

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ПОСТОЯННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

Г. И. СОКОЛ, д.т.н., доцент

*Днепропетровский национальный университет,
физико-технический факультет, кафедра технической механики
49050 г. Днепропетровск - 10, ГСП, ул Научная, 13.
Раб. тел (056) 776-58-49. gsokol@ukr.net*

Разработаны научно-технические основы нового метода генерирования акустических колебаний на основе использования источников аэродинамического типа. В основу положено взаимодействие сверхзвукового потока, движущегося с постоянной скоростью, с жестким телом, что приводит к появлению в среде периодически следующих ударных волн. Акустические колебания возбуждаются как гармонические составляющие процесса. В рамках линейной акустики выведена аналитическая зависимость, позволяющая провести расчёт величины звукового давления в дальнем акустическом поле излучателя.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальным является решение задачи об определении воздействия ударных и акустических волн на здания, людей и находящихся в зоне воздействия ударных и акустических волн летательных аппаратов [1]. Натурным испытаниям обычно предшествуют моделирование явлений и лабораторные исследования. Для возбуждения акустического поля необходимо разработать научно-технические основы новых методов его генерирования, что возможно осуществить посредством использования акустических источников аэродинамического типа. В основу принципа генерирования здесь положено взаимодействие потоков с телами. Ранее описание искусственного получения «сверхзвуковых ударов» в открытом пространстве было приведено в [2].

В [1] разработан метод расчета уровня звукового давления L на основе энергетического спектра звукового удара, если удар возбуждается в воздушной среде при полете самолета со сверхзвуковой скоростью

$$L = [79 + 20 \lg(\Delta p_{\max} - 12,5 \lg \tau)]^2$$

где Δp_{\max} - максимальное значение избыточного давления в ударной волне, изменяющегося в зависимости от времени t , τ - время действия избыточного давления.

Указанную формулу используют лишь для приближенных оценок.

Целью настоящей работы является создание нового метода преобразования постоянного сверхзвукового потока в акустические колебания и методики расчета уровня звукового давления в дальнем акустическом поле.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим наиболее часто встречающийся случай образования ударной волны от летательного аппарата, движущегося со сверхзвуковой скоростью [2]. Пусть скорость движения аппарата V превышает скорость звука в среде c_0 ($V > c_0$). Как следует из [2, 3]

излучаемые летательным аппаратом сферические волны накладываются друг на друга и аккумулируют энергию на фронте волны конусообразной формы. Это явление называется ударной волной, или сверхзвуковым ударом. Телом, от кромок которого отходят ударные волны, является, например, самолет. Каждая точка поверхности тела порождает возмущения, которые в целом формируют законченную сверхзвуковую волну. Это явление переходного типа, которые имеют спектр, включающий гармоники различных частот. Высокочастотные составляющие поглощаются воздухом быстрее, чем низкочастотные, которые часто бывают инфразвуковыми. Поэтому в окружающей воздушной среде на большом расстоянии от пролетающего со сверхзвуковой скоростью летательного аппарата возбуждается акустическое поле на инфразвуковых частотах [2, 4]. Одной из главных характеристик процесса образования и распространения ударных волн является число Маха. Ударные волны, как волны сжатия, отходящие от передних и задних частей фюзеляжа, изображены на рисунке 1.

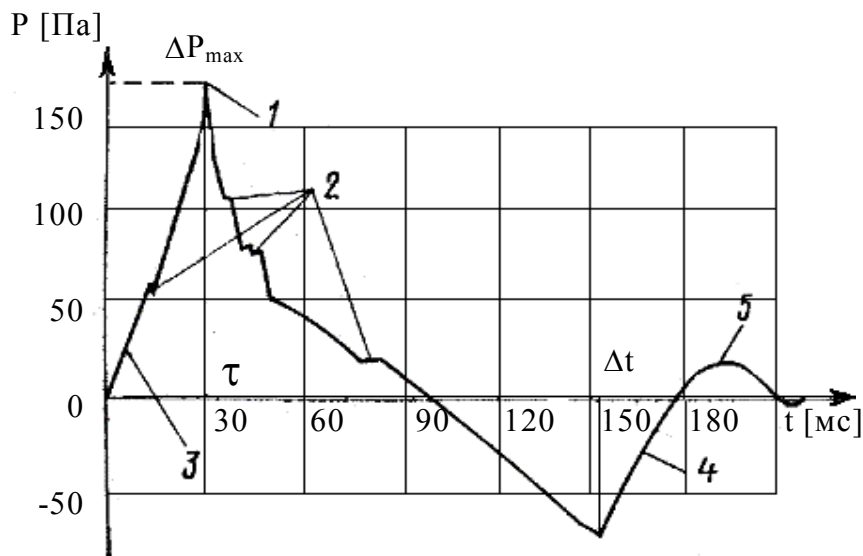


Рис. 1

1 -первый пик избыточного давления; 2 - пульсации давления; 3 – нарастание первого пика; 4 - нарастание второго пика; 5 – второй пик давления. Δp - изменение избыточного давления в зависимости от времени, Δp_{max} – максимальное значение зафиксированного избыточного давления. Время Δt от начала удара до второго пика давления называют общей длительностью. Время нарастания удара от 0 до τ имеет значение от 1 до 30 мс, время Δt — от 100 до 400 мс. Вследствие сходства эпюры избыточного давления с латинской буквой *N* возникающее возмущение часто называется *N* - образной волной.

Периодически следующая ударная волна *N* может рассматриваться как функция времени, отвечающая условиям

$$f(t) = \begin{cases} \Delta P_{исб}(t) & \text{при } lT \leq t \leq lT + \frac{T}{n}, \\ 0 & \text{при } lT + \frac{T}{n} < t < (l+1)T, \end{cases} \quad (1)$$

где T – период следования отдельных ударных волн; $l = 1.2.3\dots$; n – частота повторения ударных волн в периоде.

Наиболее точное представление о звуковом ударе можно получить, зная его спектр. Спектр отдельного импульса задается через [2]

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-j\omega t} dt,$$

где $f(t)$ – функция, описывающая процесс, ω – круговая частота.

Амплитудные составляющие периодического явления определяются из выражения

$$A_m = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cdot e^{-j2\pi m t / T} dt. \quad (2)$$

где $\omega = 2 \cdot \pi \frac{n}{T} = nf$; f – частота, характеризующая акустические колебания.

Приведем пример расчета характеристик косою скачка уплотнения. Пусть на бесконечно длинный клин с углом полураствора θ набегают поток со скоростью \vec{V}_K (см. рисунок 2). Тогда при небольших значениях θ на клин садится присоединенный скачок уплотнения, на котором терпят разрыв давление и нормальная составляющая вектора скорости. При этом вектор скорости за скачком меняет свое направление и становится параллельным поверхности клина, то есть поворачивается на угол θ .

Если обозначить газодинамические параметры перед скачком индексом “К”, а за скачком индексом “J”, то зависимость между углом поворота вектора скорости θ , отношением величин давления за и перед скачком p_j / p_k и числом Маха перед скачком M_k связаны соотношением

$$\operatorname{tg}(\theta) = \left[\frac{2\gamma M_k^2 - \frac{P_j}{P_k} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}{\frac{P_j}{P_k} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\frac{P_j}{P_k} - 1}{\gamma M_k^2 - \frac{P_j}{P_k} + 1} \quad (4)$$

где γ – показатель адиабаты. Для воздуха $\gamma = 1,4$.

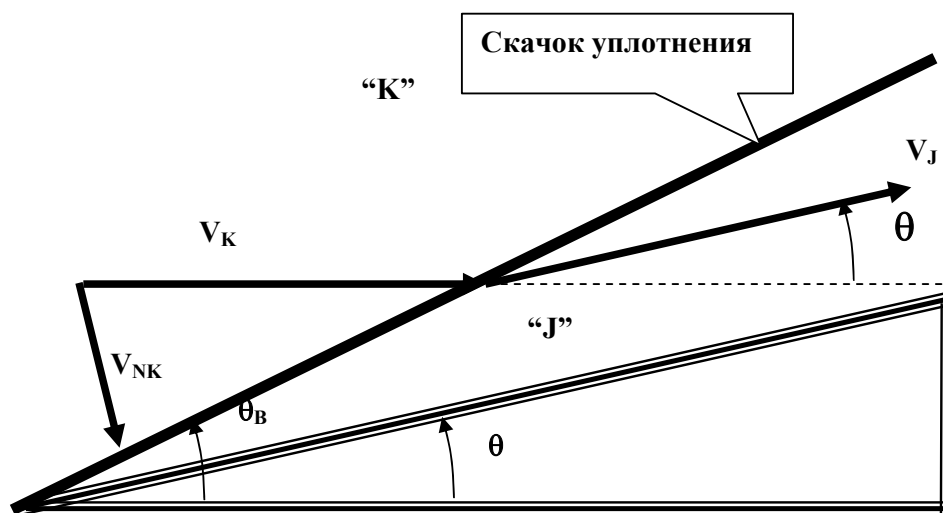


Рис. 2

Присоединенный скачок уплотнения существует при достаточно малых углах поворота вектора скорости. При достижении максимально возможного значения θ_{\max} , соответствующего заданным M_k и $\frac{P_j}{P_k}$, реализуется отсоединенный скачок. С целью минимизации энергозатрат желательно найти наименьшее значение скорости перед скачком, обеспечивающее требуемый перепад давления. Из соотношения (4) можно найти максимально возможный перепад давления на присоединенном скачке уплотнения для заданного числа Маха:

$$\left(\frac{P_j}{P_k}\right)_{\max\theta_j} = \frac{M_k^2}{2} - 1 + \sqrt{\left[\frac{M_k^2}{2} - 1\right]^2 + \frac{M_k^2(3\gamma - 1) + 3 - \gamma}{\gamma + 1}}, \quad (5)$$

Из (5) видно, что число Маха набегающего потока и угол поворота вектора скорости играют существенное значение в генерировании акустического поля. Соответствующий угол клина можно определить, используя (4). Например, перепад давления на скачке, равный десяти, осуществляется при натекании потока воздуха с числом Маха $M_k = 3.245$ на клин с углом полураствора $\theta = 35.6$. Данные результаты имеют оценочное значение, так как получены для плоского случая, соответствующего бесконечно длинному клину. Расчет параметров обтекания реального клина конечной длины сверхзвуковым потоком газа можно провести с помощью методов интегрирования дифференциальных уравнений газовой динамики [3]. Что позволяет не выделять ударную волну, а определять ее положение как область повышенных градиентов давления.

Большую амплитуду звукового давления в дальнем акустическом поле можно обеспечить за счет воздействия на воздушную среду периодически следующими ударными волнами. В условиях лаборатории для генерирования периодически следующих ударных волн в зоне сверхзвуковых течений располагается либо клин конечной длины, либо, к примеру, острый конус с эллиптическим поперечным сечением. При обтекании сверхзвуковым потоком такого тела на нем образуется присоединенный скачок уплотнения с углом наклона θ_b . Геометрические параметры тела должны быть выбраны таким образом, чтобы при определенном положении присоединенный скачок уплотнения перекрывал отверстие в корпусе лабораторного устройства. Периодическое изменение давления в воздушной среде в районе отверстия на боковой поверхности цилиндрической камеры лабораторного устройства, приводящее к возникновению акустических колебаний и акустического поля, создается за счет периодического воздействия ударных волн.

В лаборатории Днепропетровского национального университета был проведен эксперимент с использованием следующей лабораторной установки: диаметр сопла из которого истекал поток, составлял 0,07м, частота следования периодических ударных волн – 7Гц. Микрофон устанавливался на расстоянии – 0,5м от среза сопла. Уровень измеренного звукового давления составил – 97дБ. Истечение из сопла сверхзвукового потока организовать не удалось. Поэтому в процессе проведения исследований была проверена только работоспособность устройства.

Методика расчета уровня звукового давления разработана на основе следующих положений. Воздействие на неподвижную сплошную воздушную среду осуществляется некоторой силой, обусловленной избыточным давлением в ударной волне и равной произведению $\Delta p_{\text{изб}}(t)$ на $S_{\text{окна}}$. Обозначим силу $R(t)$.

$$R(t) = \Delta p_{\text{изб}}(t) S_{\text{окна}}. \quad (6)$$

Силу $R(t)$ сосредоточим в точке, помещенной в начало системы координат XOY (см. рисунок 3). Тогда постановка задачи об определении характеристик дальнего акустического поля выглядит следующим образом.

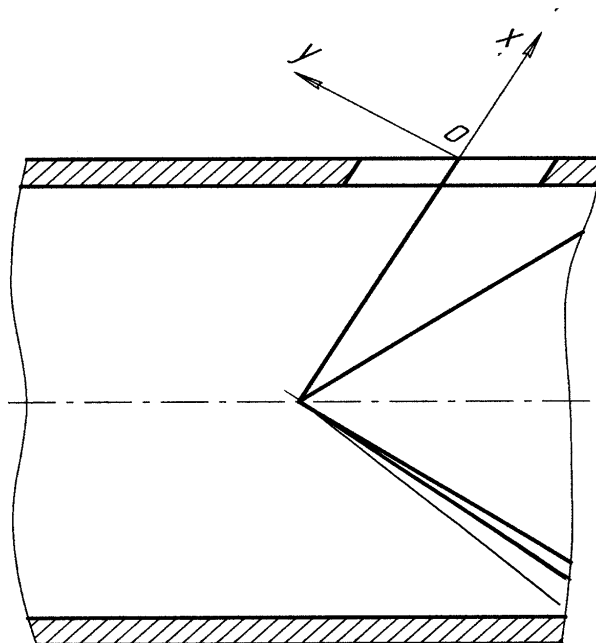


Рис. 3

Начальные условия: в начальный момент времени давление в среде, окружающей генератор, равно атмосферному P_0 , а колебательный процесс отсутствует, $p(0, X) = P_0$, а колебательная скорость тоже равна нулю $\xi(0, x) = 0$.

Граничные условия для задачи о генерировании звукового поля в среде при воздействии периодических ударных волн записываем в виде:

$$\text{при } x = 0 \quad R(t) = \Delta p_{\text{изб}}(t) S_{\text{окна}};$$

при $X \geq \lambda$ (λ - длина волны звуковых колебаний низшей моды) начинается зона действия дальнего акустического поля и избыточное давление в воздушной среде равняется звуковому $p = p(t)$. Вторая граница распространения акустических колебаний находится в бесконечности.

Центр системы координат расположим в центре симметрии площадки окна.

Сила $R(t)$ обусловлена совокупностью элементарных сил, сосредоточенных в площадке окна. Обозначим $A(t)dydz$ элементарная сила, dy - приращение координаты вдоль ширины окна h , dz - приращение координаты вдоль длины окна. Направление элементарной силы $A(t)$ совпадает с осью OX . Для любого момента времени

$$\iint A(t) dydz = A(t) \int_0^h dy \int_0^l dz = R(t),$$

где h и l - длина и ширина окна, из которого выходят ударные волны.

Время воздействия ее на среду избыточным давлением обозначим τ и период повторения этого воздействия T . Такой процесс является типичным периодическим колебательным процессом. Общее математическое выражение периодического процесса задано функцией $f(t)$ (1). Функция периодической ударной волны с периодом T в

интервале $t, t + T$ имеет конечное число максимумов и минимумов, а в точках разрывов удовлетворяет условию Дирихле может быть представлена в виде ряда Фурье.

Определим коэффициенты ряда по (2) для случая воздействия на среду периодической силой $R(t)$, определяемой выражением (6). Имея ввиду малость отношения τ / T , то есть при низком значении скважности следования периодически следующих ударных волн положим $\sin(m\pi\tau / T) \sim m\pi\tau / T$.

$$A_m = \frac{2\tau}{T} R(t), \quad A_0 = \frac{\tau}{T} R(t). \quad (7)$$

Сила, вызывающая волновой процесс в атмосфере, записывается в виде [5]

$$X = \frac{-2\tau}{T} R(t) \cdot e^{-ikct - i\alpha_m}, \quad (8)$$

где α_m – фаза, k – волновое число, c – скорость звука в среде.

Потенциал акустического поля в случае гармонического процесса записываем по [5]

$$\varphi = \frac{-i}{4\pi\rho kc} X \left(\frac{1}{2r^2} + \frac{ik}{r} \right) \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} x \quad (9)$$

где ρ – плотность среды, r – расстояние от преобразователя до точки наблюдения.

После преобразований найдем выражение для звукового давления, определяемого как

$$p = \left| \rho \frac{d\varphi}{dt} \right| = \frac{\omega_m \tau}{2\pi c T r} R(t) \cos \vartheta \left(\frac{1}{kr} \cos kr + \sin kr \right), \quad (10)$$

где ϑ – угол характеристики направленности; $x / r = \cos \vartheta$ – направляющий косинус радиуса - вектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан метод возбуждения звуковых волн на основе аэродинамического принципа. Акустические колебания возбуждаются в воздушной среде как гармонические составляющие распространяющихся в среде периодически следующих ударных волн.
2. В рамках линейной акустики выведена аналитическая зависимость, позволяющая провести расчёт величины звукового давления в дальнем акустическом поле излучателя в зависимости от величины избыточного давления в периодически следующих ударных волнах. Получено, что определяющими факторами в достижении высоких уровней звукового давления являются величина избыточного давления в ударной волне, площадь окна, из которого выходит ударная волна, частота следования ударных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Справочник по технической акустике* / Под ред. М. Хекла и Х.А. Мюллера. – Л.: Судостроение, 1980 – 376с.
2. *Pitonov L. Les-infrasons - PARIS: CNRS, 1976. – 277р.*
3. *Давидсон В.Е. Основы газовой динамики в задачах. – М.: Высш. Шк., 1965. – 210с.*
4. *Сокол Г.И. особенности акустических процессов в инфразвуковом диапазоне частот. – Д.: Промінь, 2000. – 136с.*
5. *Гутин Л.Я. Избранные труды. – Л: Судостроение, 1977. – 537с.*