

ФЛЮКТУАЦИИ АМПЛИТУДЫ ЗВУКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Б. А. Сучков

Изложены результаты экспериментального исследования флюктуаций амплитуды звука при его распространении в приземном слое атмосферы. Исследована зависимость величины флюктуаций амплитуды звука от расстояния между излучателем и приемником, которая оказалась приблизительно линейной.

Приводятся результаты сравнения величин флюктуаций амплитуды звука, полученных непосредственно из акустических измерений и рассчитанных по вертикальным градиентам температуры и скорости ветра.

Сделана попытка по полученному экспериментальному материалу определить поперечные корреляционные функции звукового поля.

В статье описываются результаты опытов, которые проводились осенью 1954 года на акустическом полигоне Московского государственного университета. Исследовались флюктуации амплитуды звука при его распространении вдоль земной поверхности в приземном слое атмосферы.

Опыты проводились по следующей схеме. На открытой площадке на определенном расстоянии друг от друга устанавливались излучатель и приемник звука. Звук, проходя через турбулентную среду, каковой является атмосфера при наличии ветра, искажался: монотонный гармонический сигнал превращался в случайно модулированный. Задача эксперимента заключалась в измерении глубины этой модуляции в различных условиях.

Эксперимент проводился как на звуковых (3—7 кгц), так и на ультразвуковых частотах (30—40 и 75 кгц). В качестве излучателей на звуковых частотах использовались электродинамические громкоговорители Р10 и 5ГМ1, в качестве приемников — микрофоны СДМ. На ультразвуковых частотах использовались пьезоэлектрические излучатели и приемники, причем преобразователями являлись кристаллы сегнетовой соли среза $X-45^\circ$. При работе на звуковых частотах излучатель и приемник устанавливались на тонких стальных мачтах высотой 8 м на расстояниях 20, 40 и 80 м друг от друга. При работе на ультразвуковых частотах излучатель и приемник устанавливались на высоте 2 м от поверхности земли на специальной ферме, позволявшей варьировать расстояние между излучателем и приемником в пределах от 0,5 до 16 м. Высота излучателей и приемников над землей и подстилающая поверхность (трава высотой 20—40 см) выбирались так, чтобы избежать приема сигнала, отраженного от земли. При проведении измерений на звуковых частотах для устранения низкочастотной помехи, возникающей при обдувании приемников ветром, применялась противоветровая защита приемников в виде марлевых шаровых экранов диаметром 80 см на проволочном каркасе.

Источником электрических колебаний для питания излучателей являлся генератор ЛИГ-19-45 мощностью 5 вт. Излученный звуковой сигнал постоянной частоты и амплитуды, проходя через турбулентную среду, превращался в флюктуирующий сигнал с беспорядочно пульсирующими амплитудой и фазой. Такой пульсирующий сигнал принимался, усиливался примерно в 10^4 раз и детектировался линейным детектором. Выделенная детектором огибающая сигнала подавалась на шлейфовый осциллограф МПО-2, где и записывалась на киноплёнку. Высота записанной на плёнке кривой над нулевым уровнем, соответствующим току детектора при от-

сутствии сигнала, была пропорциональна амплитуде A сигнала, воспринятого приемником.

Равномерное движение пленки при записи давало удобную временную развертку. Скорость движения пленки обычно была 10 см/сек . Обычно при неизменном положении излучателя и приемника осуществлялось 5—6 записей с интервалами в 30 сек ., причем длительность каждой записи составляла $1—2 \text{ сек}$ ($10—20 \text{ см}$ ленты осциллографа). Этим достигался охват интервала времени в $2—3 \text{ мин}$ при сравнительно небольшом объеме записи. Общее время записи в $2—3 \text{ мин}$ было необходимо для того, чтобы охватить не только быстрые, но и сравнительно медленные флюктуации температуры и скорости ветра, что приближало измерения к условиям стационарности. После проведения такой двух-трехминутной записи изменялось расстояние L между излучателем и приемником, и снова повторялась серия коротких записей.

Для установления связи между флюктуациями звуковых волн и турбулентными характеристиками среды одновременно с акустическими измерениями проводились измерения вертикальных градиентов скорости ветра и температуры, по которым можно определить интенсивность турбулентных флюктуаций скорости ветра и температуры.

При измерениях вертикального градиента скорости ветра применялись электроконтактные анемометры, располагавшиеся на высотах $0,5; 1; 2; 4$ и 8 м . Отсчет показаний анемометров производился через каждые 10 мин .

Вертикальный градиент температуры воздуха определялся при помощи двух термометров сопротивления, один из которых постоянно находился на высоте 2 м , а другой последовательно перемещался на высоты $0,5; 1; 2; 4$ и 8 м .

Термометры включались в два смежных плеча моста Уитстона, который при равенстве температур термометров был сбалансирован; при различных температурах возникал ток, пропорциональный разности температур. Цикл измерений на всех пяти высотах занимал около 15 мин .

Определение среднеквадратичной величины флюктуаций амплитуды звука из осциллографических записей производилось следующим образом. Через равные интервалы на кинопленке отсчитывались ординаты записанной кривой, соответствующие амплитуде A звука. Интервалы обычно выбирались 3 мм , что по времени соответствовало $0,03 \text{ сек}$. По данным отсчетов, соответствующих какому-либо одному расстоянию L , вычислялась среднеквадратичная величина флюктуаций уровня N звука ($N = \ln A$) по формуле:

$$\sigma_N = \sqrt{\overline{\left(\ln \frac{A}{A_0}\right)^2}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\ln A_i - \ln A_0)^2},$$

где черта сверху означает усреднение и $A_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i$. Число отсчетов n для определения одного значения σ_N колебалось от 100 до 500 , но обычно было около 200 .

Зависимость σ_N от расстояния L . Для практики наибольший интерес представляет зависимость величины флюктуаций амплитуды звука от расстояния L между излучателем и приемником, или, другими словами, от пути, проходимого волной в турбулентной среде. Очевидно, что с увеличением расстояния L будет расти и величина флюктуаций, однако различные теории дают различный характер роста σ_N с увеличением L . При описании статистических свойств поля показателя преломления среды корреляционной функцией вида [1]

$$B_n(r) = [n(\rho) - n_0][n(\rho + r) - n_0] = B_0 \cdot e^{-r^2/a^2}, \quad (1)$$

рост флюктуаций уровня с расстоянием L оказывается следующим:

$$\sigma_N = \sqrt{B_0 \cdot a \cdot \frac{V\pi}{2} \cdot k \cdot L^{1/2}} \quad (2)$$

Более близкое к действительности описание поля показателя преломления структурной функцией, подчиняющейся так называемому «закону 2/3» [2]:

$$D_n(r) = \overline{[n(\rho) - n(\rho + r)]^2} = A_n^2 \cdot r^{2/3}, \quad (3)$$

дает более быстрый рост флюктуаций уровня с расстоянием

$$\sigma_N = 0,55 \cdot A_n \cdot k^{1/2} \cdot L^{11/12}, \quad (4)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число.

Полученные в результате обработки осциллограмм величины σ_N сведены в три таблицы в соответствии с использованными частотными диапазонами. В предположении, что зависимость σ_N от L является степенной функцией $\sigma_N = \text{const} \cdot L^\alpha$, по экспериментальным точкам была вычислена, с использованием метода наименьших квадратов, величина α , которая также приведена в таблицах.

Из приведенных данных видно, что средняя величина α на ультразвуковых частотах (табл. 1 и 2) оказалась равной 0,95.

На звуковых частотах (табл. 3) рост флюктуаций уровня с расстоянием L оказался несколько более быстрым: $\alpha = 1,1$, но опять-таки близким к единице. Такая зависимость σ_N от L удовлетворительно сходится с расчетами В. И. Татарского [2], формула (4), по которой $\alpha = \frac{11}{12} = 0,92$ и явно не соответствует формуле (2), по которой α должна быть равна 0,5.

Таблица 1

№ осциллограмм	Частота f , кГц	σ_N				α
		$L=2$ м	$L=4$ м	$L=8$ м	$L=16$ м	
1	36	0,09	0,107	0,33	0,57	0,96
2	30	0,054	0,074	0,11	0,23	0,68
3	38	0,032	0,088	0,19	0,32	1,1
4	32	0,045	0,09	0,13	0,35	0,94
5	33	0,11	0,23	0,40	0,81	0,94
6	33	0,06	0,18	0,30	0,58	1,06
7	33	0,12	0,19	0,30	0,70	0,83
8	32	0,078	0,136	0,23	0,58	0,94

Таблица 2

№ осциллограмм	Частота f , кГц	σ_N						α
		$L=0,5$ м	$L=1$ м	$L=2$ м	$L=3$ м	$L=4$ м	$L=5$ м	
9	77	0,019	0,039	0,078	0,128	0,16	0,22	1,04
10	76	0,06	0,146	0,23	—	0,35	0,76	0,96

Зависимость σ_N от метеорологических условий. На распространение звука в турбулентном потоке воздуха основное возмущающее влияние оказывают неоднородности скорости потока и температурные неоднородности. Согласно теории локально-изотропной турбулентности Колмогорова — Обухова, эти флюктуации скорости и температуры

подчинены «закону 2/3», т. е. описываются структурными функциями вида

$$D_v(r) = \overline{[v(\rho) - v(\rho + r)]^2} = c_1 \cdot \varepsilon^{2/3} r^{2/3} = A_v^2 \cdot r^{2/3}, \quad (5)$$

где ε — диссипация энергии флуктуаций скорости потока,

$$D_T(r) = \overline{[T(\rho) - T(\rho + r)]^2} = A_T^2 \cdot r^{2/3}. \quad (6)$$

Так как действие флуктуаций температуры и скорости ветра на распространение звука происходит одновременно и независимо друг от друга,

Таблица 3

№ осциллограмм	Частота f , гц	σ_N			α
		$L=20$ м	$L=40$ м	$L=80$ м	
11	3100	0,064	0,137	0,36	1,25
	5100	0,128	0,39	0,51	1,0
12	3100	0,054	0,12	0,36	1,37
	4100	0,16	0,22	0,60	0,95
	5100	0,13	0,26	0,62	1,13
13	3100	0,137	0,177	0,52	1,02
	5100	0,156	0,34	0,57	0,93
14	3100	0,107	0,27	0,62	1,27
	4100	0,17	0,51	0,58	0,90
	5100	0,113	0,38	0,67	1,28
15	3400	0,06	0,117	0,23	0,96
	4800	0,076	0,158	0,48	1,33
	6800	0,15	0,36	0,57	0,96
16	3100	0,104	0,25	0,58	1,24
	4100	0,16	0,50	0,67	1,03
	5100	0,128	0,34	0,88	1,39
17	6100	0,17	0,29	0,57	0,87
	7100	0,26	0,55	0,92	0,91

то структурная функция показателя преломления среды для звука также будет иметь вид «закон 2/3»:

$$D_n(r) = \left(\frac{A_v^2}{c_0^2} + \frac{A_T^2}{4T_0^2} \right) \cdot r^{2/3} = A_n^2 \cdot r^{2/3}, \quad (7)$$

где c_0 и T_0 — скорость звука и температура в невозмущенной среде. Структурной функцией именно такого вида пользовался в своей работе Татарский [2].

В приземном слое атмосферы, который можно считать логарифмическим пограничным слоем, коэффициенты A_v и A_T структурных функций (5) и (6) тесно связаны с вертикальными градиентами скорости ветра и температуры [3, 4]:

$$A_v(z) = 0,33 z^{-1/3} \frac{v(z_2) - v(z_1)}{\lg z_2 - \lg z_1}. \quad (8)$$

$$A_T(z) = 0,56 z^{-1/3} \frac{T(z_1) - T(z_2)}{\lg z_2 - \lg z_1}. \quad (9)$$

Числовой коэффициент в формуле (8) не в точности такой, как в работе Обухова [3], а в 1,27 раза больше вследствие того, что экспериментальная величина c_1 из формулы (5) взята не по данным Обухова — $c_1 = 1,1$, а по данным Драйзена и Таунсенда — $c_1 = 1,4$. Такая замена дает более хорошее совпадение на нашем корреляционном графике (фиг. 1).

При использовании соотношений (8) и (9), по измеренным в процессе опытов вертикальным градиентам скорости ветра и температуры, были вычислены коэффициенты A_v и A_T и далее, по формулам (7) и (4), величины σ_N , которые должны были бы наблюдаться при этих вертикальных градиентах. Для сравнения величин σ_N , полученных непосредственно из акустических измерений ($\sigma_{N_{ак}}$) и рассчитанных по вертикальным градиентам ($\sigma_{N_{мет}}$), составлен корреляционный график (фиг. 1). Для удобства он выполнен в логарифмическом масштабе. Как видно из графика, совпадение $\sigma_{N_{ак}}$ и $\sigma_{N_{мет}}$ весьма хорошее. Коэффициент корреляции для этого графика равен 0,90. Это опять подтверждает правильность теоретических расчетов Татарского [2].

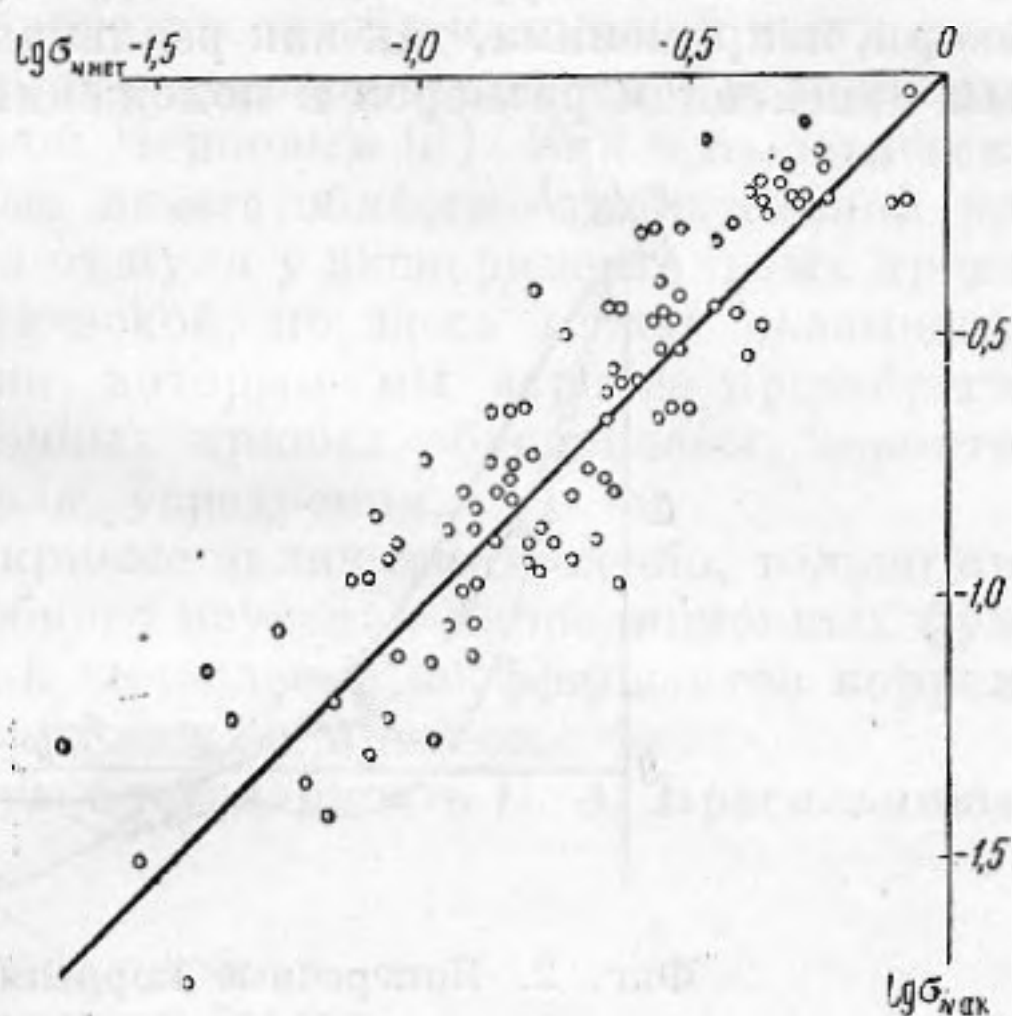
Экспериментальное исследование зависимости среднеквадратичной величины σ_N флюктуаций уровня от различных условий представляет, несомненно, большой интерес, однако σ_N является одной из наиболее простейших статистических характеристик и поэтому дает только весьма общие сведения о характере звукового поля. Гораздо более подробной характеристикой статистических свойств поля является корреляционная функция.

В настоящей работе сделана попытка измерить поперечную корреляционную функцию флюктуаций уровня, точнее, коэффициент корреляции, под которым понимается нормированная корреляционная функция

$$R_N(l) = \frac{B_N(l)}{\sigma_N^2} = \frac{\ln \frac{A(L, 0, 0)}{A_0} \cdot \ln \frac{A(L, l, 0)}{A_0}}{\sigma_N^2}$$

Непосредственное экспериментальное определение пространственных корреляционных функций представляется довольно сложной задачей, так как требует наличия или большого числа приемников звука, или двух приемников, передвигающихся друг относительно друга. Значительно проще измерение временной корреляции, т. е. корреляции между уровнями звука в одной и той же точке пространства, но в различные моменты времени, разделенные определенным промежутком τ . Для этого необходимо иметь только один приемник.

Замену пространственной корреляции временной можно произвести весьма просто в том случае, если среда с неподвижными друг относительно друга неоднородностями равномерно переносится со скоростью v мимо приемника перпендикулярно направлению распространения звука. Тогда звуковое поле в точке $(L, 0, 0, 0)$ будет таким же, как и в точке $(L,$



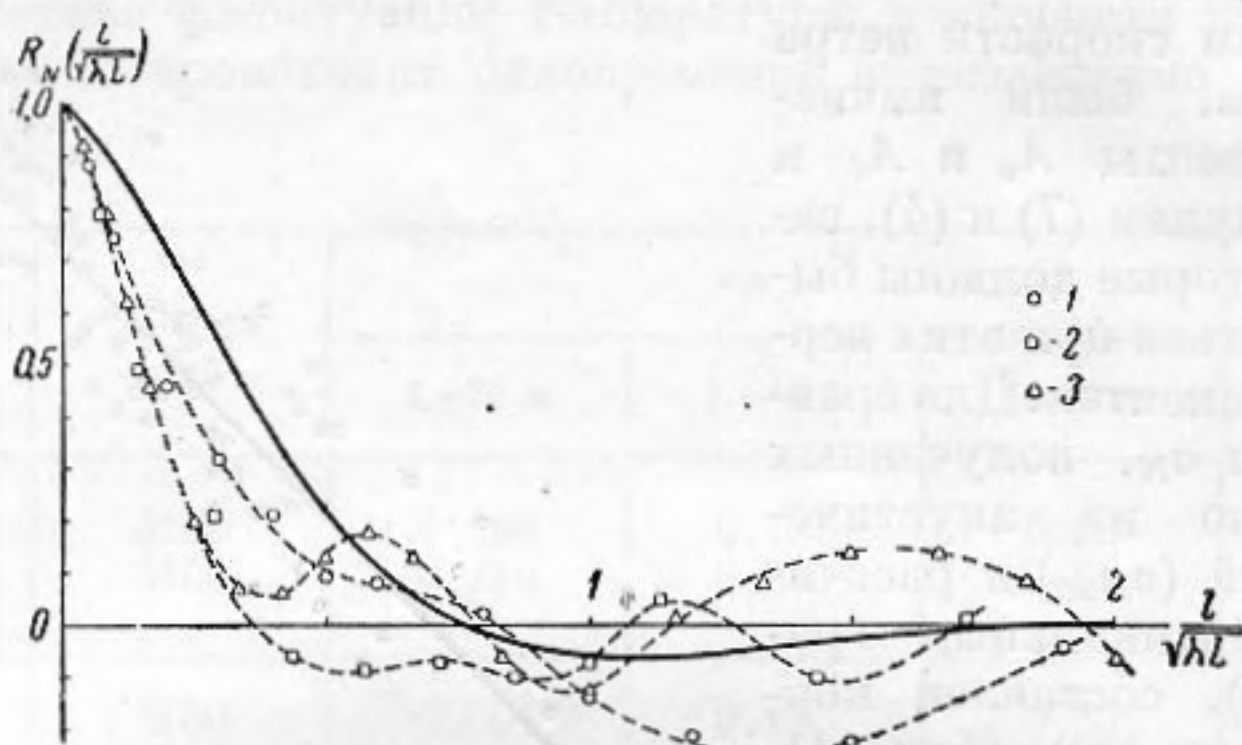
Фиг. 1. Корреляционный график для $\sigma_{N_{ак}}$ и $\sigma_{N_{мет}}$:

Биссектриса прямого угла соответствует равенству $\sigma_{N_{ак}}$ и $\sigma_{N_{мет}}$

\bar{v} , τ , 0, τ), и пространственной корреляционной функции $R_N(l)$ будет соответствовать временная корреляционная функция $R'_N(\tau)$:

$$R'_N(\tau) = R_N(\bar{v}\tau) = R_N(l). \quad (10)$$

Такая замена корреляционных функций к турбулентному потоку, строго говоря, неприменима, так как реальная среда характеризуется непрерывным изменением размеров и положения неоднородностей с течением вре-



Фиг. 2. Поперечные корреляционные функции флюктуаций амплитуды звука:

теоретическая — сплошная линия, экспериментальные: 1 — $L = 16$ м; 2 — $L = 8$ м; 3 — $L = 4$ м (частота — 30 кГц, средняя скорость ветра $v = 3,3$ м/сек)

мени; при этом изменения волнового поля в точке приема будут вызываться не только переносом всей среды как целого, но и изменением с течением времени самих неоднородностей. Однако для представляющих наибольший интерес небольших отрезков времени τ , сравнимых со временем $t_0 = a/\bar{v}$, необходимым для переноса неоднородностей среды на расстояние, равное пространственному радиусу корреляции a , последний фактор играет незначительную роль и им можно пренебречь. В турбулентном потоке для точки, перемещающейся со скоростью \bar{v} вместе с потоком, временной радиус корреляции τ_0 должен быть порядка a/σ_v , где σ_v — среднеквадратичная величина флюктуаций скорости. Так как σ_v составляет обычно 10—20% от средней скорости \bar{v} , то $\tau_0 \gg t_0$ и, следовательно, за время переноса неоднородностей потоком на расстояние, равное радиусу корреляции a , эти неоднородности практически не успеют измениться. Поэтому для небольших времен корреляции τ соотношения (10) можно считать справедливыми и для среды с неоднородностями, изменяющимися во времени.

Исходя из возможности такой замены и была предпринята попытка экспериментально определить взаимные корреляционные функции. Для этого было обработано три отрезка осциллограмм. Обработка осциллограмм для нахождения корреляционных функций производилась так же, как и при нахождении σ_N . Значения коэффициентов корреляции R_N определялись по формуле:

$$R_N(l_k) = \frac{1}{n-k} \frac{\sum_{i=1}^{n-k} (\ln A_i - \ln A_0) (\ln A_{i+k} - \ln A_0)}{\sigma_N^2},$$

где $l_k = \bar{v} \cdot \tau_k$, \bar{v} — средняя скорость ветра, τ_k — промежуток времени между A_i и A_{i+k} .

Полученные кривые приведены на фиг. 2. Там же сплошной линией проведена теоретическая кривая, рассчитанная Татарским [5]. Масштаб

на графике взят относительный: за единицу длины принят радиус первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$.

При рассмотрении графика надо отметить хорошее совпадение в начальной части всех трех экспериментальных кривых. Это свидетельствует о том, что единица масштаба $\sqrt{\lambda L}$ выбрана правильно. Далее, экспериментальные кривые, так же как и теоретическая, в начальной части имеют сравнительно острую вершину в противоположность плоской вершине корреляционной функции, рассчитанной Черновым [6]. Как и теоретическая кривая, экспериментальные кривые имеют область отрицательной корреляции. Правда, спад корреляции от нуля у экспериментальных кривых происходит быстрее, чем у теоретической, но здесь может сказываться спад самой временной корреляции, которым мы заранее пренебрегли. Нерегулярные хвосты корреляционных кривых обусловлены, вероятно, просто недостаточностью интервала усреднения.

Приведенные корреляционные кривые являются, конечно, только примером. К сожалению, более подробного изучения корреляционных функций провести было нельзя, так как вычисление коэффициентов корреляции представляет собой очень трудоемкий процесс.

В заключение приношу глубокую благодарность В. А. Красильникову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. О б у х о в. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1953, 2, 155—165.
2. В. И. Т а т а р с к и й. О пульсациях амплитуды и фазы волны, распространяющейся в слабонеоднородной атмосфере. ДАН СССР, 1956, 107, 2, 245—248.
3. А. М. О б у х о в. Характеристики микроструктуры ветра в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1951, 3, 49—68.
4. В. И. Т а т а р с к и й. Микроструктура температурного поля в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1956, 6, 689—699.
5. В. И. Т а т а р с к и й. Микронеоднородности температурного поля и флюктуационные явления при распространении волны в атмосфере (диссертация). Институт физики атмосферы АН СССР, 1956.
6. Л. А. Ч е р н о в. Корреляция флюктуаций амплитуды и фазы при распространении волн в среде со случайными неоднородностями. Акуст. журн., 1955, 1, 1, 89—95.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступила в редакцию
25 января 1957 г.