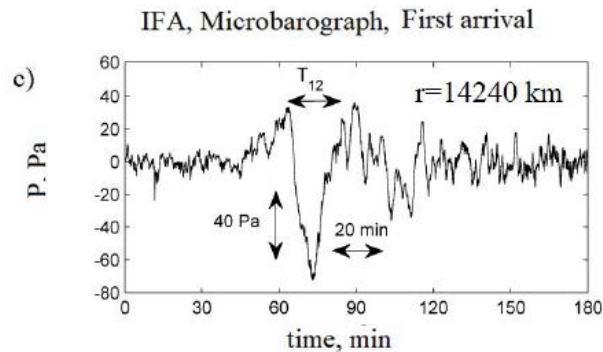
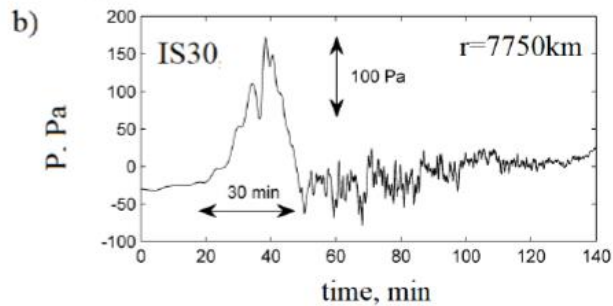
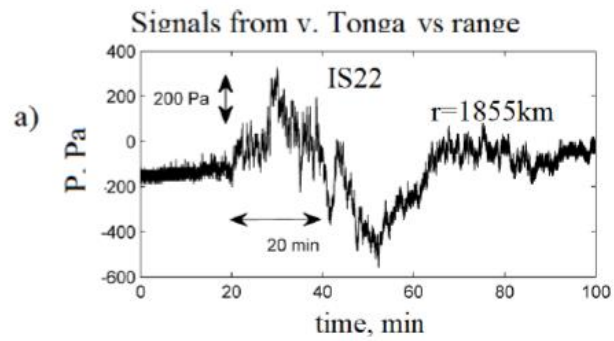
вулкана
Тонга
в Тихом
океане

15.01.2022

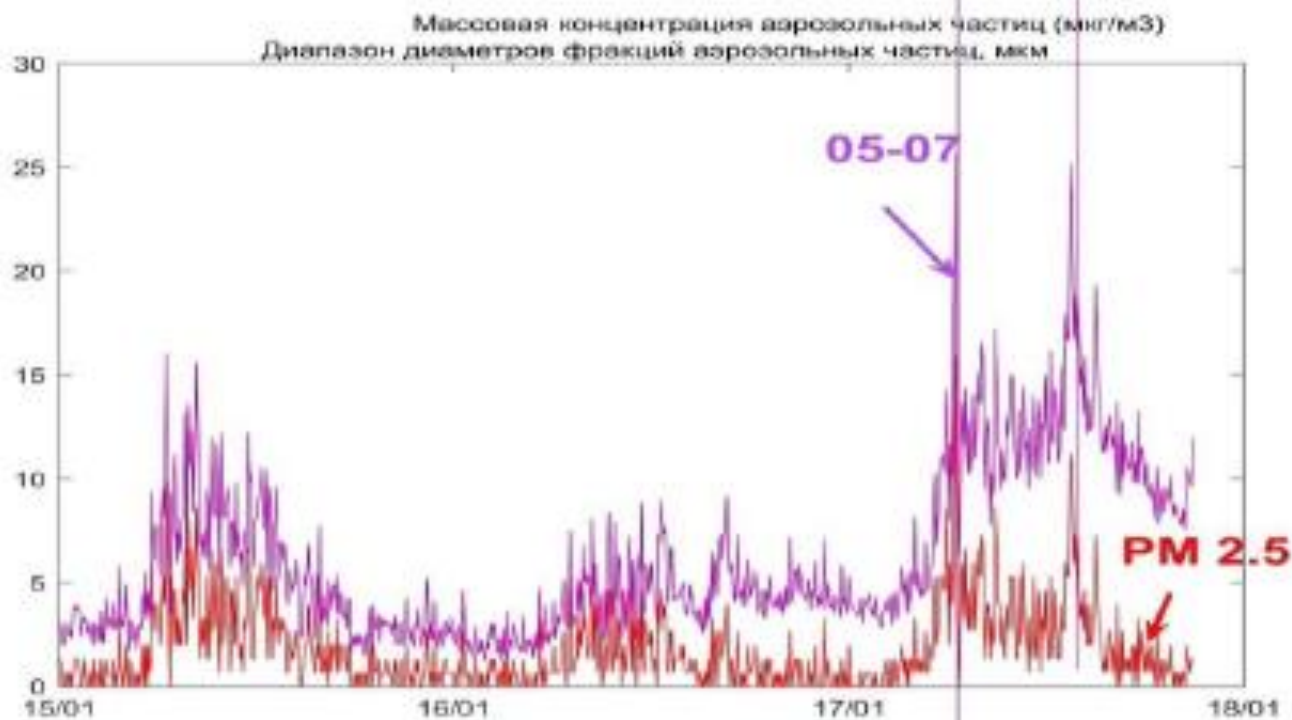
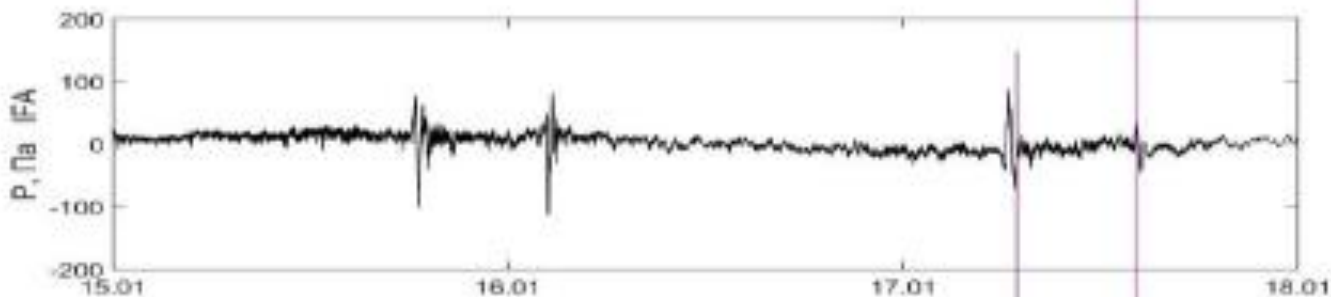
Верхняя панель - инфразвуковые сигналы, зарегистрированные на станции IS 43 в Дубне.

Средняя панель - инфразвуковые сигналы, зарегистрированные в Москве на станции IFA Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН





Сравнение сигналов от вулкана на разных расстояниях от источника (a) $r=1855 km$ (IS22); (b) $r=7750 km$ (IS30); (c) $r=14240 km$ с сигналами (d)-(e) от ядерной бомбы энергией 58-Мт TNT и от падения Тунгусского метеорита (d), соотвественно.



Сопоставление результатов регистрации волн давления (верхняя панель) с результатами измерений массовой концентрации (в мкг/ м³) аэрозольных частиц размером (0.5-0.7 Мкм), PM2.5 и PM10, в Москве (2-я панель сверху).
Время указано в UTC.