

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 223

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА И ВЕТРА
НА ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

А.В.Разин

Горький 1987

Р а з и н А. В.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА И ВЕТРА НА ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ. Горький, Препринт № 223 / НИРФИ, 1987.

25 с.

УДК 534.222.1

551.596.1

В приближении геометрической акустики численно исследовано влияние неоднородности температуры воздуха и ветра на звуковое поле неподвижного точечного изотропного гармонического источника в приземном слое атмосферы. Расчеты проведены для различных характерных вертикальных профилей метеопараметров. Показано, что при антиволноводном распространении звука основным эффектом является образование зоны акустической тени, а при наличии рефракционного волновода - приход в точку наблюдения нескольких лучей (многолучевость). Вклад ветра в рефракцию акустических волн в приземном слое атмосферы существенно превышает вклад неоднородности температуры воздуха.

Введение

Расчеты звуковых полей в неоднородной движущейся атмосфере являются весьма важными для многих приложений. Этой проблеме посвящен ряд работ. В /1/ развит лучевой метод вычисления поля акустического излучателя в приземном слое атмосферы. В работах /2-6/ использован волновой подход к решению этой задачи. Полученные в /2-6/ аналитические результаты, однако, весьма громоздки. Кроме того, для волнового описания распространения звука в слоисто-неоднородной движущейся атмосфере при произвольных температурных и ветровых профилях необходимо выполнение большого объема вычислительной работы. Указанные обстоятельства являются причиной того, что численные исследования влияния разнообразных характерных для приземного слоя атмосферы градиентов скоростей звука и ветра на поле находящегося вблизи земной поверхности излучателя акустических волн методами волновой теории не проводились.

Волновое описание распространения звука в движущейся атмосфере, по-видимому, наиболее удобно для расчета звукового поля источника, находящегося в атмосферном рефракционном волноводе. На значительных удалениях от источника число лучей, приходящих в точку наблюдения, может достигать нескольких десятков и даже сотен, что приводит к резкому увеличению затрат машинного времени. Число же мод при этом может исчисляться единицами, так что времени на их расчет и суммирование необходимо гораздо меньше.

На малых расстояниях от источника при расчете поля волновым методом необходимо учитывать затухающие моды, что существенно усложняет решение задачи. Лучевой же расчет в этом случае сравнительно прост, поскольку число лучей, приходящих в приемник звука, относительно невелико. Во многих приложениях возникает необходимость прогнозирования уровня шума, создаваемого находящимся на высоте 1-5 м над землей источником, на расстояниях до одного километра. В характерных атмосфер-

ных условиях, например, при излучении приземного рефракционного волновода, образованного усиливающимся с высотой ветром, в точку наблюдения в подобных случаях приходят не более 20-30 лучей. Таким образом, использование для расчета звуковых полей в движущейся атмосфере приближения геометрической акустики по схеме, предложенной в /1/, представляется наиболее адекватным подходом к решению целого ряда практических задач.

Наличие в среде среднего потока значительно усложняет расчеты звуковых полей. Даже в наиболее простом случае слоисто-неоднородной атмосферы, когда ее параметры меняются только вдоль одной (вертикальной) координаты, задача не имеет цилиндрической симметрии, и для ее решения волновым методом необходимо пользоваться двукратным преобразованием Фурье по горизонтальным координатам x и y . После того, как решение задачи записано в интегральном виде, основную трудность представляет вычисление описывающего гармоническое звуковое поле двойного интеграла Фурье по x - и y -компонентам волнового вектора. В работах /2, 6/ этот интеграл записывается в цилиндрических координатах, причем интегрирование по азимутальному углу осуществляется методом стационарной фазы, а по горизонтальному волновому числу - с помощью теории вычетов. Метод стационарной фазы является асимптотическим методом, который в применении к задачам о распространении волн во многом аналогичен приближению геометрической акустики /7/. Поэтому использование метода стационарной фазы может привести к тому, что волновой расчет не будет иметь каких-либо преимуществ перед лучевым в смысле точности получаемых результатов.

Если же интеграл Фурье по x - и y -компонентам волнового вектора берется двумерным методом стационарной фазы /3-5/, то получаемый после довольно громоздких выкладок результат представляет собой звуковое поле, вычисленное в рамках лучевого приближения. Получение этого результата значительно упрощается при последовательном применении с самого начала метода геометрической акустики по схеме /1/. Таким образом, несмотря на то, что применение волнового метода расчета звуковых полей в слоисто-неоднородной движущейся атмосфере представляет несомненный интерес, использование для решения этой задачи лучевого приближения оказывается более целесообразным.

Лучевой метод обладает рядом преимуществ перед волновым описа-

нием распространения звука в атмосфере. К ним относятся, в первую очередь, наглядность и относительная простота, легко реализуемая возможность учета диаграммы направленности источника, загибания звука вдоль луча и зависимости коэффициента отражения звука от земной поверхности от угла падения луча (конечный импеданс подстилающей поверхности). Кроме того, лучевое решение может быть сравнительно легко обобщено на случай двумерно-неоднородной среды, а также может быть использовано при расчете поля импульсного источника.

В настоящей работе на основе разработанной в /1/ методики, использующей приближение геометрической акустики, впервые проведено численное моделирование звукового поля точечного гармонического изотропного источника при различных характерных для приземного слоя атмосферы зависимостях температуры воздуха и скорости ветра от высоты. Большинство расчетов в работе проведено для случая точек наблюдения, лежащих на поверхности земли. Это сделано с целью исключения эффектов интерференции звуковых лучей при антиволноводном распространении звука и при его волноводном распространении на дистанции, которые меньше характерных расстояний возникновения многолучевости. Земная поверхность считалась абсолютно отражающей, что позволило для реализуемого в рефракционном волноводе случая прихода в точку наблюдения нескольких лучей получить интерференционную картину, не искаженную сдвигами фаз лучей и изменением их амплитуд при отражении звука от поверхности с конечным импедансом.

Постановка задачи

При решении задачи воспользуемся моделью стратифицированной атмосферы, т.е. будем считать, что земная поверхность плоская, ветер горизонтален, а его скорость, также как и скорость звука, зависит только от вертикальной координаты.

Пусть точечный гармонический изотропный источник звука расположен на высоте h над землей. Введем прямоугольную систему координат с осью Z , направленной вертикально вверх от поверхности земли, совпадающей с плоскостью $Z = 0$. При расчетах ограничимся случаем, когда скорость ветра не меняет с высотой своего направления, по которому ориентируем ось X . При условии малости отношения скорости ветра u к скорости звука c и относительного изменения скорости звука с высотой, $u/c \ll$

$\sim |c/c_0 - 1| \ll 1$, где $c_0 = c(h)$, выражение для интенсивности звука на дуге можно записать в виде I/I_0

$$I = \frac{Q \sin \theta (1 + 2\eta_0)}{4\pi r^* \left| \frac{dr}{d\theta} \right| \xi} \quad (1)$$

Здесь Q - мощность источника, $\xi = \left[1 - \left(\frac{c}{c_0} \right)^2 \sin^2 \theta + 2(\eta_0 - \eta) \right]^{1/2}$,

$$\eta = \frac{w}{c_0} \sin \theta \cos \alpha, \quad \eta_0 = \eta(h), \quad w_0 = w(h),$$

θ - зенитный угол выхода луча, α - азимут точки наблюдения, отсчитываемый от оси x в горизонтальной плоскости против часовой стрелки, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ - горизонтальное расстояние до точки наблюдения, определяемое из уравнения

$$\frac{dr}{dz} = \pm \left(\frac{c \sin \theta}{c_0 \xi} + \frac{w - w_0}{c_0 \xi} \cos \alpha \right) \quad (2)$$

Величина r^* , равная с точностью до членов порядка w/c горизонтальному расстоянию r , дается решением уравнения

$$\frac{dr^*}{dz} = \pm \frac{c \sin \theta}{c_0 \xi} \quad (3)$$

Знак "плюс" в (2), (3) соответствует восходящей, а знак "минус" - нисходящей ветвям луча. При известной интенсивности звука давление в акустической волне может быть найдено по формуле /8/

$$p = (1 - \eta) \sqrt{I \rho c}, \quad (4)$$

где ρ - плотность воздуха.

Из (1) - (4) следует, что звуковое поле изотропного источника в точках наблюдения с азимутом α при скорости ветра w совпадает с полем на оси x ($\alpha = 0$) при скорости ветра $w_\alpha = w \cos \alpha$. В связи с этим будем говорить о распространении звука по ветру или против ветра, имея при этом в виду, что полученные результаты могут быть использованы для других азимутов точек наблюдения.

При расчетах звуковое давление будем выражать в децибелах по отношению к давлению p_0 , создаваемому точечным гармоническим изотропным источником мощности Q в неподвижной однородной безграничной сре-

да на расстоянии 1 м: $P_{35} = 20 \lg (P/P_0)$.

Рассмотрим распространение звука в приземном слое атмосферы с характерными логарифмическими профилями скорости ветра и температуры воздуха /9/:

$$w(z) = \begin{cases} w(10) \ln(z/z_0) / \ln(10/z_0), & z \geq z_0 \\ 0, & 0 \leq z < z_0 \end{cases}, \quad (5)$$

$$T(z) = \begin{cases} T(z_0) + T_* \ln(z/z_0), & z \geq z_0 \\ T(z_0), & 0 \leq z < z_0 \end{cases}. \quad (6)$$

В (5) и (6) z и z_0 - соответственно высота и параметр шероховатости, выраженные в метрах, а $w(10)$ - скорость ветра на высоте 10 м, вы - раженная в м/с. Среднее значение параметра шероховатости для равнин - ной части СССР составляет 0,08 м /10/. Для определения параметра T_* в (6) воспользуемся данными о средних градиентах температуры воздуха в приповерхностном слое толщиной 50 м /11/. Изменения температуры воздуха вблизи земли наиболее значительны в летнее время, причем обн - чно днем температура воздуха падает, а ночью возрастает с высотой (инверсия). Согласно /11/, в Московской области днем (в 13 ч) темпе - ратура воздуха на высоте 50 м в среднем на 1,62 К ниже, а ночью (в 1 ч) на 1,85 К выше, чем температура $T(z_0)$ на поверхности земли. Пола - гая $T(z_0) = 293$ К и зная значение T на высоте 50 м, определяем величину T_* в (6). Она равна $T_*^{(д)}$ = -0,25 К днем и $T_*^{(н)}$ = 0,29 К ночью.

Вычисления звукового поля в условиях антиволноводного распространения акустических волн

Результаты расчетов поля звукового давления при распространении акустической волны против ветра для температурного и ветрового про - фильей (5), (6) приведены на рис. 1. Звуковое поле приподнятого исто - чника на поверхности земли в направлении, противоположном направле - нию ветра, оказывается больше, чем в однородной неподвижной среде.

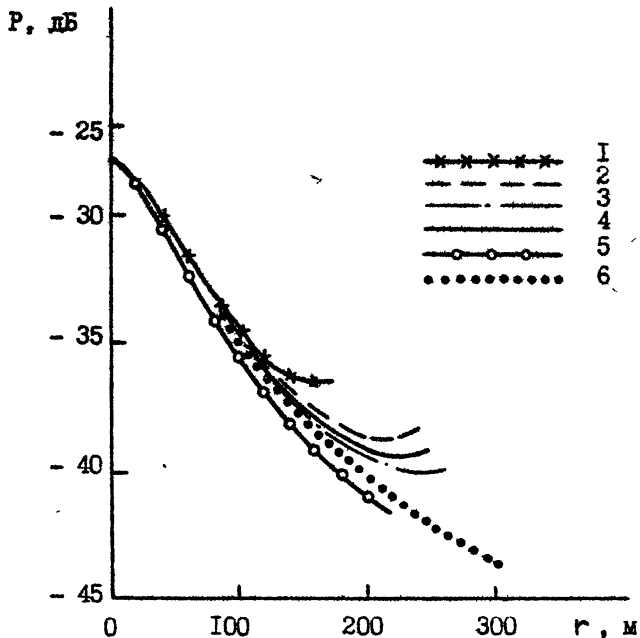


Рис 1. Зависимости акустического давления P от горизонтального расстояния до источника r при распространении звука против ветра. Высота источника $h = 50$ м. 1) Скорость ветра $U(10) = 10$ м/с, изотермическая атмосфера; 2) $U(10) = 5$ м/с, температура воздуха убывает с высотой; 3) $U(10) = 5$ м/с, инверсия; 4) $U(10) = 5$ м/с, изотермическая атмосфера; 5) линейный профиль ветра, $\alpha = 0,5 \text{ с}^{-1}$, изотермическая атмосфера; 6) $P = 2/(r^2 + h^2)^{1/2}$.

Для сравнения на рис. 1 приведен также график зависимости звукового давления от расстояния для линейного профиля ветра $W = \alpha z$. В этом случае звуковое поле спадает с расстоянием быстрее, чем по закону $P \sim 2/R$, соответствующему ситуации, когда источник находится над абсолютно отражающей границей в однородной неподвижной среде. Таким образом, нельзя утверждать, что при распространении звука против ветра (или при уменьшении скорости звука с высотой) его поле всегда должно спадать с расстоянием быстрее, чем в однородной неподвижной атмосфере. Вид кривой $P(r)$ существенно зависит от формы профилей $C(z)$ и $W(z)$.

Из рассмотрения кривых 2 и 3 на рис. 1 следует, что при скорости ветра 5 м/с градиент температуры воздуха не оказывает существенного влияния на звуковое поле. Изменение поля давления при изменении знака градиента температуры воздуха в условиях антиволноводного распространения составляет около 1 дБ. Более существенным эффектом является смещение границы зоны акустической тени. Из экспериментов [12] известно, что падение уровня звукового сигнала при переходе из озвученной области в неозвученную может достигать 20 дБ. Поэтому, если точка наблюдения находится за пределами озвученной зоны для случая падения температуры воздуха с высотой, но ближе, чем граница зоны тени для случая инверсии, изменение звукового давления при смене знака градиента температуры может быть значительным.

Для температурных и ветровых профилей вида (5), (6) граница зоны тени представляет собой огибающую семейства лучей — каустику (рис. 2). Поэтому при подходе к ней наблюдается рост звукового поля, вычисленного в лучевом приближении (кривые 1-4 на рис. 1). Для линейного профиля скорости ветра границей зоны тени является луч, касающийся земной поверхности. Каустика для линейной зависимости $W(z)$ не возникает (рис. 3), поэтому давление в акустической волне всюду спадает с расстоянием.

Таким образом, расчеты показали, что при антиволноводном распространении звука наиболее существенным рефракционным эффектом является образование зоны акустической тени. Звуковое поле в озвученной зоне незначительно (на 1-3 дБ) отличается от звукового поля в неподвижной однородной среде. Поэтому при практических оценках можно считать, что в пределах озвученной зоны давление спадает с расстоянием как $P \sim 1/R$.

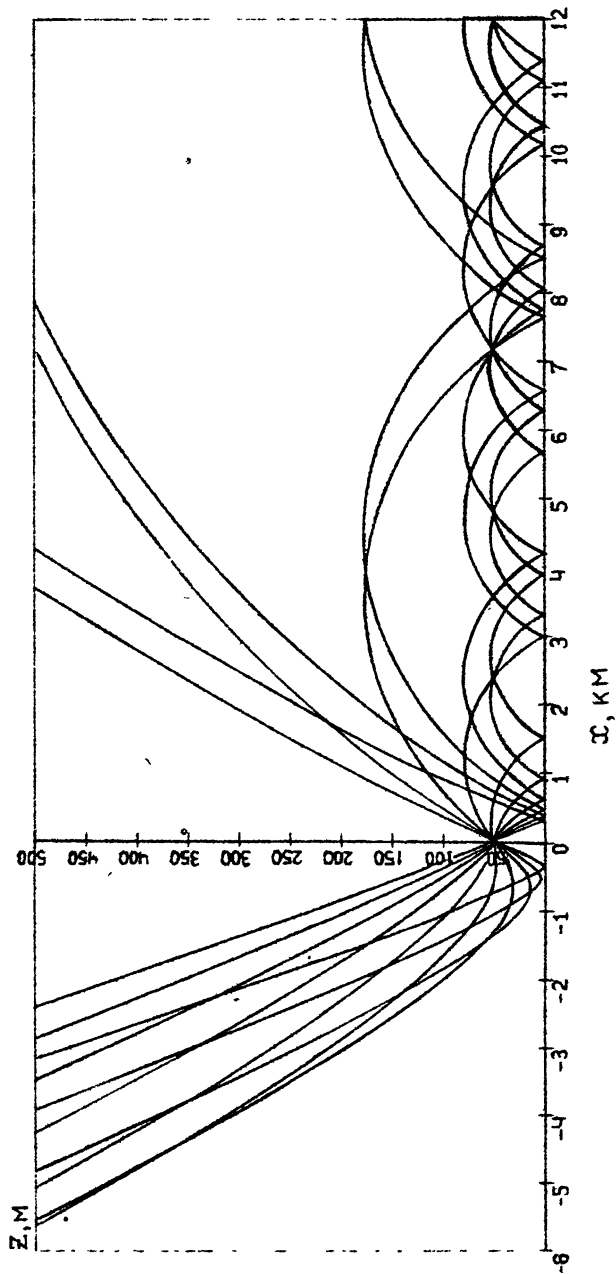


Рис. 2. Лучевая картина при распространении звука в изотермической атмосфере с ветровым профилем вида (5) при $\psi(10) = 5$ м/с. Зенитные углы выхода лучей θ меняются от 81° до 99° с интервалом 2° . Направление ветра совпадает с положительным направлением оси x .

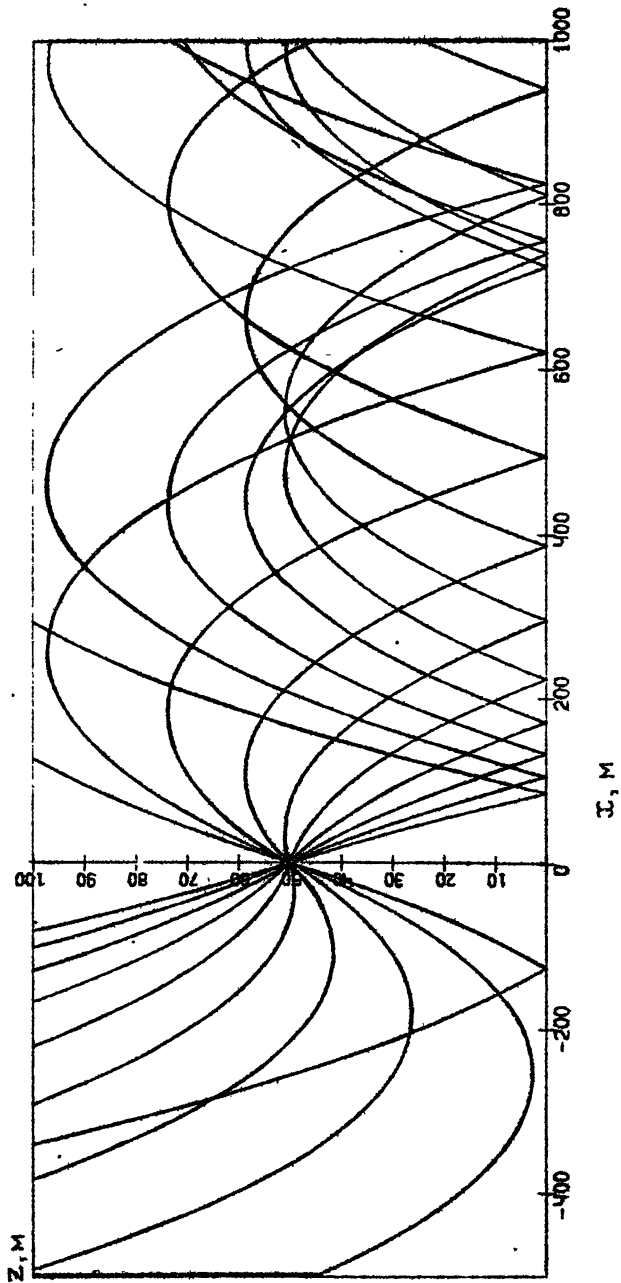


Рис. 3. Лучевая картина при распространении звука в изотермической атмосфере с линейным профилем ветра при $\Omega = 0,5 \text{ с}^{-1}$. Углы θ меняются от 63° до 117° с интервалом 6° .

Вычисление звукового поля в условиях атмосферного рефракционного волновода.

Более интересным является случай распространения звука по ветру, поскольку при этом может возникнуть приповерхностный рефракционный волновод. В условиях волновода звуковой луч, вышедший из наземного источника под углом к горизонту, вследствие рефракции может вернуться к земной поверхности. Возможна ситуация, когда в точку наблюдения приходят несколько лучей, некоторые из которых испытали многократные отражения от земли (многолучевость). До некоторого расстояния в точку наблюдения, расположенную на поверхности земли, приходит только один луч. Зависимость акустического давления от расстояния до источника при этом должна быть монотонной. На больших дальностях в приемник могут приходиться несколько лучей. Интерференция звуковых сигналов, приходящих по разным лучам, приводит к появлению характерных осцилляций в зависимости акустического поля от расстояния. При этом конкретный вид этой зависимости при заданных температурном и ветровом профилях будет определяться частотой сигнала.

Результаты расчетов звукового поля при распространении звука по ветру в изотермической атмосфере приведены на рис. 4а, 4б, 5а и 5б. Действительно, характер зависимостей давления от расстояния имеет отмеченные выше основные черты. Так, при логарифмическом профиле ветра вида (5) для источника, расположенного на высоте $h = 50$ м, многолучевость проявляется с расстояния $r \sim 3,5$ км при скорости ветра $W(10) = 5$ м/с и с расстояния $r \sim 2,4$ км при скорости ветра $W(10) = 10$ м/с (рис. 4а, 4б). На меньших расстояниях звуковое давление плавно убывает при удалении от источника. На больших дальностях интерференция звуковых лучей приводит к появлению локальных минимумов и максимумов в зависимостях $p(r)$, причем положение этих экстремумов и значения поля в них определяются частотой сигнала. Вариации звукового поля при изменении частоты акустической волны на 10-20% могут составлять в отдельных точках несколько десятков децибел.

С уменьшением высоты источника звука волноводные эффекты проявляются на меньших дальностях (ср. рис. 4а, 4б и 5а, 5б). Расчеты для высоты источника $h = 1,5$ м (рис. 5а, 5б) показали, что как и для случая $h = 50$ м при фиксированной высоте излучателя с увеличением скорости ветра многолучевость возникает на меньших расстояниях, и число лучей, приходящих в заданную точку, тем больше, чем выше скорость ветра.

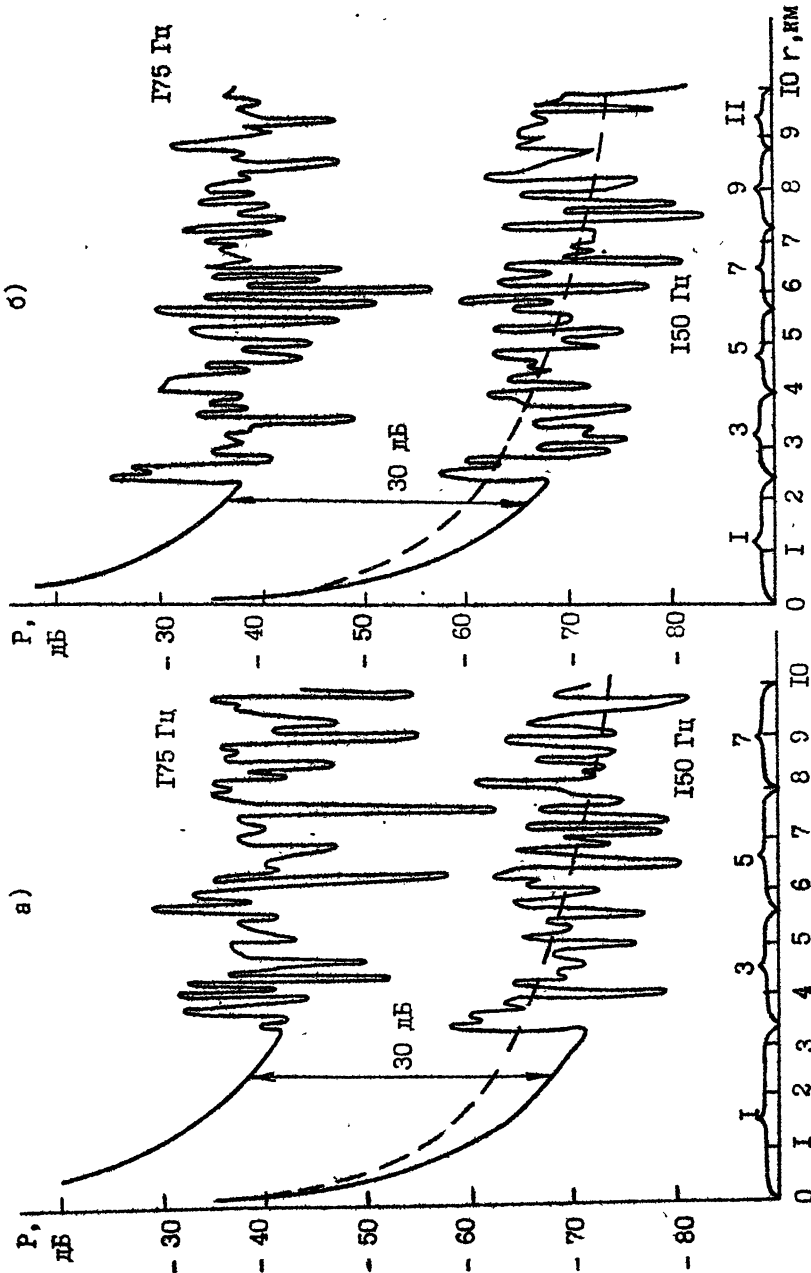


Рис. 4. Зависимость $P(r)$ при распространении звука по ветру в изотермической атмосфере над абсолютно отраженной поверхностью для частот 150 Гц и 175 Гц. Высота источника $h = 50 \text{ м}$. Цифры над фигурными скобками у оси r - количество лучей, приходящих в точку наблюдения. Кривая $P(r)$ для 175 Гц искусственно сдвинута вверх на 30 дБ. Штриховая линия соответствует закону $P = 2/(r^2 + h^2)^{1/2}$. а) Скорость ветра $U(10) = 5 \text{ м/с}$. б) $U(10) = 10 \text{ м/с}$.

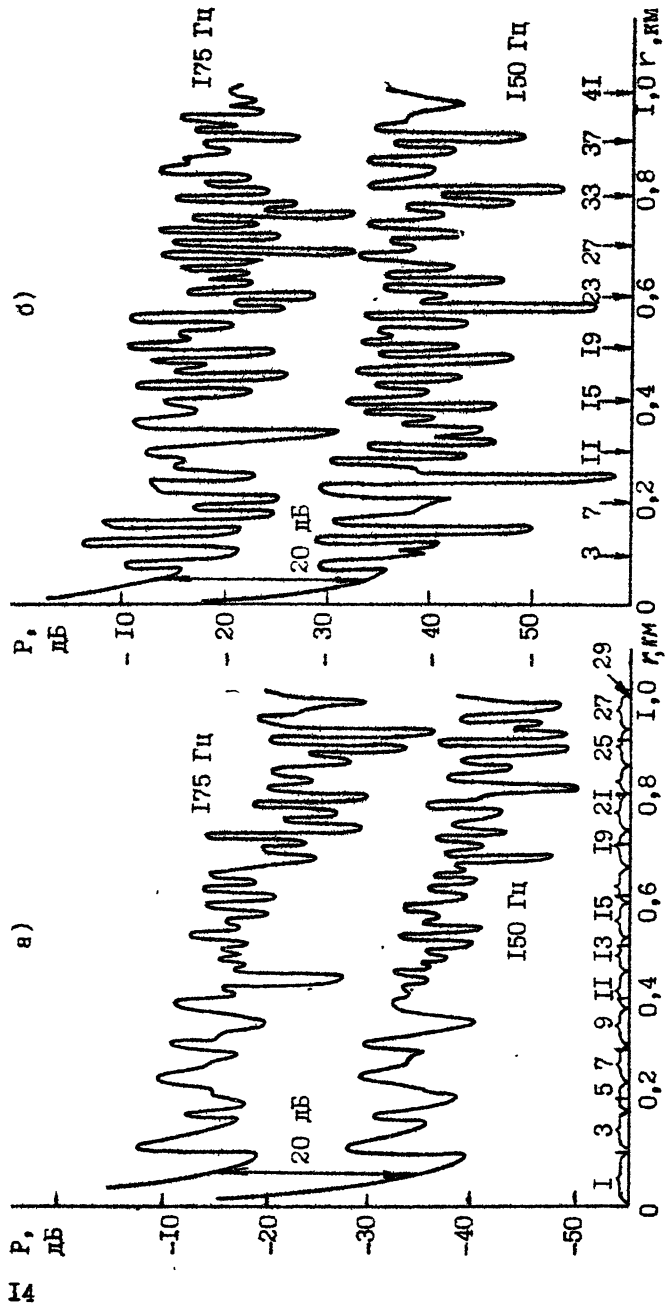


Рис. 5. Зависимости $P(r)$ при распространении звука по ветру в изотермической атмосфере над абсолютно отражающей поверхностью для частот 150 Гц и 175 Гц. Высота источника $h = 1,5$ м. Кривая $P(r)$ для 175 Гц искусственно сдвинута вверх на 20 дБ, а) $\psi(10) = 5$ м/с. Цифры над фигурными скобками у оси r - число лучей, приходящих в точки наблюдения, б) $\psi(10) = 10$ м/с. Для некоторых расстояний шифрами над стрелками у оси r показано число лучей, приходящих в точки наблюдения.

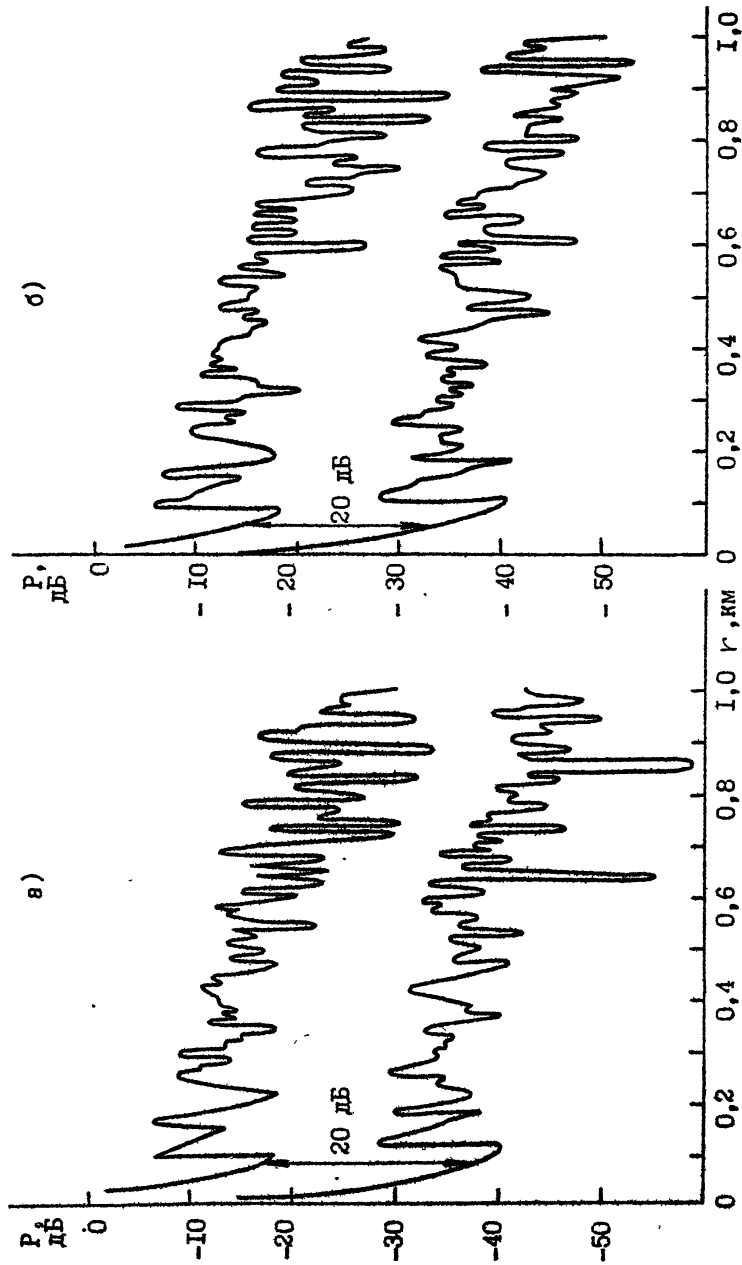


Рис. 6. Зависимости $P(r)$ при распространении звука по ветру в случае убывания (нижняя кривая) и возрастания (верхняя кривая) температуры воздуха с высотой. Высота источника $h = 1,5$ м, скорость ветра $W(10) = 8$ м/с. Кривая $P(r)$, соответствующая температурной инверсии, искусственно сдвинута вверх на 20 дБ.
 а) Частота звука $f = 150$ Гц; б) $f = 175$ Гц.

Таким образом, при волноводном распространении звука и наиболее существенным изменением звукового поля по сравнению с неподвижной однородной средой приводит эффект многолучевости, когда отличие величины давления в акустической волне от закона $P \sim 2/R$ может достигать ± 15 дБ. Кроме того, на больших по сравнению с высотой источника расстояниях в точках наблюдения, в которые приходит один луч, давление в акустической волне может быть на 5 - 7 дБ ниже, чем звуковое давление, создаваемое излучателем, расположенным над абсолютно отражающей границей в неподвижной однородной среде. Это связано с тем, что при $r \gg h$ длина луча в движущейся среде много больше длины луча, приходящего в ту же точку в неподвижной среде.

Как показали расчеты, проведенные выше для случая распространения звука против ветра, неоднородность температуры воздуха дает в рефракцию акустических волн в приземном слое атмосферы значительно меньший вклад, чем ветер. Аналогичный вывод позволяет сделать и анализ зависимостей звукового поля от расстояния при распространении акустической волны в направлении, совпадающем с направлением ветра.

Результаты расчетов звукового давления при распространении звука по ветру в атмосфере с возрастающей и убывающей с высотой температурой воздуха приведены на рис. 6а, 6б. Из рассмотрения рис. 6а, 6б следует, что наличие температурной инверсии не изменяет качественно характер зависимости звукового поля от расстояния. При скорости ветра $U(10) = 5$ м/с рефракционный волновод существует при убывании температуры воздуха с высотой. При ночной инверсии волноводный эффект усиливается. Многолучевость проявляется на меньших расстояниях от источника (со 100 м), чем при дневном температурном профиле (со 120 м). На фиксированном расстоянии от источника в точку наблюдения приходит большее количество лучей. Так, в случае инверсии в точку $r = 0,5$ км приходят 15 лучей, а в точку 1 км - 31 луч. При убывании скорости звука с высотой в точку $r = 0,5$ км приходят 13 лучей, а в точку 1 км - 27 лучей. Различие уровней акустического сигнала при смене знака градиента температуры может достигать в отдельных точках 10 + 15 дБ.

Расчеты звуковых полей при степенном профиле ветра

Наряду с логарифмическим профилем (5) для описания изменения

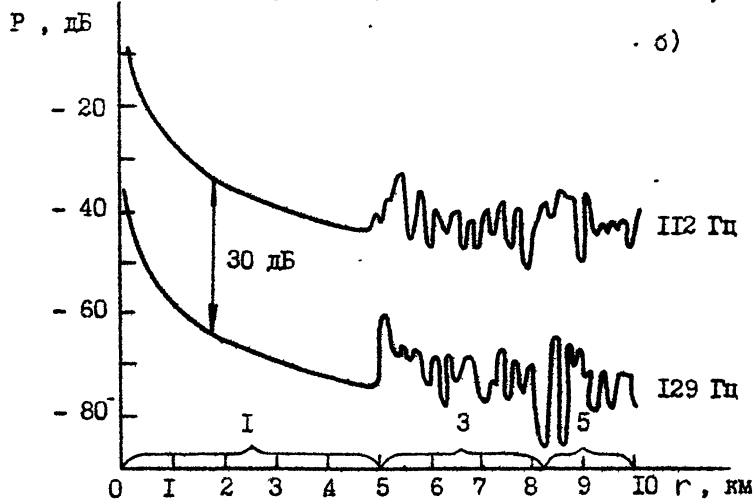
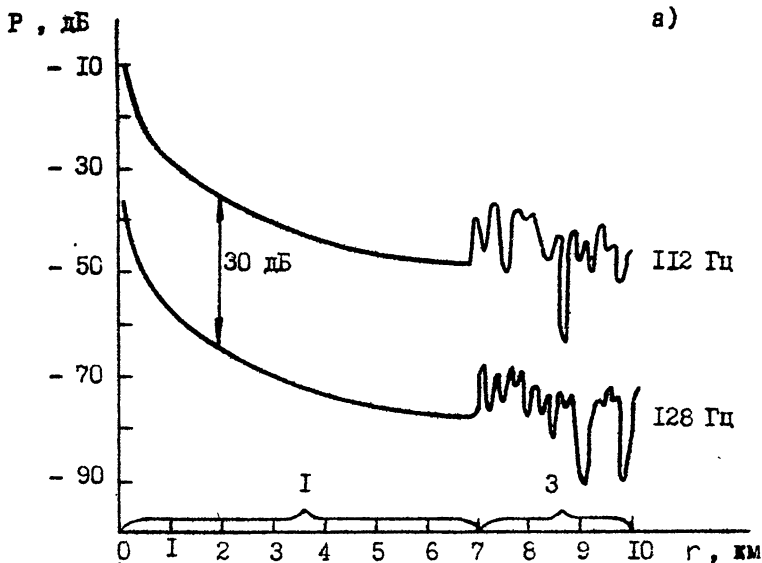


Рис. 7. Зависимость $P(r)$ при распространении звука по ветру, скорость которого меняется с высотой по закону (7) для частот 112 Гц и 128 Гц. Высота источника $h = 100$ м. Цифры над фигурными скобками у оси r - количество лучей, приходящих в данную точку. Красная $P(r)$ для $f = 128$ Гц искусственно сдвинута вверх на 30 дБ.

а) $W(10) = 5$ м/с; б) $W(10) = 10$ м/с.

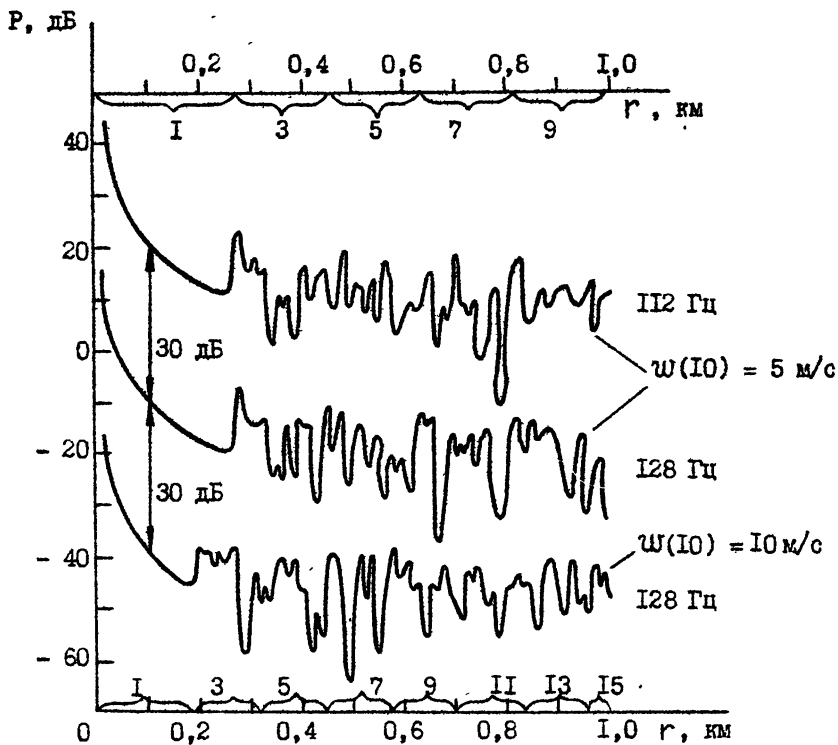


Рис. 8. Зависимости $P(r)$ при распространении звука по ветру при высоте источника $h = 3$ м для частот 112 Гц и 128 Гц. Нижняя кривая соответствует скорости ветра $W(10) = 10$ м/с. Две верхние кривые, каждая из которых искусственно сдвинута на 30 дБ вверх относительно предыдущей, соответствуют случаю $W(10) = 5$ м/с. Цифры над фигурными скобками у оси r - число лучей, приходящих в точку наблюдения при $W(10) = 10$ м/с. Цифры под фигурными скобками дополнительно проведенной в верхней части графика оси r - число лучей при $W(10) = 5$ м/с.

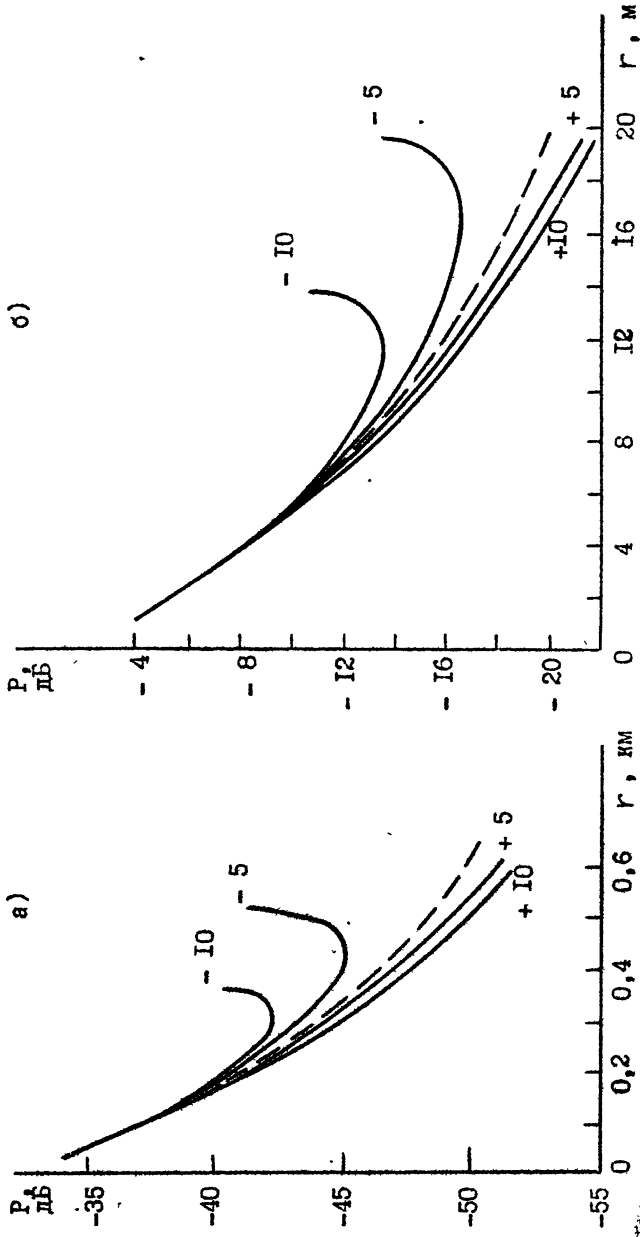


Рис. 9. Зависимость $P(r)$ при степенном ветровом профиле вида (7) ($\alpha = 1/7$) и постоянной скорости звука $C = 340$ м/с. Шифры у кривых - величины $\psi(10)$ в м/с. Знак "плюс" перед шифрами соответствует распространению звука по ветру, знак "минус" - распространению против ветра. Штриховой линией показана кривая $P \sim 2/R$.

а) Высота источника $h = 100$ м; б) $h = 3$ м.

скорости ветра с высотой в приземном слое атмосферы часто пользуются степенными зависимостями вида /10/

$$w(z) = w(10)(z/10)^\alpha, \quad (7)$$

где z — высота в метрах и $w(10)$ — скорость ветра на высоте 10 м, выраженная в м/с. Показатель степени α в зависимости от рельефа местности меняется в пределах $1/4 < \alpha < 1/15$, причем средним значением является $\alpha = 1/7$. Результаты расчетов звуковых полей для ветрового профиля вида (7) при $\alpha = 1/7$ и постоянной скорости звука $c = 340$ м представлены на рис. 7а, 7б, 8. Кривые, описывающие распространение звука по ветру, имеют вид, аналогичный зависимостям $p(r)$, приведенным на рис. 4–6, соответствующим логарифмическим профилям метеопараметров в (5), (6).

Отметим, что отношение расстояния, с которого проявляется многолучевость, к высоте источника при фиксированном значении скорости ветра $w(10)$ оказывается приблизительно одинаковым для логарифмического и степенного профилей и составляет, как следует из рассмотрения рис. 4, 5, 7, 8, 70–90 для $w(10) = 5$ м/с и 50–60 для $w(10) = 10$ м/с.

При распространении звука против ветра лучевой метод позволяет провести расчеты только до границы зоны тени, $r < r_T$. Для высоты источника $h = 100$ м величина r_T на поверхности земли составляет ~ 530 м при $w(10) = 5$ м/с и ~ 370 м при $w(10) = 10$ м/с. Для $h = 3$ м эти значения равны соответственно ~ 21 м и ~ 15 м. Зависимости звукового поля от расстояния при распространении звука против ветра показаны на рис. 9а, 9б. Для сравнения на этих рисунках представлены кривые $p(r)$ для случая распространения звука по ветру. Интересно отметить, что для точек наблюдения, находящихся на земной поверхности, звуковое поле в направлении ветра меньше, чем в направлении, противоположном ветру.

Случай приподнятого приемника

Рассмотрим теперь случай, когда и источник, и приемник приподняты над земной поверхностью. В этой ситуации в точку наблюдения приходят как минимум два луча: прямой и отраженный от земной поверхности. Поэтому зависимость звукового поля от расстояния везде имеет сложный осциллирующий характер. Результаты расчетов акустического давления

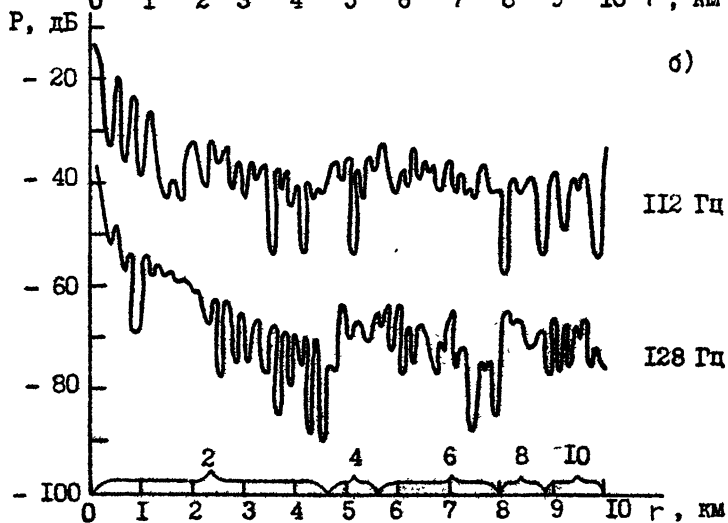
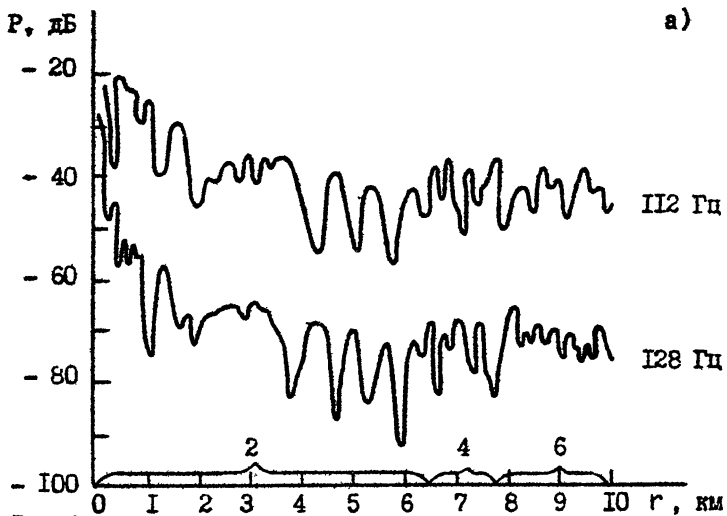


Рис. 10. Зависимости $P(r)$ при степенном ветровом профиле вида (7) ($\alpha = 1/7$) и восточной скорости звука $C = 340$ м/с для частот 112 Гц и 128 Гц. Высота источника $h = 100$ м, высота приемника 50 м. Звук распространяется по ветру. Кривые $P(r)$ для частоты 128 Гц искусственно сдвинуты вверх на 30 дБ. а) Скорость ветра $W(10) = 5$ м/с; б) $W(10) = 10$ м/с.

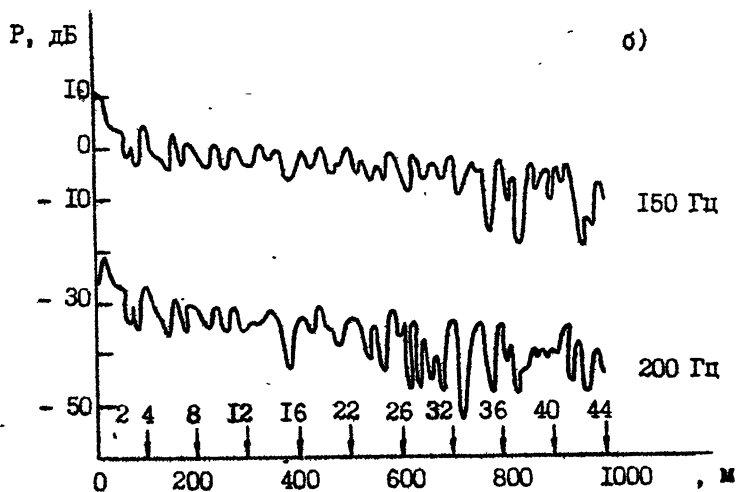
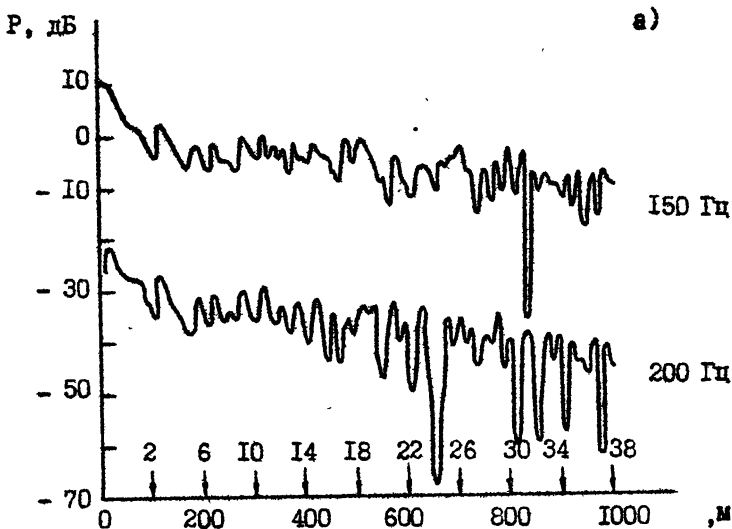


Рис. 11. Зависимости звукового давления P от горизонтального расстояния Γ при логарифмических профилях скорости ветра (5) и температуры воздуха (6) для частот 150 Гц и 200 Гц. Высота источника $h = 2$ м, высота приемника 1,8 м. Звук распространяется по ветру. Кривые, соответствующие частоте 150 Гц, искусственно сдвинуты вверх на 30 дБ. Для некоторых расстояний шифрами над стрелками у оси Γ показано число лучей, приходящих в точки наблюдения, а) Температура воздуха убывает с высотой, в формуле (6) величина $T_x = -0,25$ К; б) температура воздуха возрастает с высотой, в (6) $T_x = 0,29$ К.

при распространении звука по ветру, т.е. в рефракционном волноводе, для конечных высот источника и приемника приведены на рис. 10а, 10б, 11а, 11б. Как и для точек наблюдения, расположенных на горизонте $z = 0$, размах осциллирующий уровней звукового давления достигает 20–30 дБ.

Заключение

Полученные выше результаты численного моделирования звуковых полей в слоисто-неоднородной движущейся атмосфере позволяют сделать следующие выводы.

1. В характерных атмосферных условиях основной вклад в рефракцию акустических волн в приземном слое воздуха дает ветер. Наличие градиента скорости звука не приводит к качественным изменениям распределения звукового поля в пространстве при скоростях ветра пять и более метров в секунду. Влияние температурной неоднородности атмосферы выражается в изменениях на 10–20% расстояния до границы зоны тени в случае антиволноводного распространения звука и расстояния, с которого начинает проявляться многолучевость, в случае приземного рефракционного волновода.

2. При антиволноводном распространении звука наиболее существенным рефракционным эффектом является образование зоны акустической тени. В пределах озвученной зоны звуковое поле незначительно (на 1–3 дБ) отличается от поля в однородной неподвижной среде.

3. При наличии атмосферного рефракционного волновода наиболее значительным является эффект многолучевости, когда интерференция звуковых лучей приводит к сложной осциллирующей зависимости поля акустического давления от расстояния. При характерных для приземного слоя атмосферы логарифмическом и степенном профилях скорости ветра многолучевость проявляется на расстояниях, превышающих высоту источника в 70–90 раз при скорости ветра $w(10) = 5$ м/с и в 50–60 раз при скорости ветра $w(10) = 10$ м/с.

4. Разброс уровней звукового давления вследствие влияния градиентов температуры воздуха и ветра может достигать 20–30 дБ по сравнению со сферической расходимостью, $p \sim 1/R$.

Приведенные в настоящей работе численные результаты получены с помощью лучевой программы для расчета звуковых полей в слоисто-неод-

нородной движущейся атмосфере. Данная программа написана на языке "Фортран" и реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Одна из модификаций программы позволяет проводить вычисления для источника, обладающего произвольной диаграммой направленности в азимутальной и угломестной плоскостях, с учетом затухания звука и конечного излучения земной поверхности.

Автор благодарен В.Е.Фрицману, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд полезных замечаний.

Литература

1. Разин А.В. О расчете звуковых полей в атмосферном рефракционном волноводе. - Изв. АН СССР, ФАО, 1985, т. 21, № 7, с. 707-713.
2. Остаев В.Е. Волновое описание распространения звука в стратифицированной движущейся атмосфере. - Акуст. ж., 1984, т. 30, № 4, с. 521-526.
3. Остаев В.Е. О звуковом поле точечного источника в стратифицированной движущейся двухкомпонентной среде. - Изв. АН СССР, ФАО, 1985, т. 21, № 9, с. 949-955.
4. Остаев В.Е. Об азимутальной зависимости звукового давления в стратифицированной движущейся среде. - Изв. АН СССР, ФАО, 1986, т. 22, № 6, с. 634-642.
5. Остаев В.Е. Звуковое поле точечного источника при линейных профилях скорости звука и скорости среднего потока. - Акуст. ж., 1986, т. 32, № 3, с. 346-351.
6. Остаев В.Е. О дискретном спектре звукового поля точечного источника в стратифицированной движущейся среде. - Акуст. ж., 1986, т. 32, № 4, с. 486-491.
7. Бреховских Л.М. Волны в сложных средах. - М.: Наука, 1973, 343с.
8. Разин А.В. О распространении звука в неоднородной движущейся атмосфере. - Изв. АН СССР, ФАО, 1982, т. 18, № 6, с. 674-676.
9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. -

М.: Наука, 1967, 548 с.

10. Заварина М.В. Расчетные скорости ветра на высотах нижнего слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1971, 164 с.
11. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1976, 640 с.
12. Wiener H.M., Keast D.N. Experimental study of the propagation of sound over ground. - J.Acoust.Soc.Amer., 1959, v.31, N 6, p. 724-733.

Дата поступления статьи

22 января 1987 года

Андрей Владимирович Разин

**ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА И ВЕТРА
НА ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ**

Подписано в печать 29.01.87 г. МЦ 00311. Формат 60x84/16.
Бумага многотельная. Печать офсетная. Объем 1,51 усл. печ. л.
Тираж 120. Заказ 4530. Бесплатно.

Отпечатано на ротативе НИРФИ.