

УДК 534.873

OECD 01.03.AA

Возможно ли проникновение импульса звукового удара от современного истребителя в водную среду с его дальнейшим волновым распространением в этой среде?

Маков Ю.Н.*

Доцент, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики, Москва, Россия

Аннотация

В работе рассматриваются возможности распространения в волновом режиме «проникшего» в водную среду через границу воздух-вода импульса звукового удара от летящего сверхзвукового самолета. Анализируемое волновое распространение импульса звукового удара в водной среде альтернативно укоренившемуся в литературе представлению о не волновом характере проникновения этого импульса в воду с быстрым уменьшением (в модели идеальной жидкости) пикового значения импульса и сглаживания его формы при отходе от поверхности жидкости вглубь. Действительно, не волновой режим проникновения типичен при «стандартном» полете сверхзвукового самолета параллельно водной поверхности, однако в данной работе рассматривается результат пикирования (не очень крутого) самолета к водной поверхности, что и обеспечивает нужный эффект.

Ключевые слова: импульс звукового удара, проникновение в водную среду, пикирование.

Is it possible the penetration of the sonic boom impulse from a modern fighter into the water medium with the further wave motion in this medium of the penetrated impulse?

*Makov Yu.N.**

Associate professor, M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

Abstract

The paper considers of wave motion possible for penetrated sonic boom impulse from modern fighter into the water medium through the air-water boundary. Analyzable wave motion of sonic boom impulse in water medium is alternative with respect to the ingrained conception about no wave penetration of this impulse into water when fast decrease (for ideal liquid model) of peak pressure in impulse and when fast its profile smoothing when moving away from water surface deep down. Really, the no wave behavior of concerned impulse penetration is typical for the ordinary flight of the supersonic airplane parallel to water surface but in this paper the nose dive of fighter to water surface.

Key words: *sonic boom impulse, penetration into water medium, nose dive.*

Введение

Известно [1], что движение объекта в воздушной среде со сверхзвуковой скоростью (например, пули, самолеты) сопровождается так называемым звуковым ударом (ЗУ); этим термином определяется распространяющееся с коническим волновым фронтом (он же конус Маха) импульсное возмущение (Рис. 1а), профиль которого содержит резкие изменения соответствующих физических параметров (прежде всего, давления и плотности) с последующим их «слиянием» в передний и задний ударный фронт профиля импульса звукового удара (ИЗУ). Также отметим, что при полетном продвижении самолета вдоль траектории и соответствующем удалении

*E-mail: yuri_makov@mail.ru

образующей конусного фронта от фиксированной точки траектории (см. Рис. 1 а) профиль ИЗУ обычно приобретает вид N-импульса, который можно трактовать как общий асимптотический профиль для любого, более сложного по виду (изрезанного мелкими неравными «зубьями»), начального профиля ИЗУ, вид которого зависит от «архитектуры» и режима обтекания корпуса самолета. Этот процесс трансформации распространяемого от самолета профиля ИЗУ показан в явном виде без лишних деталей (например, без конусного волнового фронта) на Рисунке 1 б. Процесс формирования N-импульса объясняется понятным нелинейным характером трансформации профиля, когда все промежуточные зубья на «положительной» половине смещаются с разными скоростями (чем больше пиковое значение зубца, тем больше его скорость смещения!) к его общему началу, формируя передний ударный фронт ИЗУ и, аналогично, в «отрицательной» половине импульса промежуточные зубья смещаются тоже с разной скоростью к концу импульса, формируя его задний ударный фронт (см. Рис.1 б). Этот процесс формирования N-импульса (часто говорят об N-образной волне) был теоретически обоснован Л.Д. Ландау в его работе [2].

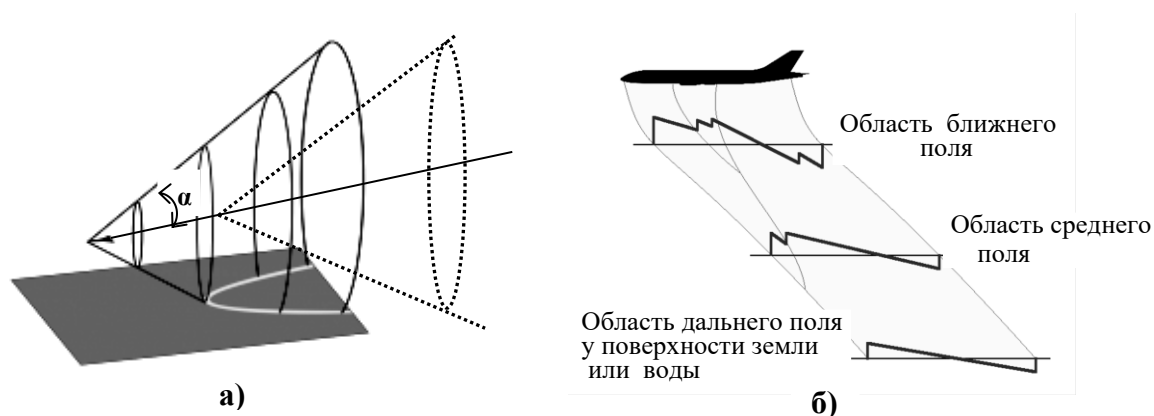


Рис. 1. а) Конусный (с углом полуракрыва) α волновой фронт возникающих ИЗУ, который «привязан» к летящему самолету; точечным контуром показано положение этого конусного волнового фронта в предыдущий момент времени; изображенная ниже лежащая плоскость является поверхностью земли или водной среды, на этой поверхности отмечена зона эффективного действия ИЗУ к данному моменту времени б) формирование N-подобного профиля ИЗУ при его распространении от самолета к поверхности раздела сред

Для анализа нужных эффектов в дальнейшем основном разделе статьи отметим здесь следующее существенное обстоятельство: при любых траекториях рассматриваемый полет сверхзвукового самолета всегда происходит над двумя основными типами границ (поверхностей) раздела двух пар сред: воздух-земля либо воздух-вода. Поскольку полет самолета является сверхзвуковым для верхней среды (скорость его полета превосходит скорость звука в воздухе), то такой самолет при полете является источником возникновения (излучения) ИЗУ, дальнейшее распространение которых вокруг движущегося источника (самолета) характеризуется конусным волновым фронтом (см. Рис. 1а); в свою очередь, этот волновой фронт, в частности, падает на ниже лежащую поверхность раздела и далее определенным образом воздействует на ниже лежащую вторую среду (грунт или водную среду). Если в этом процессе воздействия особое внимание обращается на отдельный импульс ЗУ, достигший поверхности раздела (см. Рис. 1б), и на его дальнейшую трансформацию во второй среде, тогда чаще всего говорят о процессе или задаче «проникновения» импульса ЗУ из воздушной среды в грунт или жидкую среду. Далее рассматривается

второй случай: задача о проникновении импульса ЗУ из воздушной среды в водную. К этому можно добавить определенную аргументацию важности именно этого второго случая, поскольку, с одной стороны, площадь водной поверхности превышает 70% всей поверхности Земли, а, значит, большая доля полетов происходит именно над такой поверхностью раздела; с другой стороны, актуальной является проблема (до конца не ясная) значимости воздействия «проникшего» в водную среду импульса ЗУ на многочисленных обитателей водной среды.

1. Различные режимы проникновения N-импульса ЗУ из воздушной в водную среду

Приведем здесь необходимые аналитические соотношения, числовые данные и некоторые концептуальные принципы рассмотрения нужных эффектов, которые необходимы при рассмотрении любых ситуаций с проникновением ИЗУ в водную среду.

Эффект волнового излучения от быстродвижущегося источника (скорость движения которого превышает скорость волн рассматриваемого вида в рассматриваемой среде) хорошо известен в различных областях науки, имеющих дело с явлениями и волнами различной природы (электромагнетизм, гидрогазодинамика, акустика). Несмотря на совершенно разный «порождающий механизм» излучения той или иной природы (в случае сверхзвукового самолета – это «череда» возникающих ударных волн при сверхзвуковом обтекании воздушным потоком характерных частей корпуса самолета), эти явления волнового излучения трактуются со сходных эффекту Вавилова-Черенкова [3] позиций (т.е. как аналоги эффекта) и используют действительно общие для всех случаев общие геометрические и кинематические представления, понятия и закономерности (конусный волновой фронт – конус Маха (см. Рис. 1а), соотношение между углом раскрытия конуса Маха и скоростью движения источника (см. далее) и др.). Для дальнейшего анализа в качестве полезной аналогии вспомним следующий известный факт из электромагнетизма: проводник, по которому протекает ток (быстрое движение заряда по проводнику) излучает вокруг себя электромагнитную волну, а просто зараженный проводник (или с «медленно» движущимися зарядами) создает вокруг себя не волновое и не распространяющееся на большие расстояния, а быстро уменьшающееся по амплитуде электрическое поле.

Приведем хорошо известное соотношение (см. [1, 3]), связывающее значение угла полуоткрытия α конуса Маха (Рис. 1а) со скоростью V_f равномерного сверхзвукового полета самолета по прямой траектории и со скоростью акустических волн (скоростью звука) в рассматриваемой среде:

$$\sin(\alpha) = (M_a)^{-1}, \quad (1)$$

где $M_a = V_f / c_a$ – число Маха для воздушной среды,

c_a – скорость звука в воздухе (*air*), при сверхзвуковом полете $V_f > c_a$.

Для дальнейшего заметим, что при любой ориентации относительно нижележащей поверхности раздела прямолинейной траектории равномерного сверхзвукового полета волновой фронт ИЗУ в виде конуса Маха будет иметь угол полуоткрытия, подчиняющийся соотношению (1).

Если в ситуации параллельности прямолинейной траектории полета поверхности раздела двух сред рассмотреть новую плоскость, перпендикулярную плоскости раздела сред и содержащей в себе траекторию полета, то в этой новой плоскости угол падения β волнового фронта ИЗУ на плоскость поверхности раздела (этот угол падения в введенной новой плоскости будет углом между любым лучом

распространения ЗУ – перпендикуляром к образующей конуса и нормалью к поверхности раздела во введенной новой плоскости) будет равен углу полуоткрытия α .

Таким образом, чем больше скорость полета V_f и, соответственно (1) меньше число Маха M_a , тем меньше углы α и β (последнее означает, что падение луча волнового распространения ИЗУ в воздухе на поверхность раздела двух сред будет ближе к нормальному падению).

В каждом последующем подразделе будет рассмотрен тот или иной возможный режим проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную. При этом для простоты и наглядности там, где это понадобится, будем использовать идеализированный (асимптотический) профиль N-импульса; в реальности это соответствует ситуации с достаточно большой высотой (более километра) пролета самолета над поверхностью раздела сред.

2. Не волновой режим проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную при «стандартной» траектории полета параллельно границе раздела сред

При горизонтальном, параллельном относительно нижележащей поверхности раздела «воздух-вода» полете сверхзвукового самолета импульсы ЗУ, достигающие поверхности раздела, будут продвигаться вдоль этой поверхности (воздействуя на нее превышающим давлением) «вслед» самолету и, что очень важно, со скоростью V_N равной скорости полета самолета V_f (см. Рис. 1а). На сегодняшний день скорости полета самых высокоскоростных серийных истребителей не превышают 3000 км/ч или 830 м/с, что составляет несколько больше двух Махов для воздушной среды. Однако, относительно водной среды, в которой скорость звука равна приблизительно 1500 м/с, скорость тех же истребителей соответствует значению числа Маха для воды равному приблизительно 0.54, что говорит о «медленном» и «не сверхзвуковом» движении этих аппаратов относительно водной среды. Из этих данных также следует то, что для превышения единичного значения числа Маха относительно водной среды, скорость самолета в воздухе должна была бы превышать значение 4.5 для числа Маха в воздухе, что пока не реально даже для проектируемых истребителей (здесь речь не идет о снарядах, ракетах и других гиперзвуковых объектах). Таким образом, движущийся по поверхности жидкости импульс ЗУ от современного скоростного самолета (Рис. 1а) как граничный источник возмущения давления в водной среде является «медленным», а значит, в соответствии с вышеприведенной аналогией о генерации разного типа полей медленными и быстрыми зарядами в прямом проводнике, в нашем рассматриваемом случае движущийся вдоль границы импульс ЗУ не будет генерировать упругие возмущения в водной среде с волновым характером распространения (т.е. с распространением на сравнительно большие расстояния от границы без заметного уменьшения пиковых значений (для модели идеальной жидкости)).

Интересно и полезно привести иную интерпретацию образования ниже водной поверхности возмущений не волнового или волнового характера. Представляя падающий на плоскость, раздела N-импульс ЗУ через интеграл Фурье, мы тем самым представляем импульс бесконечным набором гармоник (частотным спектром). Для гармоник (плоских гармонических волн), падающих из воздушной среды на границу воздух-вода под одним и тем же углом падения β выполняется закон преломления Снеллиуса, включающий в себя один и тот же угол преломления γ и модули соответствующих частотам волновых векторов в обеих средах (напомним, здесь и в дальнейшем индекс «а» относится к воздушной среде и индекс «w» – к водной среде):

$$(k_\omega)_a \sin(\beta) = (k_\omega)_w \sin(\gamma) \quad (2)$$

Деля обе части равенства (2) на одну и ту же, не меняющуюся при прохождении границы, частоту данной гармоники имеем:

$$\frac{\sin(\beta)}{\sin(\gamma)} = \frac{c_a}{c_w} = n \approx 0.22, \quad (3)$$

где n – показатель преломления на границе воздух-вода.

Учитывая, что величина показателя преломления фиксирована для конкретной пары граничащих сред, а угол падения можно произвольно варьировать, структура равенства (3) показывает: в случае, если $n < 1$ (как для рассматриваемой пары сред), а угол падения таков, что $1 > \sin(\beta) > n$, тогда равенство (3) невозможно (за счет меньшего единицы синуса в знаменателе (3)). Это означает, что все гармоники Фурье - образа ИЗУ при углах падения, удовлетворяющих условию $\sin(\beta) > n$, не могут из воздушной среды (из атмосферы) «проникнуть» в водную среду (об этом говорит отсутствие определенного (действительного) значения угла преломления γ). Данное явление носит название полного внутреннего отражения. Равенство вместо приведенного выше неравенства определяет *критический угол падения* β_{cr} , задающий нижнюю границу углов, при которых будет полное внутреннее отражение (для этого критического угла угол преломления γ считается равным 90° и плоские гармонические волны, падающие на границу воздух-вода под углом β_{cr} , в водной среде распространяются вдоль границы раздела, локализуясь около этой границы, а по направлению вертикальной (например, z) оси такие волны экспоненциально затухают. Бреховских Л.М., рассматривая эту ситуацию в [4], именует такие волны «неоднородными», получив для них «пространственное (x, z)» решение (на примере поля давления p_1 в таких волнах) в виде:

$$p_1 = (1 + R)\exp(-\delta z + ikx * \sin(\beta)), \quad \delta = k\sqrt{\sin^2(\beta) - n^2}, \quad (4)$$

R – коэффициент отражения.

На основании определения критического угла падения через равенство его синуса показателю преломления (см. выше) и принимая во внимание конкретное значение этого показателя (см. (3)), получим $\beta_{cr} = 13^\circ$ для поверхности раздела воздух-вода.

Отметим, что сведения о критическом угле падения, о полном внутреннем отражении, о «неоднородных» (по Бреховских Л.М.) волнах излагались относительно гармонических составляющих разложенного в интеграл Фурье N – импульса ЗУ. Поскольку для всех составляющих процесс преломления и его особые случаи одинаковы, то делая обратное преобразование Фурье, получаем те же выводы для N – импульса ЗУ.

Теперь стоит напомнить, что при «стандартном» горизонтальном сверхзвуковом полете угол падения β (единый для всех гармонических составляющих) равен углу полуоткрытия конуса Маха α , который, в свою очередь, согласно (1) определяется скоростью полета самолета через число Маха M_a относительно скорости звука в воздухе. Учитывая эти сопоставления и конкретное полученное значение для β_{cr} , находим соответствующее пороговое значение числа Маха:

$$(Ma)_{cr} = (0.22)^{-1} = 4.55, \quad (Va)_{cr} = c_w \approx 1490 \text{ м/с} \approx 5400 \text{ км/ч} \quad (5)$$

т.е. если скорость сверхзвукового летательного аппарата (нас интересуют самолеты), летящего параллельно поверхности раздела воздушной и водной средами, такова, что соответствующее ей число Маха не превосходит значения $(Ma)_{cr}$, то «проникновение» ИЗУ в водную среду будет иметь не волновой характер, не

распространяясь вглубь на заметные расстояния, быстро (экспоненциально, см (4)) затухая с глубиной. И наоборот, при полете с числом Маха, превышающим (5) проникновение ИЗУ в водную среду будет носить волновой характер, при котором проникший в воду импульс ЗУ будет распространяться без существенного затухания в модели идеальной жидкости на значительные расстояния вглубь.

Как уже обсуждалось в начале этого раздела, возможности современной серийной скоростной (истребительной) авиации далеки (даже в проектах) от сверхзвуковых скоростей, соответствующих «пороговым» значениям числа Маха и скорости (5). Это означает, что в самых типичных ситуациях полета по прямой, параллельной водной поверхности со скоростью, значительно меньшей критической скорости (равной скорости звука в воде) «проникновение» ИЗУ в водную среду происходит в не волновом режиме. Поэтому во всех статьях [5-9] об эффектах, сопутствующих сверхзвуковым пролетам самолетов над поверхностью воды, принимается во внимание и дополняется новыми деталями именно такой характер проникновения ИЗУ в водную среду. Более того, с учетом названных стандартных условий полета, этот не волновой характер проникновения ИЗУ в толщу воды почти утвердился как единственно возможный (см. приведенные выше ссылки на опубликованные работы по данному вопросу).

В заключение этого подраздела кратко обсудим получение аналитических решений в ситуации не волнового проникновения ИЗУ в водную среду (см. [5, 6]).

Для более простого анализа рассматривается плоскопараллельная (в пространственных координатах: x – координата вдоль поверхности раздела, z – вертикальная координата) задача о воздушном и граничащим с ним по плоскости $z = 0$ жидком полупространстве. По этой граничной плоскости вдоль координатной оси x «бежит» N-импульс длительностью T создаваемый летящим выше самолетом. Простая геометрия (прямолинейная траектория полета параллельна плоскости раздела) и эффект «привязки» импульса к самолету обеспечивает скорость перемещения импульса V_N по границе, равную скорости полета самолета V_f (см. рис. 1б). В то же время обе эти равные скорости с очевидностью меньше скорости звука в воде c_w

$$V_N = V_f < c_w \quad (6)$$

Аналитическим решением, описывающим проникновение ИЗУ в водную среду (т.е. описывающим трансформацию этого импульса вдоль оси z вглубь, начиная с его исходного вида N-импульса, бегущего по границе $z = 0$) является аналитическое решение волнового уравнения относительно акустического давления p , создаваемого проникновением ИЗУ в водную среду

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_w^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) p = 0, \quad (7)$$

с 1-ым граничным условием при $z = 0$ в виде движущегося вдоль оси x (для «привязки» к Рис. 1 полет самолета и движение импульса принимаются «слева - направо», т.е. в сторону отрицательных x) N-импульса со скоростью V_N ; это граничное условие записывается в виде:

$$p(x, z = 0, t) = \begin{cases} 0, & \text{при } t + \frac{x}{V_N} \geq T \\ p_0 \left(1 - \frac{2}{T} \left(t + \frac{x}{V_N} \right) \right), & \text{при } 0 < t + \frac{x}{V_N} < T \\ 0, & \text{при } t + \frac{x}{V_N} \leq 0 \end{cases}, \quad (8)$$

и со 2-ым граничным условием: акустическое давление от ИЗУ на бесконечной глубине ($z \rightarrow \infty$) равно нулю.

Процедура получения аналитического решения указанной задачи довольно стандартна: относительно переменных t и x последовательно производятся два преобразования Фурье, для оставшейся исходной переменной z получается простое дифференциальное уравнение в обыкновенных производных второго порядка «парное» уравнению гармонических колебаний, решением которого является сумма двух экспонент с разными по знаку показателями (или сумма гиперболических синуса и косинуса); одно граничное условия «оставляют» одну экспоненту, а второе – однозначно определяет амплитудный множитель. Полученное точное решение для Фурье-образа подвергается двум обратным преобразованиям Фурье, что дает нужное искомого решение задачи (относительно исходных переменных):

$$\frac{\pi}{p_0} p(x, z, t) = \left(\frac{2\tau}{T} - 1\right) \operatorname{arctg} \left\{ \frac{m_1 T}{z} \left(\frac{2\tau}{T} - 1\right) \right\} - \left(\frac{2\tau}{T} - 1\right) \operatorname{arctg} \left\{ \frac{m_1 \tau}{z} \right\} + z (m_1 T)^{-1} \ln \left\{ \frac{[z^2 + (m_1 \tau)^2]}{[z^2 + (m_1 (\tau - T))^2]} \right\}, \quad (9)$$

где $m_1 = V_N (1 - V_N^2/c_w^2)^{-0.5}$, $\tau = t + x/V_N$.

Значения функции arctg определяются в интервале $\left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)$.

В решении (9) обратим внимание на характерный параметр m_1 , структура которого в силу соотношения (6) между скоростями для рассматриваемого случая не волнового режима проникновения ИЗУ в водную среду, обеспечивает действительную величину этого параметра.

Для графического представления результата (9) заметим, что выражающая этот результат функция из трех слагаемых записана в виде зависимости от исходной размерной переменной z (глубины) и от безразмерной «бегущей» продольно-временной переменной τ/T . Значения самой искомой функции – давления p на разных глубинах – также нормированы на пиковое давление p_0 N-импульса на поверхности водной среды ($P = p/p_0$). С учетом сказанного, на Рис. 2 представлен результат трансформации ИЗУ на трех характерных глубинах ($z = 0, 10, 100$ (м)) при скорости полета самолета, соответствующей значению числа Маха M_a равному 2.4.

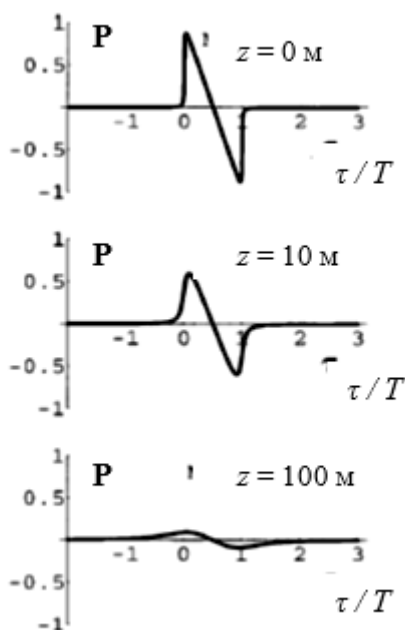


Рис. 2. Трансформация N- импульса ЗУ (в соответствии с (9)) от поверхности жидкости в глубину (приведены профили ИЗУ на трех глубинах z) при проникновении ИЗУ из воздушной среды в водную в не волновом режиме (в не распространяющемся режиме) при скорости полета самолета, соответствующей значению числа Маха M_a равному 2.4

Проанализированный режим не волнового проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную характерен быстрым уменьшением пикового значения давления ИЗУ и расплыванием самого импульса с глубиной (см. Рис. 2). Но самое главное то, что показанные на этом рисунке профили ИЗУ на разных глубинах возникают не в последовательные моменты времени (какой-либо волновой фронт отсутствует), а существуют одновременно, подобно квазистационарному электрическому полю какой-то системы зарядов (т.е. это не распространяющееся поле). Характерная глубина, на которой происходит значительное уменьшение акустического давления ИЗУ определяется длиной самого импульса ЗУ на поверхности; в свою очередь, эта длина L импульса ЗУ сопоставима с длиной летящего самолета (см. Рис. 1б).

3. Волновой режим проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную

После отмеченного в предыдущем разделе очевидного факта о недостаточной скорости полета V_f современных (и даже перспективных) скоростных истребителей для реализации случая «быстрого» движущегося источника излучения в водную среду при «стандартном» полете равномерного движения по прямолинейной траектории параллельно водной поверхности (т.е. при этом выполняется соотношение (6)), необходим анализ каких-либо других вариантов с проникновением ИЗУ в воду. Возможным «кандидатом» для получения нужного результата являются не параллельные водной поверхности трассы полета. Детальный анализ показывает нетривиальность этой ситуации, поскольку этот вариант с наклонными (возможно, пикирующими) трассами полета имеет не очевидные дополнительные условия на угол наклона трассы к горизонтали (угол θ) и угол полураскрытия конуса Маха для получения требуемого результата. Не перебирая различные результаты для различных

соотношений между указанными углами, изобразим графически один из «подходящих» вариантов (Рис. 3).

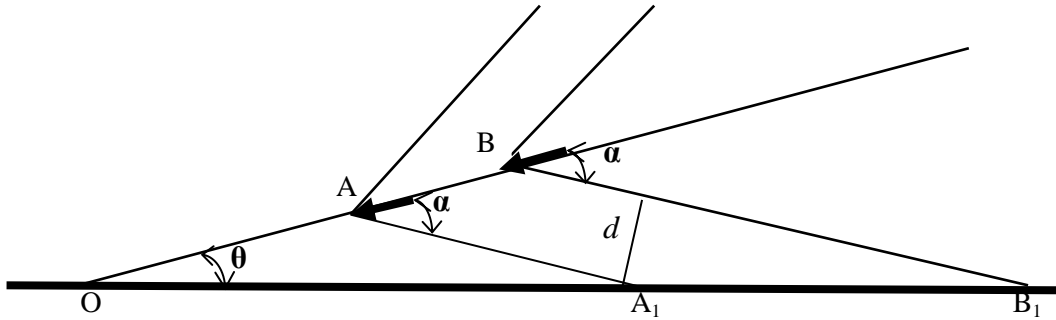


Рис. 3. Наклонная (под углом θ к водной поверхности) траектория сверхзвукового полета самолета для реализации волнового режима проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную; α – угол полураскрыва конуса Маха

На Рис. 3 два последовательных положения одной и той же точки самолета (например, носа) обозначены соответственно точками В и А; прямые ВВ₁ и АА₁ показывают положение образующих конуса Маха, которые являются волновыми фронтами. Из сравнения длины отрезков АВ и А₁В₁ видно, что в данной ситуации скорость самолета меньше скорости движения ИЗУ по водной поверхности; если последняя к тому же будет превышать скорость звука в воде, тогда движущийся по поверхности воды ИЗУ будет «быстрым» движущимся источником излучения акустических возмущений в толщу воды, т. е. будет «обеспечивать» волновой характер проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную. Дополним эти качественные рассуждения несложными аналитическими соотношениями. Рассматривая некоторый временной интервал, за который В переходит в А, В₁ переходит А₁, а волновой фронт ВВ₁ смещается по нормали на расстояние d , переходя в положение АА₁, записываем равенства

$$\frac{d}{c_a} = \frac{A_1B_1}{V_N} = \frac{AB}{V_f}, \tag{10}$$

При вершине В треугольника ОВВ₁ угол α является смежным, что определяет угол при В₁ в этом треугольнике (этот же угол является углом падения в воздухе) как

$$\text{угол } B_1 = \alpha - \theta \tag{11}$$

Из прямоугольного треугольника с гипотенузой А₁ В₁ с использованием (1) имеем:

$$d = A_1B_1 \sin(\alpha - \theta) = A_1B_1 \sin[\arcsin(M_a^{-1}) - \theta] \tag{12}$$

Для определения соотношения между скоростью V_N движения ИЗУ по поверхности жидкости и скоростью звука в воде c_w в зависимости от угла наклона траектории θ и от скорости полета самолета по этой траектории, выраженной через число Маха M_a , используем (12) в первом равенстве (10) и получаем:

$$\frac{V_N}{c_w} = \frac{c_a}{c_w} * \left\{ \sin[\arcsin(M_a^{-1}) - \theta] \right\}^{-1} \tag{13}$$

После замены первого дробного множителя в правой части (13) на конкретное значение 0.22 (см. (3)) представляем (см. Рис. 4) полученную «ключевую» функциональную связь (левая часть (13) в зависимости от угла θ при том или ином значении числа Маха (играет роль параметра)):

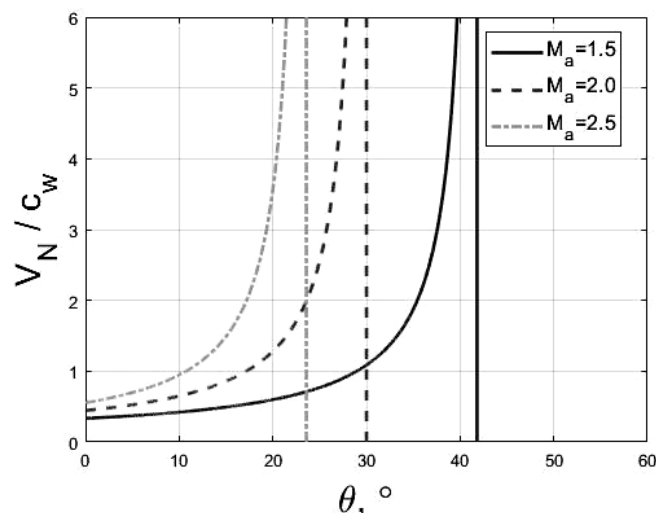


Рис. 4. Зависимость основного «показателя» (V_N/c_W) реализуемости волнового или не волнового режима проникновения ИЗУ из воздушной среды в водную от угла наклона θ траектории полета (зависимости - возрастающие кривые, вертикальные прямые - асимптоты) при разных скоростях (в числах Маха) полета самолета (кривые разной прерывистости)

Показанные на Рис. 4 для примера три зависимости для трех разных скоростей полета самолета (выраженных в числах Маха), естественно могут быть дополнены графиком для любой скорости самолета. Область, соответствующая волновому режиму проникновения ИЗУ в воду, лежит выше горизонтальной линии, соответствующей единичному значению по вертикальной оси. Например, для не очень быстрого на сегодняшний день полета с $M_a = 1.5$, соответствующая кривая (самая правая) пересекается с горизонтальной линией, соответствующей единице по вертикальной оси, при угле $\theta = 29^\circ$, т.е. полет под таким и большими углами к водной поверхности при данной скорости обеспечит волновой характер проникновения ИЗУ в водную среду. При более быстрых полетах этот режим начинается при меньших углах наклона. Обратим внимание, что требуются не очень «крутые» по наклону траектории для достижения нужного эффекта.

Кратко осветим вопрос об аналитических решениях для рассматриваемого случая проникновения ИЗУ в воду. В целом процедура нахождения решения будет совпадать с той, что описана для не волнового случая в предыдущем разделе. Необходимо решать то же самое волновое уравнение с теми же граничными условиями тем же методом использования преобразования Фурье по t и x , а после нахождения решения относительно z с использованием граничных условий нужно применить обратные преобразования Фурье. Различие будет в «мелких» деталях вычислений, обусловленных главным отличием этого случая от предыдущего, а именно условие в виде неравенства между скоростями V_N и c_W изменится на противоположное (в предыдущем случае первая скорость была меньше второй, а в данном случае - наоборот). Формально по этой причине параметр m из предыдущего подраздела здесь будет чисто мнимым. Это даст аналитическое решение, состоящее из функций знака для описания ударных (не «расплываемых») фронтов N-импульсов в воде и распространяющегося волнового фронта огибающих этих импульсов. Подчеркнем наличие волнового распространения, получающегося аналитически в данном случае.

Не выписывая формульное представление решения, представим на рис. 5 его совершенно ясный геометрический образ.

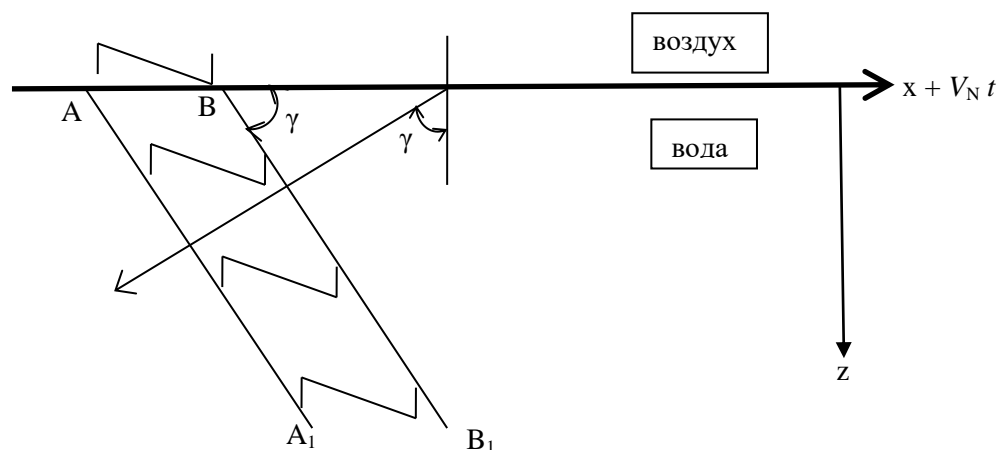


Рис. 5. Графическое представление решения задачи о волновом режиме проникновения ИЗУ из воздушной в водную среду

Решение, представленное последним рисунком (Рис. 5), показывает не деформируемые (без уменьшения пиковых значений, без расплывания) профили ИЗУ, проникающие в воду; также присутствуют распространяющиеся на любые расстояния волновые фронты (показаны фронты AA_1 и BB_1). Представленное на Рис. 5 «изображение» нужно считать дополнением (нижней частью) Рис. 4; признаком данной связи рисунков является указанный на Рис. 5 угол преломления γ , под которым распространяются волновые фронты AA_1 и BB_1 , пришедшие из воздушной среды (см. Рис. 4). Таким образом, Рис. 4 и Рис. 5 полностью демонстрируют ситуацию с волновым проникновением ИЗУ из воздушной в водную среду.

Заключение

Представленная в работе задача о выявленной возможности при наклонной траектории полета сверхзвукового самолета проявления эффекта проникновения импульсов звукового удара в водную среду с их дальнейшим распространением в этой среде на сколь угодно большие расстояния (волновой режим распространения) представляет интерес как с теоретико-фундаментальной точки зрения (в предыдущих работах анализировался только не волновой вариант проникновения в воду ИЗУ, который только и может реализоваться для «стандартных» параллельных водной поверхности траекторий), так и в прикладном аспекте. Действительно, эта новая выявленная ситуация является предпосылкой для пересмотра условий и критериев влияния звукового удара на различных морских обитателей. Вопрос о таком влиянии является одним из первостепенных после появления и эксплуатации сверхзвуковой авиации. В последние годы интерес к этой проблеме значительно возрос в связи с обсуждением и проектированием сверхзвуковых пассажирских самолетов нового поколения.

Список литературы

1. Авиационная акустика под ред. Мунина А.Г., Квитки В.Е. М.: Машиностроение, 1973. – 448 с.
2. Ландау Л.Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от места их возникновения // ПММ – 1945. – Т. IX – вып. 4. - С. 286-22.

3. Гинзбург В.Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) // УФН – 1996. – Т. 166 - № 10. – С. 1033-1042.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. - 343 с.
5. Sawyers K.N. Underwater sound pressure from sonic booms // J. Acoust. Soc. Am. – 1968. Vol. 44, № 2. – P. 523-524.
6. Cook R.K. Penetration of a sonic boom into water // J. Acoust. Soc. Am. – 1970. Vol. 47, № 5 (Part 2). – P. 1430-1436.
7. Sparrow V.W. The effect of supersonic aircraft speed on the penetration of sonic boom noise into the ocean // J. Acoust. Soc. Am. – 1995. Vol. 97, № 1. – P. 159-162.
8. Sparrow V.W. Review and status of sonic boom penetration into the ocean // J. Acoust. Soc. Am. – 2002. Vol. 111, № 1 (Part 2). – P. 537-543.
9. Sohn R.A. Field measurements of sonic boom penetration into the ocean / R. F. Sohn, F. Vernon, J. A. Hildebrand, and S. C. Webb // J. Acoust. Soc. Am. – 2000. Vol. 107, № 6. – P. 3073-3083.