

УДК 534.222

© 1992 г. В.И. Павлов, О.А. Харин

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ ДВИЖУЩИМИСЯ БЫСТРЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Обсуждается проблема излучения акустических волн движущимися источниками в турбулентной среде. Получено уравнение для когерентной составляющей поля. Показано, что критическое число Маха, при котором открывается канал черенковского излучения, зависит от уровня турбулентных пульсаций.

Проблема излучения акустических волн движущимися источниками имеет не только общетеоретическое, но и значительное прикладное значение. Достаточно упомянуть, например, что в одном из направлений проекта DUMAND [1–3] предполагалось регистрировать акустическое излучение от каскадов частиц, движущихся в толщах Мирового океана, подверженных мощному турбулентному движению. Очевидно, что в этом случае выявление особенностей формирования акустического черенковского излучения в таких средах представляется весьма актуальным.

Кроме того, вблизи точек фазовых переходов, когда сильно флуктуируют акустические параметры среды, движение быстрых частиц (в том числе и нейтральных) сопровождается не только черенковским, но и при малых скоростях частиц переходным излучением (рассеянием) (см., например, [4, 5]).

В этой связи особенности формирования черенковского и появления переходного излучения в средах, свойства которых испытывают значительные флуктуации во времени и в пространстве представляют существенный интерес. Анализ подобной проблемы посвящен ряд публикаций, появившихся в последнее время [6–8].

Цель настоящей работы – рассмотреть возбуждение акустических волн быстро движущимися объектами в случайно флуктуирующей (турбулентной) среде, сделать аналитические оценки, выявить особенности формирования излучения в таких средах. Следует подчеркнуть, что хотя оценки различных аспектов указанной проблемы ранее затрагивались [5, 7], количественный расчет для конкретных моделей ранее практически не проводился, что связано, прежде всего, со значительными вычислительными трудностями. Именно этому аспекту проблемы в данной работе уделено значительное внимание.

Будем рассматривать процесс излучения акустических волн движущимися в среде объектами, воздействие которых на среду вызвано выделением тепла или силовыми напряжениями [3, 4]. Такие объекты будем ниже называть источниками.

Выведем здесь уравнения, описывающие генерацию акустических возмущений в турбулентной среде быстрыми источниками. При этом будем исходить из системы уравнений гидродинамики [9–11]:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + f, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho(\nabla v) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} + \frac{p}{\rho} (\nabla \mathbf{v}) = q. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{v} — гидродинамическая скорость, ρ — плотность среды, p — давление, ϵ — плотность внутренней энергии, \mathbf{f} — плотность внешних сил на единицу массы среды, q — приток тепла к единице массы в единицу времени. Оператор $\frac{d}{dt}$ — полная производная по времени.

Рассматривая внутреннюю энергию среды ϵ как функцию давления p и плотности ρ , преобразуем уравнение сохранения энергии (3) к виду

$$\frac{d \ln \rho}{dt} = \frac{p}{c^2 \rho} \frac{d \ln p}{dt} - Q. \quad (4)$$

Здесь $c^2 = \frac{c_p}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T$ — квадрат скорости акустических возмущений в среде, величина $Q \equiv \frac{q}{c_p \rho} \left(- \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$.

Будем предполагать, что возмущения, вызванные внешними источниками, развиваются на фоне заданных турбулентных движений среды, характеризующихся скоростью турбулентных пульсаций $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ и флуктуациями плотности $\rho_f(\mathbf{x}, t)$. Предположим также, что выполняется условие соленоидальности поля скоростей \mathbf{u} : $(\nabla \mathbf{u}) = 0$.

Полагая внешние возмущения среды малыми, линеаризуем систему уравнений (1), (2), (4) на фоне $\rho_0 = \text{const}$. Получим

$$\dot{\mathbf{s}} + (\mathbf{s} \nabla) \mathbf{u} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{s} = - \frac{\nabla p_1}{\rho} + \mathbf{f}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{c^2 \rho} \frac{dp_1}{dt} - Q + (\nabla \mathbf{s}) = 0. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{s} , p_1 — возмущения скорости и давления, вызванные внешними источниками, $\rho = \rho_0 + \rho_f \neq \text{const}$.

Введем обозначение $D = p_1 / c^2 \rho$. Тогда линеаризованная система уравнений (1)–(3) приводится к виду

$$\dot{\mathbf{s}} + (\mathbf{s} \nabla) \mathbf{u} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{s} = - c^2 \nabla D - D \nabla c^2 - D c^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} + \mathbf{f}, \quad (7)$$

$$D + (\mathbf{u} \nabla) D = Q - (\nabla \mathbf{s}). \quad (8)$$

Пренебрежем далее зависимостью от времени величин, связанных с турбулентностью (см. [9]).

Учитывая это замечание и рассматривая (7) и (8) совместно, получим

$$\begin{aligned} \ddot{D} + (\mathbf{u} + \nabla) \dot{D} = \dot{Q} + (\nabla(\mathbf{s} \nabla) \mathbf{u}) + (\nabla(\mathbf{u} \nabla) \mathbf{s}) + (\nabla(c^2 \nabla D)) + (\nabla(D \nabla c^2)) + \\ + (\nabla(D c^2 \frac{\nabla \rho}{\rho})) - (\nabla \mathbf{f}). \end{aligned} \quad (9)$$

С целью дальнейших упрощений будем учитывать влияние только турбулентных пульсаций скорости \mathbf{u} , пренебрегая пульсациями плотности ρ_f . Совершим преобразование Фурье уравнения (9) по времени, при этом подставим в него выражение для \mathbf{s} из уравнения (7) и сохраним в результате члены не выше первого порядка по \mathbf{u} . Полу-

чим уравнение, содержащее только полевую переменную p :

$$\Delta D + k^2 D = -\frac{i\omega}{c^2} (\mathbf{u}\nabla)D - \frac{(\nabla(\mathbf{u}\nabla)\nabla D) + (\nabla(\nabla D\nabla)\mathbf{u})}{i\omega} + \frac{i\omega}{c^2} Q + \frac{(\nabla\mathbf{f})}{c^2} + \frac{(\nabla(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{f}) + (\nabla(\mathbf{f}\nabla)\mathbf{u})}{i\omega c^2}. \quad (10)$$

Здесь $k = \omega/c$ – волновое число.

После ряда сокращений уравнение (10) с точностью до членов первого порядка по u можно привести к более компактному виду:

$$\Delta D + k^2 D + \hat{L}D = \frac{i\omega}{c^2} Q + \frac{(\nabla\mathbf{f})}{c^2} + (\hat{L}_f \cdot \mathbf{f}). \quad (11)$$

Здесь операторы \hat{L} и \hat{L}_f определены соотношениями

$$\hat{L}D = \frac{2}{i\omega} (\nabla(\mathbf{u}\nabla)\nabla D),$$

$$(\hat{L}_f \mathbf{f}) = \frac{(\nabla(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{f}) + (\nabla(\mathbf{f}\nabla)\mathbf{u})}{i\omega c^2}.$$

Уместно здесь подчеркнуть, что наличие турбулентности приводит к появлению в (11) последнего слагаемого в правой части уравнения.

Пусть теперь $D = \langle D \rangle + D'$, скобки означают статистическое усреднение. Усредним (11) по реализациям поля u :

$$\Delta \langle D \rangle + k^2 \langle D \rangle + \langle \hat{L}D \rangle = \frac{i\omega}{c^2} Q + \frac{(\nabla\mathbf{f})}{c^2}. \quad (12)$$

Уравнения для флуктуирующей компоненты получим, вычитая (12) из (10):

$$\Delta D' + k^2 D' + \hat{L} \langle D \rangle = (\hat{L}_f \mathbf{f}) - \{ \hat{L}D' - \langle \hat{L}D' \rangle \}.$$

Ограничиваясь приближением Бурре, пределы применимости которого не являются тривиальными [9], мы опускаем выражение в фигурных скобках, считая его величиной более высокого порядка малости. Тогда

$$D' = -\int dx_1 G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \hat{L}^1 \langle D(\mathbf{x}_1) \rangle + \int dx_1 G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) (\hat{L}_f^1 \mathbf{f}(\mathbf{x}_1)), \quad (13)$$

где G_0 – затравочная функция Грина, удовлетворяющая уравнению

$$(\Delta + k^2) G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1).$$

Индексом 1 помечены операторы, действующие на функции от координаты \mathbf{x}_1 .

Подставляя (13) в (12), получим уравнение для усредненной компоненты $\langle D \rangle$:

$$\Delta \langle D \rangle + k^2 \langle D \rangle - \int dx_1 \langle \hat{L}G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \hat{L} \rangle \langle D(\mathbf{x}_1) \rangle = \frac{i\omega}{c^2} Q + \frac{(\nabla\mathbf{f})}{c^2} - \int dx_1 \langle \hat{L}G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) (\hat{L}_f^1 \mathbf{f}(\mathbf{x}_1)) \rangle. \quad (14)$$

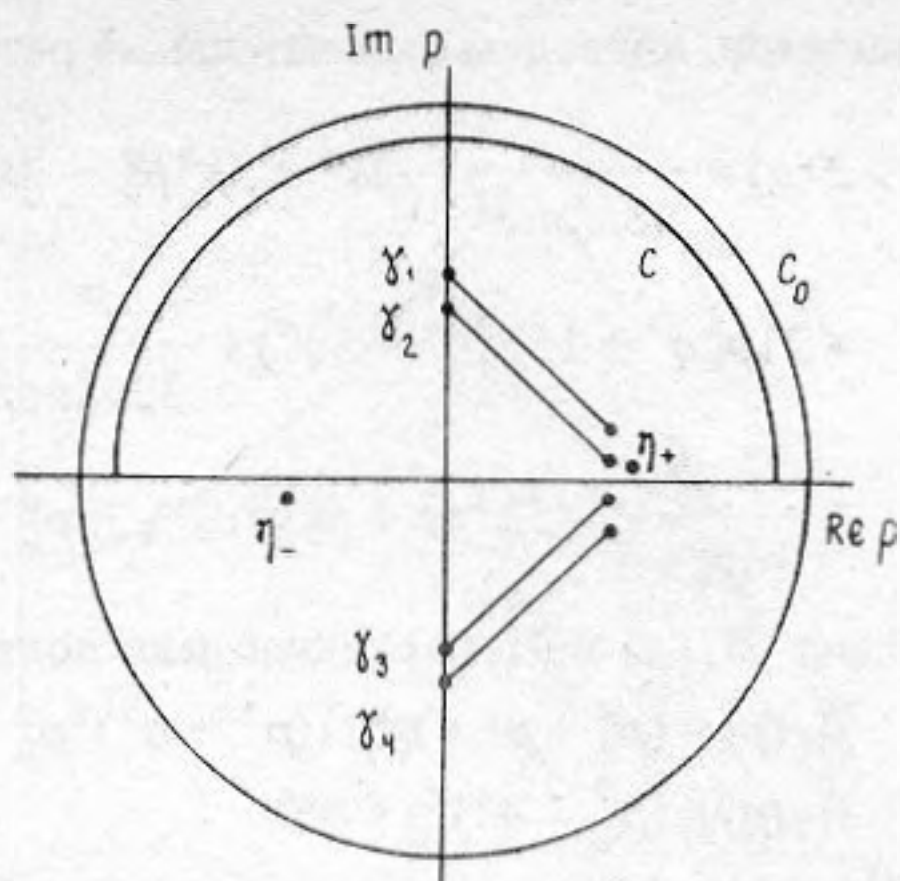
Уравнение для полной функции Грина G , очевидно, имеет вид

$$(\Delta + k^2) G(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) - \int dx_1 \langle \hat{L}G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \hat{L}^1 \rangle G(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2).$$

Подставим в это уравнение явный вид операторов \hat{L} . Получим тогда, что

$$(\Delta + k^2) G(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) + \frac{4}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int dx_1 \frac{\partial}{\partial x_i} G_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \cdot \frac{\partial}{\partial x_{1j}} (b_{kl}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \frac{\partial^2}{\partial x_{1i} \partial x_{1j}} G(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)) = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2). \quad (15)$$

Рис. 1. Контуры интегрирования и особенности подынтегральной функции на комплексной плоскости



Здесь введены парные корреляционные функции компонент скорости турбулентных пульсаций $b_{kl}(x - x_1) = \langle u_k(x) u_l(x_1) \rangle$. При этом предполагается, что спектральное представление для парных корреляционных функций b_{ik} определяется выражением

$$b_{ik}(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 p b(p) \left(\delta_{ik} - \frac{p_i p_k}{p^2} \right) \exp(ipx).$$

В пространстве волновых чисел уравнение (15) примет вид

$$[k^2 - q^2 + Z(q)] G(q) = 1, \quad (16)$$

где

$$Z(q) = \frac{4}{(2\pi)^3 \omega^2} \int d^3 p \frac{(pq)^2}{p^2 - k^2 - i0} b(|q - p|) \cdot \frac{p^2 q^2 - (pq)^2}{(p - q)^2}.$$

Смысл уравнения (16) заключается в том, что при включении турбулентности полюса функции Грина сдвигаются.

Перейдем в интеграле (16) к сферической системе координат в пространстве p . Тогда можно показать, что

$$Z(q) = \frac{q^4}{\pi^2 \omega^2} \int_0^\infty dp \frac{p^6}{p^2 - k^2 - i0} \int_{-1}^1 dt b(\sqrt{q^2 + p^2 - 2pqt}) \frac{t^2(1 - t^2)}{p^2 + q^2 - 2pqt}. \quad (17)$$

Для продолжения вычислений необходимо задать явный вид функции $b(p)$. В случае колмогоровской изотропной турбулентности в инерционном интервале $\frac{1}{L} \ll p \ll \frac{1}{l}$,

где L — внешний масштаб турбулентности, l — масштаб, на котором происходит затухание в результате диссипативных процессов, $b(p) \sim p^{-11/3}$.

В данной работе мы рассмотрим модельную функцию, положив $b(p) = b/(p_0^2 + p^2)^2$, которая близка к кармановской спектральной функции $b_{\text{Карм}}(p) = b_{\text{Карм}}/(p_0^2 + p^2)^{11/6}$, стремится к конечному значению b/p_0^4 при $p \rightarrow 0$ и является аналитической во всей комплексной плоскости p , за исключения полюса второго порядка в точке $\pm ip_0$. Здесь параметр $p_0 \sim L^{-1}$, постоянная b связана со средним значением квадрата скорости турбулентных пульсаций соотношением $\langle u^2 \rangle = b/12\pi p_0$. В этом случае функция $Z(p)$ принимает вид

$$Z(q) = \frac{q^4 b}{\pi^2 \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp \frac{p^6}{p^2 - k^2 - i0} \int_0^1 dt \frac{dt}{(p_0^2 + q^2 + p^2 - 2pqt)^2} \frac{t^2(1 - t^2)}{(p^2 + q^2 - 2pqt)}.$$

Для вычисления $Z(q)$ по этой формуле можно воспользоваться методами контурного интегрирования в комплексной плоскости (рис. 1). Опуская громоздкие детали

расчетов, приведем окончательный результат:

$$\begin{aligned}
 Z(q) = & \frac{b}{48p_0^3\pi\omega^2} (-3k^6 + 3k^4p_0^2 - 3k^4q^2 + 15k^2p_0^4 + 10k^2p_0^2q^2 + 3k^2q^4 + 9p_0^6 + \\
 & + 21p_0^4q^2 + 15p_0^2q^4 + 3q^6) + \frac{ib}{32p_0^4\pi\omega^2q} \left\{ \ln\left(\frac{k-q+ip_0}{k+q+ip_0}\right) \Pi_1(k) + \ln\left(\frac{k-q}{k+q}\right) \Pi_2(k) \right\} + \\
 & + \frac{ib}{16p_0^2\pi\omega^2} (5k^3p_0^2 + 5kq^2p_0^2 + 3kp_0^4 + k^5 + 2k^3q^2 + kq^4). \quad (18)
 \end{aligned}$$

Здесь $\Pi_1(p)$ и $\Pi_2(p)$ обозначают полиномы

$$\begin{aligned}
 \Pi_1(p) = & (p_0^2 + p^2 + q^2) ((p^2 - q^2)^2 p_0^2 + 5(p^2 + q^2)p_0^4 + 3p_0^6 - p^6 + p^4q^2 + p^2q^4 - q^6), \\
 \Pi_2(p) = & (p^4 - q^4)^2.
 \end{aligned}$$

Полученное выражение для массовой функции $Z(p)$ (18) является точным и допускает анализ различных предельных случаев. Некоторые примеры мы рассмотрим ниже.

Используем теперь выражение (18) для анализа излучения волн точечным источником, движущимся с постоянной скоростью $v = cM$ (M — число Маха) вдоль оси Z . В этом случае правую часть уравнения (14) можно записать в виде

$$W\delta^{(2)}(r_{\perp}) \exp\left(i\frac{k}{M}z\right).$$

Здесь $r = (x, y)$ — компонента радиус вектора в плоскости XY .

Переходя в пространство волновых чисел, получим

$$[k^2 - q^2 + Z(q)] D_{kq} - 2\pi W\delta\left(q_z - \frac{k}{M}\right).$$

Поведение $D_k(r)$ в волновой зоне определяется асимптотикой при $x \rightarrow \infty$ интеграла

$$D_k(x, 0, z) = \frac{W \exp(ikz/M)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_{-\infty}^{\infty} dq_x \frac{\exp(iq_x x)}{k^2(1 - M^{-2}) - q_x^2 - q_y^2 + Z(q)}. \quad (19)$$

Ниже нас будет интересовать только вклад в (19) от особенности полюса, являющегося результатом "движения" (при включении турбулентности) полюса, который описывает свободные колебания в идеальной жидкости. Этот полюс при наложенных условиях слабости турбулентных пульсаций будет находиться вблизи $q_x = \sqrt{k^2(1 - M^{-2}) - q_y^2}$, причем знак квадратного корня следует выбирать так, чтобы мнимая часть q_x была положительна. (Замыкание контура производится в верхней полуплоскости плоскости комплексных чисел.)

При этих условиях для интеграла (19) справедливо асимптотическое разложение [12]

$$\begin{aligned}
 D_k(x, 0, z) = & \frac{iW \exp(ikz/M)}{(2\pi)^{1/2}} \frac{\exp(iq_x^{(0)}x)}{\sqrt{xq_x''(0)}} \frac{1}{-2q^{(0)} + Z'(q_x^{(0)}, 0)} \times \\
 & \times \exp\left(\frac{i\pi}{4} - \frac{i}{2} \arg q_x''(0)\right).
 \end{aligned}$$

Здесь $q_x^{(0)}$ — значение функции $q_x(q_y)$, являющейся решением полюсного уравнения

$$k^2(1 - M^{-2}) - q_y^2 - q_x^2 + Z(q) = 0$$

в точке стационарной фазы $dq_x/dq_y = 0$ (при $q_y = 0$). $q_x''(0)$ — вторая производная $q_x(q_y)$ в точке стационарной фазы. В первом приближении для полюсного уравнения имеем

$$q_x^{(0)2} = k^2(1 - M^{-2}) + Z(k).$$

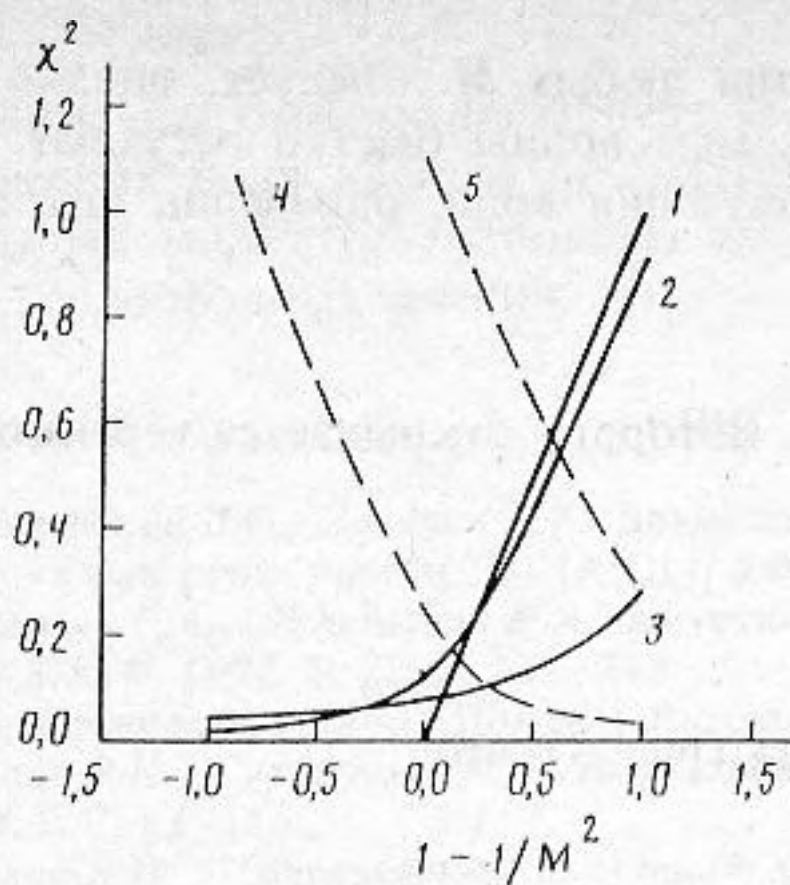


Рис. 2

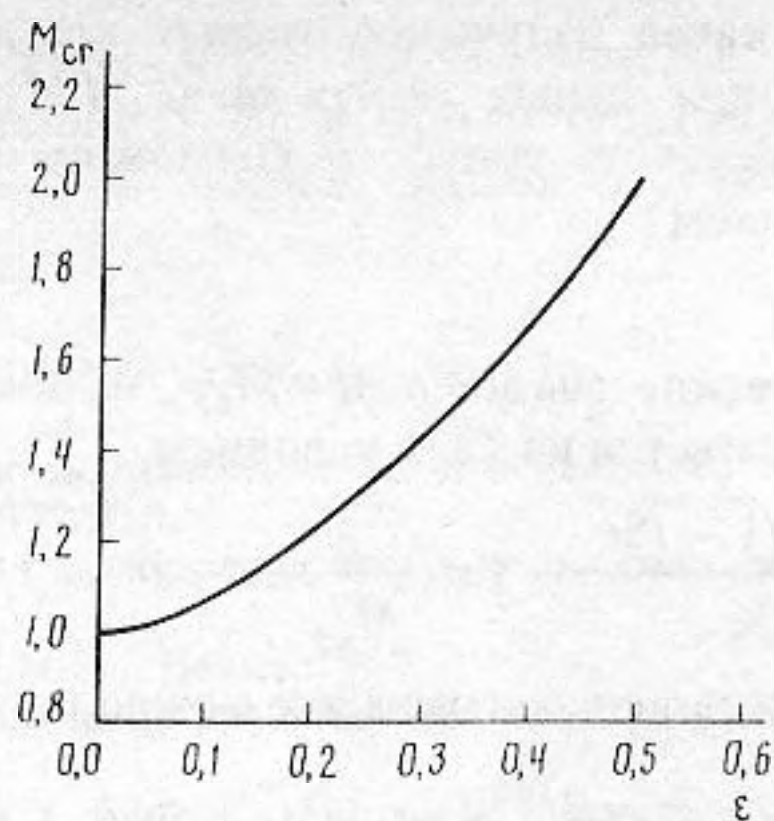


Рис. 3

Рис. 2. Решение уравнения (23). Зависимости 2, 3 соответствуют квадрату реальной части, а зависимости 4, 5 – квадрату мнимой части поперечной компоненты волнового вектора для значений параметра интенсивности турбулентности $\epsilon = 0,1$ (кривая 2, 4) и $\epsilon = \sqrt{3/4}$ (кривые 3, 5) соответственно. Зависимость 1 соответствует пределу $\epsilon \rightarrow 0$

Рис. 3. Зависимость критического числа Маха от параметра ϵ . Критическое число Маха определяется формулой (26)

Наконец, сформулируем окончательно кинематические условия существования черенковского излучения в турбулентной среде.

Эти условия определяются совместным решением системы уравнений

$$k^2 - q_{\perp}^2 - q_z^2 + Z(\sqrt{q_z^2 + q_{\perp}^2}) = 0,$$

$$q_z = \frac{k}{M}.$$

(20)

В общем случае $\text{Im } Z(q) \neq 0$, поэтому всегда $q_{\perp} = \text{Re } q_{\perp} + i \text{Im } q_{\perp}$. Здесь $\text{Re } q_{\perp}$ определяет волновой характер возмущений, $\text{Im } q_{\perp}$ характеризует их ослабления по мере удаления от траектории движения источника за счет перерассеяния. Говорить о волновом характере возмущений можно лишь в случае, когда $\text{Im } q_{\perp} \leq \text{Re } q_{\perp}$.

Особенности формирования излучения можно оценить, если рассмотреть предельный случай, когда $p_0 \rightarrow 0$. Тогда из (18), оставляя главные члены, получаем, что

$$Z(q) \approx \frac{ibk}{32\pi p_0^2 \omega^2} (k^2 + q^2)^2.$$

(21)

Введем безразмерные параметры: $\epsilon = \frac{bk}{32\pi p_0^2 c^2}$ – характеризующий интенсивность турбулентности, $\chi_{\perp} = q_{\perp}^2/k^2$, $\chi_{\perp} = \chi'_{\perp} + i\chi''_{\perp}$. Мы получим тогда из (20), что

$$(\chi'_{\perp} + i\chi''_{\perp})^2 = -\frac{1}{M^2} - i \frac{1 - i12\epsilon - \sqrt{1 - i8\epsilon}}{2\epsilon},$$

(22)

откуда следует, что χ'_{\perp} удовлетворяет уравнению

$$(\chi'_{\perp})^2 - \frac{[\text{Re}\sqrt{1 - i8\epsilon} - 1]^2}{16\epsilon^2 (\kappa'_{\perp})^2} = -\frac{\text{Im}\sqrt{1 - i8\epsilon}}{2\epsilon} - 1 - \frac{1}{M^2}.$$

(23)

Решение его удобно представить в графическом виде (рис. 2), который особенно наглядно показывает, что при $\epsilon \neq 0$ ситуация меняется принципиально: если при $\epsilon = 0$ излучение было возможно лишь при $M \geq 1$, то при $\epsilon \neq 0$ можно было бы ожи-

дать, что канал излучения открыт всегда, при любых M . Следует, однако, иметь в виду, что при малых числах Маха M излучаемые волны быстро затухают.

Если поставить вопрос о возможности излучения волн, определив его, например, соотношением

$$\chi'_1 = \chi''_1, \quad (24)$$

то критическое значение $M = M_{cr}$, начиная с которого открывается черенковский канал, определяется из (23) условием

$$-\frac{\operatorname{Im} \sqrt{1 - i8\epsilon}}{2\epsilon} - 1 = \frac{1}{M_{cr}^2}. \quad (25)$$

После несложных выкладок можно получить (рис. 3), что

$$M_{cr}^2 = \frac{2^{3/2}\epsilon}{\sqrt{(1 + 64\epsilon^2)^{1/2} - 1} - 2^{3/2}\epsilon}. \quad (26)$$

При $\epsilon \rightarrow 0$ получаем, как и следовало ожидать, $M_{cr} = 1$, тогда как при $\epsilon \rightarrow 3^{1/2}/2$ критическое значение $M_{cr}^2 \rightarrow \infty$. Это означает, что в рамках сделанных приближений при достаточно развитой турбулентности и выполнении условия $\epsilon \geq \epsilon_* = 3^{1/2}/2$ излучения волн не происходит: черенковский канал излучения закрыт. Имея в виду что

$$\epsilon = \frac{3}{8} \frac{\langle u^2 \rangle}{c^2} \frac{k}{\rho_0},$$

этим требованием запрещается излучение волн, волновые числа которых удовлетворяет неравенству $k \geq k_*(\epsilon_*)$.

Кроме того, если $0 < \epsilon < \epsilon_*$, критическое число Маха M_{cr} является функцией волнового числа, т.к. $\epsilon \sim k^{-1}$. Поэтому, если источник движется со скоростью, удовлетворяющей условию $M > M_{cr}$, то структура фронта ударной волны усложняется, так как волны с различными волновыми компонентами излучаются над различными углами.

Подведем итоги.

В настоящей работе была рассмотрена задача о возможности черенковского излучения в турбулентной среде. Было показано, что при достаточно развитой турбулентности черенковский канал излучения может быть закрыт.

При рассмотрении указанной проблемы был использован ряд приближений, которые желательно было сформулировать еще раз здесь.

Турбулентность считалась заданной, т.е. предполагалось, что распространение акустических волн происходит на фоне заданных турбулентных пульсаций скорости. В то же время отсутствовало влияние излучения на структуру развитой турбулентности. Поле скоростей турбулентных движений удовлетворяло условию несжимаемости. Характерный временной масштаб турбулентных пульсаций предполагался много большим характерного временного масштаба излучаемых волн. При решении задачи использовалось приближение Бурре, подразумевающее суммирование бесконечной подпоследовательности ряда теории возмущений. Пределы применимости этого приближения неоднократно обсуждались в литературе (см., например, [9]).

Одним из основных результатов данной работы является то, что удалось получить точное аналитическое решение для выбранной модели развитой турбулентности. При этом использовался модельный тензор корреляций, близкий к колмогоровскому в инерционном интервале турбулентности (модель Кармана).

Следует иметь в виду, что условие подавления черенковского излучения (см. (26)), полученное в настоящей работе, является приближенным, поскольку вывод его использует предположения, упрощающие математическое рассмотрение. Общий случай, к сожалению, в настоящий момент неразрешим.

В заключение подчеркнем, что экспериментальная реализация рассмотренной за-

дачи могла бы быть осуществлена в условиях, когда рассматривается излучение акустических волн каскадами быстрых частиц [1–3] в сильно турбулизованной среде, которая может существовать, например, в океане вблизи крупномасштабных сильно неоднородных течений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Березинский В.С., Зацепин Г.Т. Возможности экспериментов с космическими нейтрино очень высоких энергий: проект ДЮМАНД // УФН. 1977. Т. 122. С. 3–36.
2. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 232–233.
3. Радиационная акустика / Под ред. Лямшева Л.М. М.: Наука, 1987.
4. Павлов В.И., Сухоруков А.И. Переходное излучение акустических волн // УФН. 1985. Т. 147. Вып. 1. С. 83–115.
5. Павлов В.И. О переходном излучении звука в турбулентной среде // Акуст. журн. 1982. Т. 28. С. 86.
6. *Tipper G.* Acoustic Cherenkov radiation by supersonic neutron // Phys. Rev. B. Condens. Matter. 1987. V. 36. № 10. P. 5574–5575.
7. Липовский В.Д., Тамойкин В.В. Об излучении звука движущимися источниками в неоднородной газообразной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. С. 183–191.
8. Немцов Б.Е., Разин А.В. Излучение звука источником массы, пересекающим границу раздела сред: Препринт № 221. Горький: НИРФИ, 1986.
9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
11. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
12. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
25.03.91
После исправления
18.11.91

V.I. Pavlov, O.A. Kharin

SPECIAL FEATURES OF ACOUSTIC WAVES RADIATION IN TURBULENT MEDIA BY FAST MOVING SOURCES

The problem of acoustic waves radiation in a turbulent medium by moving sources is discussed. The equation for the radiation field coherent component is derived for a concrete turbulence model and the radiation conditions are determined. It is shown that the critical Mach number M_c at which the Cherenkov radiation channel opens, depends on the turbulence level. The transitional radiation efficiency is estimated.