

УДК 534.232

**ДОПЛЕРОВСКИЕ СИГНАЛЫ И ВОЛНЫ МАХА ДВУМЕРНОГО ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ**

*Коломенский Ал. А.*

Проведен расчет возбуждения звука при импульсном воздействии сканирующего пучка проникающего излучения с модулированной интенсивностью на слабопоглощающую среду.

Ранее рассматривалась дальняя волновая зона звукового поля движущегося трехмерного термооптического источника как при наличии периодической модуляции интенсивности [1-3], так и без нее [3-6]. В среде, слабо поглощающей проникающее излучение, на не слишком больших удалениях от излучателя звуковое поле может приближенно считаться не зависящим от координаты вдоль оси пучка излучения, т. е. двумерным. Ниже нас будет интересовать звуковое поле в области, соответствующей дальней зоне по отношению к радиусу поперечного сечения пучка и ближнему полю по отношению к длине поглощения проникающего излучения. Такая ситуация имела место в ряде экспериментов с импульсным лазерным излучением [7, 8] и пучком протонов [9], но не подвергалась детальному аналитическому расчету. В данной статье описание для этого случая получается как предельный случай при нулевой скорости перемещения пучка. Отметим, что проникающее излучение слабо поглощается в атмосфере. Возбуждение звука в атмосфере модулированным электромагнитным излучением рассматривалось в работе [10].

При действии импульсного проникающего излучения особенности формирования звукового поля, связанные с движением пучка относительно среды, сказываются, когда скорость перемещения больше или порядка скорости звука в среде, а длина траектории перемещения велика по сравнению с радиусом лазерного пучка. Этому случаю и будет уделено основное внимание.

Допустим, что лазерный пучок во время своего действия поступательно перемещается в поперечном по отношению к его оси направлении со скоростью  $V$ . Плотность мощности тепловых источников описываем функцией

$$Q(\mathbf{r}, t) = Q_0(x - Vt, y) f(t) (1 + m \cos \Omega t), \quad (1)$$

где  $Q_0 = \mu I$ ,  $I(x, y)$  — интенсивность,  $\mu$  — коэффициент поглощения излучения (причем в силу сказанного выше функцию  $Q$  считаем не зависящей от координаты  $z$ ),  $f(t)$  — временная огибающая импульса излучения,  $0 \leq m \leq 1$  — индекс модуляции,  $\Omega$  — частота модуляции интенсивности. Уравнение для давления имеет вид [11]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p - 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \Delta p = \frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость звука,  $\alpha$  — коэффициент объемного расширения,  $c_p$  — теплоемкость,  $\Gamma$  — диссипативный коэффициент среды,  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ .

В силу линейности задачи решение можно представить в виде суммы двух слагаемых, соответствующих звуковому импульсу огибающей  $p_1$  и вкладу, обусловленному модуляцией  $p_2$ . Совершим преобразование Фурье по времени от уравнения (2),  $(\tilde{p}(\omega) = (2\pi)^{-1} \int p(t) \exp(-i\omega t) dt)$  и используем функцию Грина получающегося уравнения Гельм-

гольца  $G=(i/4)H_0^{(2)}(kr)$ , где  $H_0^{(2)}(kr)$  — функция Ханкеля,  $k \approx \approx (\omega/c)(1-i\omega\Gamma)$  (в предположении, что  $\omega\Gamma \ll 1$ ),  $r=(x^2+y^2)^{1/2}$ .

Проанализируем сначала вклад  $p_2$ , связанный с модуляцией интенсивности. В дальней зоне по отношению к траектории и к области формирования звука с доплеровским волновым числом  $\Omega_d/c \sim a^{-1}$ , т. е. при  $r \gg a, L, c^2/a\Omega^2$ , где  $L=V\tau$  — характерный размер траектории,  $\tau$  — длительность импульса,  $a$  — характерный радиус пучка излучения,  $\varphi$  — угол в плоскости  $\{x, y\}$  между осью движения  $x$  и направлением наблюдения, для вклада  $p_2$  находим следующее спектральное представление:

$$p_2(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{m\pi^2\alpha}{c_p} \left( \frac{2\pi c}{r} \right)^{1/2} e^{-i\frac{\pi}{4}} \int_0^\infty d\omega \omega^{1/2} e^{-\gamma(\omega)r} \{ \tilde{Q}(k_x, k_y) \times \right. \\ \left. \times \tilde{f}(-\Omega + \omega(1 - \beta \cos \varphi)) e^{i\omega t'} + \tilde{Q}(-k_x, k_y) \tilde{f}(-\Omega + \omega(\beta \cos \varphi - 1)) e^{-i\omega t'} \right\}, \quad (3)$$

где

$\tilde{Q}(k_x, k_y) = (2\pi)^{-2} \int Q(x, y) \exp(ik_x x + ik_y y) dx dy$ ,  $\tilde{f}(\omega) = (2\pi)^{-1} \int f(t) \exp(-i\omega t) dt$ ,  $t' = t - r/c$ ,  $\beta = V/c$ ,  $k_x = (\omega/c) \cos \varphi$ ,  $k_y = (\omega/c) \sin \varphi$ ,  $\gamma(\omega) = \Gamma\omega^2/c$  — коэффициент затухания звука.

Будем далее считать, что длительность импульса во много раз превосходит период модуляции, т. е.  $\tau\Omega \gg 1$ . Кроме того, предположим, что  $a\Omega/c \ll 1$ , поскольку, как будет видно из дальнейшего, только в этом случае движение источника может привести к возрастанию амплитуды.

Рассмотрим сначала область углов, удовлетворяющих условию  $\cos \varphi < < \beta^{-1}$ , что при дозвуковой скорости ( $V < c$ ) выполняется для всех углов, а при  $V > c$  — в диапазоне  $\pi \geq \varphi > \arccos(\beta^{-1})$ . В этой области распространяется нормальный доплеровский сигнал, приходящий в точку наблюдения в той же временной последовательности, в какой он создавался источником [12].

Нетрудно видеть, что при сделанных предположениях второй член в фигурных скобках в (3) пренебрежимо мал по сравнению с первым, который и определяет квазимонохроматический нормальный доплеровский сигнал. Функцию  $Q$  можно считать плавной и вынести за знак интеграла при  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_d = (\Omega_d/c) \mathbf{r}/r$ , где  $\Omega_d = J\Omega$  — доплеровская частота,  $J = = (1 - \beta \cos \varphi)^{-1}$ .

Находим,

$$p_2(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{m\pi^2\alpha}{c_p} \left( \frac{2\pi c \Omega_d}{r} \right)^{1/2} \exp[i(\Omega_d t' - \pi/4)] J \tilde{Q}(k_d) \exp[-\gamma(\Omega_d)r] f(Jt') \right\}. \quad (4)$$

В области углов  $\arccos(\beta^{-1}) > \varphi \geq 0$  распространяется аномальный доплеровский сигнал, которому соответствует второй член в фигурных скобках выражения (3), при этом первый по сравнению с ним пренебрежимо мал.

Для аномального доплеровского сигнала имеем

$$p_2(\mathbf{r}, t') = \text{Re} \left\{ \frac{m\pi^2\alpha}{c_p} \left( \frac{2\pi c \Omega_d}{r} \right)^{1/2} \exp[-i(\Omega_d t' + \pi/4)] (-J) \tilde{Q}(-k_d) \times \right. \\ \left. \times \exp[-\gamma(\Omega_d)r] f(Jt') \right\}, \quad (5)$$

где  $\Omega_d = -J\Omega$  — частота аномального доплеровского сигнала. Поскольку  $J < 0$ , то видно, что звуковой сигнал в этом случае имеет инвертированную по времени приема огибающую.

При гауссовом распределении интенсивности во времени и по сечению пучка плотность мощности тепловых источников есть

$$Q(\mathbf{r}, t) = Q_0 \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{a^2} - \frac{t^2}{\tau^2}\right). \quad (6)$$

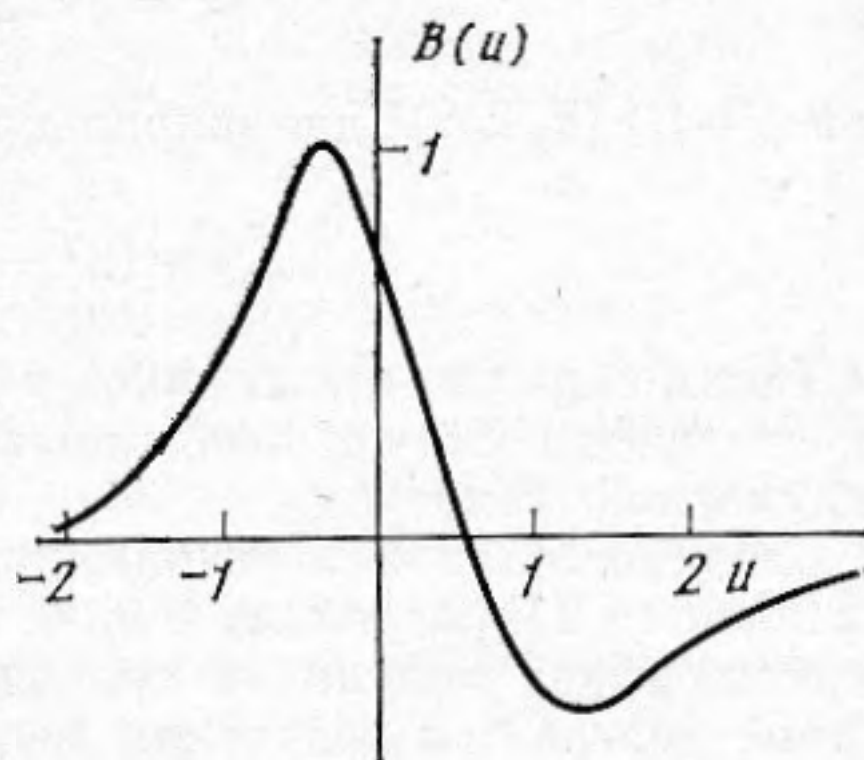
Для такого распределения в соответствующих областях нормального и аномального доплеровских сигналов имеем

$$p_2^{(н.а)}(\mathbf{r}, t) = \frac{m\alpha a^2 Q_0}{2\sqrt{2}c_p} \left( \frac{\pi c \Omega_D}{r} \right)^{1/2} |J| \exp\left( -\frac{t'^2 J^2}{\tau^2} - \frac{a_1^2 \Omega_D^2}{4c^2} \right) \cos(\Omega_D t' \mp \pi/4), \quad (7)$$

где  $a_1^2 = a^2 + 4\Gamma cr$ . В данном случае максимум амплитуды соответствует углу  $\varphi$ , для которого  $|J| = \sqrt{3}c/\Omega a_1$  (при  $\beta > 1 + (\Omega a_1/\sqrt{3}c)$  таких направлений два и они соответствуют нормальному и аномальному доплеровским сигналам; в противном случае имеется максимум только у нормального доплеровского сигнала).

При изменении угла  $\varphi$  амплитуда может нарастать до тех пор, пока уменьшающаяся при этом длина звуковой волны не сравнивается с эффективным размером источника  $a_1$ ; при меньших длинах волн амплитуда падает вследствие интерференции, так что в максимуме

$$p_{2,\max} = \frac{m\alpha a^2 Q_0}{c_p} \left( \frac{\pi c \Omega}{r} \right)^{1/2} \times \left[ \left( \frac{3}{e} \right)^{1/2} \frac{c}{2\Omega a_1} \right]^{1/2}. \quad (8)$$



Форма звукового видеоимпульса  $p_1$  от источника с гауссовым распределением

Отсюда видно, что существенное возрастание амплитуды по сравнению с неподвижным излучателем ( $J=1$ ,  $\Omega_D=\Omega$  в выражении (7)) для того же значения  $Q_0$  возможно только при  $\Omega a_1/c \ll 1$ . В маховском направлении ( $\varphi_0 = \arccos(\beta^{-1})$ ) согласно (3) амплитуда доплеровских сигналов пропорциональна  $\tilde{f}(-\Omega)$  и весьма мала. Диаграмма направленности вклада  $p_2$  при  $\Omega a_1/c \ll 1$  имеет два лепестка почти симметричных относительно  $\varphi_0$  с угловой шириной порядка  $\Omega a_1/c$ .

Рассмотрим теперь вклад  $p_1$  звукового импульса огибающей. Его спектральное представление дается выражением (3), если в нем положить  $m=1$ ,  $\Omega=0$ . Для источника вида (6) интегрирование по частотам приводит к выражению

$$p_1(\mathbf{r}, t) = \frac{\alpha Q_0}{c_p} \frac{a\theta b}{2\sqrt{2}} \left( \frac{c}{r} \right)^{1/2} \frac{B(u)}{s^{1/2}}, \quad (9)$$

где

$$\theta = (a/V)(1 + a^2/V^2\tau^2)^{-1/2}, \quad b = V\tau[1 + (a/V\tau)^2]^{1/2}, \\ s^2 = \theta^2 + (b^2/c^2)(\cos\varphi - Vc\theta^2/a^2)^2 + a^2 \sin^2\varphi/c^2 + 4\Gamma r/c,$$

$$B(u) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-u^2)^k}{k!} \left[ \frac{\Gamma(k+3/4)}{\Gamma(k+1/2)} - u \frac{\Gamma(k+5/4)}{\Gamma(k+3/2)} \right], \quad u = (t-r/c)/s.$$

Функция  $B(u)$  показана на фиг. 1. Форма импульса качественно согласуется с результатами [7-9]. Для разных направлений выражение (9) дает разные длительности импульса и амплитуды. При дозвуковых скоростях ( $V < c$ ) наименьшая длительность импульса и наибольшая амплитуда достигаются в направлении  $\varphi=0$ .

При  $V \geq c$ , полагая длину траектории достаточно большой ( $L = V\tau \gg a_1$ ), для направления максимума амплитуды находим  $\varphi = \arccos(\beta^{-1})$ , что как раз соответствует направлению распространения волны Маха. Таким образом, в этом направлении выражение (9) дает в дальней волновой зоне по отношению к траектории ( $r \gg (L \sin\varphi_0)^2/c^2$ ) описание волны Маха, ис-

пытавшей дифракцию и частичное затухание. Вблизи направления максимума при  $\Delta\varphi = |\varphi - \varphi_0| \ll 1$  имеем

$$p_1(\mathbf{r}, t) = \frac{\alpha c^2 \tau Q_0}{2\sqrt{2} c_p} \left( \frac{a^4}{ra_1^3} \right)^{1/2} \frac{B(u)}{\left\{ 1 + \left( \frac{L}{a_1} \right)^2 \left[ \left( 1 - \frac{1}{\beta^2} \right)^{1/2} \Delta\varphi + \frac{(\Delta\varphi)^2}{2\beta} \right]^2 \right\}^{1/4}}. \quad (10)$$

Отсюда видно, в частности, что точно в направлении максимума  $\Delta\varphi = 0$  амплитуда звукового импульса пропорциональна времени действия источника (полному энерговыделению). При  $\beta = 1$  ширина диаграммы направленности этой волны по уровню  $(1/2)$  амплитуды равна

$$\Delta\varphi = [4(2^{1/3} - 1)]^{1/4} \left( \frac{a_1}{c\tau} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

При  $\beta^2 - 1 \gg (a_1/2c\tau)^2$  для ширины диаграммы направленности находим

$$\Delta\varphi = (2^{1/3} - 1)^{1/2} \left( \frac{a_1}{L \sin \varphi_0} \right). \quad (12)$$

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, как происходит перераспределение звукового поля за счет движения теплового источника в двумерной геометрии.

Квазипостоянный источник, как и в трехмерном случае, излучает звук в основном в направлениях вблизи маховского направления  $\varphi_0 = \arccos(c/V)$ . Периодическая модуляция приводит к появлению двух лепестков амплитудной диаграммы излучения звука, соответствующих доплеровским сигналам.

Автор благодарен Г. А. Аскарьяну и Ф. В. Бункину за обсуждение данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Исследование звукового поля сверхзвуковой оптико-акустической антенны // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 4. С. 942-943.
2. Лямшев Л. М. К теории оптической генерации звука в движущейся среде // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. № 4. С. 814-817.
3. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Термооптическое возбуждение звука сканирующим пучком импульсного излучения лазера // Тр. II Всесоюз. симпоз. по физике акустико-гидродинам. явлений и оптоакустике. М.: Наука. 1982. С. 40-43.
4. Лямшев Л. М., Седов Л. В. О генерации звука движущимся оптико-акустическим источником, излучающим импульсы произвольной формы // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 16. С. 970-972.
5. Коломенский Ал. А. Излучение звука оптико-акустическим источником, движущимся по конечной траектории // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 4. С. 547-555.
6. Лямшев Л. М., Седов Л. В. К вопросу о генерации звука импульсным движущимся оптико-акустическим источником // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 6. С. 906-914.
7. Дунина Т. А., Егоров С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А. О ближнем поле импульсной термоакустической антенны // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 1. С. 60-64.
8. Калюжный Г. С. Акустические эффекты, возникающие при взаимодействии пучков ионизирующих частиц и лазерного излучения с конденсированными средами: Автореф. дисс. на соискание уч. степ. канд. физ-мат. наук. М.: ФИАН, 1981. 19 с.
9. Sulak L., Armstrong T., Baranger H., Bregman M. Experimental studies of the acoustic signature of proton beams traversing fluid media. // Nucl. Instrum. and Meth. 1979. V. 161. № 2. P. 203-217.
10. Докучаев В. П., Троицкий В. С. Метеорологические и акустические эффекты при искусственном нагреве тропосферы электромагнитным излучением // Докл. АН СССР. 1979. Т. 248. № 3. С. 577-580.
11. Божков А. И., Бункин Ф. В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. № 8. С. 1763-1776.
12. Божков А. И., Коломенский Ал. А. Звуковое поле движущееся с до или сверхзвуковой скоростью оптико-акустической антенны // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 12. С. 2577-2586.