

вания зависит от координат места встречи головы волны разрежения с каплями и может варьироваться.

Проведенными опытами подтвержден вывод [1] о том, что для механизма дробления типа «парашют» также требуются газовые потоки с большими значениями числа We , чем при воздействии ударной волной. Если в ударных волнах критическое число Вебера начала дробления We^* порядка 5–8, то в волне разрежения $We^* \approx 20-30$ и зависит от темпа спада давления в волне.

Установленные закономерности вместе с обнаруженными ранее особенностями дробления капель в ударных волнах при непрерывном понижении давления показывают, что дробление капель происходит в соответствии с общим принципом разрушения: величина основного фактора разрушающего воздействия должна превосходить некоторые критические значения одновременно по интенсивности и длительности. При дроблении основным фактором разрушения служит действие динамического напора газа. По этой причине обобщенный критерий разрушения, по-видимому, следует искать в виде

$$(We - We^*)(I - I^*) = \text{const}, \quad I = \int_0^t \rho u^2 dt$$

Здесь I – динамический импульс давления в волне. До тех пор, пока $We < We^*$ или $I < I^*$, капли не разрушаются. Но при $We > We^*$ требуется конечное время для разрушения капель.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hinze J. O.* Critical speeds and sizes of liquid globules. – Appl. Sci. Res., 1949, v. A1, № 4, p. 273–288.
2. *Волынский М. С.* Изучение дробления капель в газовом потоке. – Докл. АН СССР, 1949, т. 68, № 2, с. 237–240.
3. *Корсунов Ю. А., Тишин А. П.* Экспериментальное исследование дробления капель жидкости при низких значениях чисел Рейнольдса. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 2, с. 182–187.
4. *Dickerson R. A., Coultas T. A.* Breakup of droplets in an accelerating gas flow. – AIAA Pap., 1966, № 611. 20 p.
5. *Лопарев В. П.* Экспериментальное исследование дробления капель жидкости в условиях постоянного нарастания внешних сил. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 3, с. 174–178.
6. *Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Драновский М. Л., Малявин И. И., Пикалов В. П., Сульженко С. И., Тимофеев Е. И.* Способ разрушения капель и струй жидкости газовым потоком. А. с. СССР, кл. В05В 17/100, № 772605, заявл. 17.01.1979, № 2721299. – Оpubл. в Б. И. 1980, № 23.

Москва

Поступила в редакцию
3.XII.1984

УДК 532.51:534.2

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАНИЙ ДВИЖУЩЕГОСЯ ОСЦИЛЛЯТОРА ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ ИМ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН

АБРАМОВИЧ Б. С., МАРЕЕВ Е. А., НЕМЦОВ Б. Е.

При исследовании излучения волн осцилляторами, движущимися в жидкости, значительный интерес представляет вопрос о влиянии излучения на характер движения источника. При этом основным является выяснение условий, при которых составляющая силы реакции излучения, связанная с излучением аномальных доплеровских гармоник, превалирует над составляющей силы реакции в области излучения нормальных доплеровских частот. Последнее приводит к раскачке колебаний осциллятора, движущегося в диспергирующей среде [1, 2].

В настоящей работе в дипольном приближении получены выражения для силы реакции излучения (волнового сопротивления) источника массы осцилляторного типа [2] при возбуждении им поверхностных волн в несжимаемой жидкости конечной глубины и внутренних волн в плавно стратифицированной жидкости. Найдены пороги возникновения радиационной неустойчивости на гравитационных волнах и обнаружено, что на внутренних волнах в приближении Буссинеска радиационная неустойчивость носит беспороговый характер.

В приближении Лэмба осциллятор, движущийся в идеальной жидкости, эквивалентен источнику массы дипольного типа

$$q = -Q(v + v_w \cos \Omega t) \delta'(x - vt - a \sin \Omega t) \delta(y) \delta(z + h), \quad (1)$$

где v — скорость поступательного движения осциллятора, Ω — частота его колебаний, $v_w = a\Omega$, h — глубина погружения, Q определяется формой тела [3], $Q^{1/2} \ll \lambda$, λ — характерная длина генерируемых волн.

Для вычисления волнового сопротивления удобно исходить из закона сохранения энергии, который определяет мощность w силы реакции излучения F

$$w = \int p q dv = -F(v + v_w \cos \Omega t) \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует, что волновое сопротивление тела $F = F_x$ определяется градиентом волновой части давления p_w в месте расположения источника r_i :

$$F(t) = -Q \frac{\partial p_w}{\partial x} \quad (r = r_i(t) = (vt + a \sin \Omega t, 0, -h)) \quad (3)$$

Вычисляя стандартным образом волновую часть давления, возбуждаемого источником в несжимаемой жидкости конечной глубины H и плотности ρ , из (3) получаем

$$F = -\frac{Q^2 \rho g}{2\pi v^2} \sum_{m,n} \int_{x_n} \frac{\omega(\omega - n\Omega)}{\sqrt{1 - (\omega - n\Omega)^2 / \kappa^2 v^2}} \frac{\text{ch}^2(H-h)\kappa}{\text{ch}^2 H\kappa} \times \\ \times I_n \left[\frac{a}{v}(\omega - n\Omega) \right] I_m \left[\frac{a}{v}(\omega - n\Omega) \right] d\kappa \cos(m-n)\Omega t \quad (4)$$

где $\omega(\kappa) = (\kappa g \text{th} \kappa H)^{1/2}$ — дисперсионное уравнение поверхностных волн. Область интегрирования X_n определяется неравенством $\kappa v \geq |\omega(\kappa) - n\Omega|$, соответствующим учету вклада полюса $\omega = \omega(\kappa)$ в интеграл, определяющий возмущение полного давления в жидкости [4].

При $H = \infty$ сила реакции (4) совпадает с найденной в [2] для движущегося шарика ($Q = 2\pi R^3$) радиуса R .

Слагаемое с $m = n = 0$ в сумме (4), связанное с черенковским излучением гравитационных волн, определяет постоянную составляющую силы реакции $F_0 < 0$. Вклад в «колебательную» часть волнового сопротивления F_w дают члены с $m - n = \pm 1$, причем в дипольном приближении ($|\omega - n\Omega| \ll v/a$) достаточно учесть слагаемые с $n = \pm 1$. Тогда

$$F_w = (F_+ + F_-) \cos \Omega t \\ F_{\pm} = \pm \frac{Q^2 \rho g v_w}{4\pi v^3 \Omega} \int_{x_{1;-1}} \frac{\omega(\omega \pm \Omega)^2}{\sqrt{1 - (\omega \pm \Omega)^2 / \kappa^2 v^2}} \frac{\text{ch}^2(H-h)\kappa}{\text{ch}^2 H\kappa} d\kappa \quad (5)$$

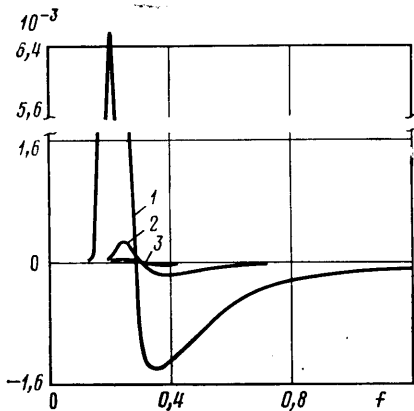
где амплитуды F_{\pm} соответствуют излучению поверхностных волн в области аномального и нормального эффектов Доплера.

Для раскочки колебаний осциллятора необходимо, чтобы усредненная мощность силы F_w была положительна, т. е.

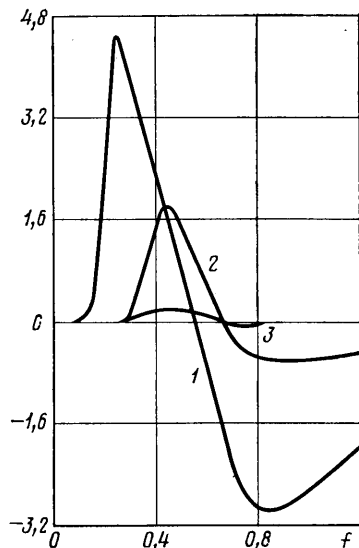
$$w_w = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} F_w v_w \cos \Omega t dt > 0, \quad \tau = \frac{2\pi k}{\Omega} \quad (k=1, 2, \dots) \quad (6)$$

Неравенство (6) выполняется при $\Delta F = F_+ + F_- > 0$ ($w_w = \Delta F v_w / 2$), что соответствует превалированию излучения аномальных доплеровских гармоник гравитационных волн над нормальными.

Области существования радиационной неустойчивости на гравитационных волнах ($w_w > 0$) в зависимости от числа Фруда $f = v / \sqrt{gH}$ при разных значениях числа Струхала $s = \Omega \sqrt{H/g}$ и относительной глубины погружения источника $d = h/H$ приведены на фиг. 1, 2. На фиг. 1 изображены зависимости w_w (w_w нормировано на величину $Q^2 \rho g v_w^2 / 4\pi v^3 \Omega$) от f при $d = 0,1$, на фиг. 2 — при $d = 0,5$. Кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $s = 1, 0,1$ и $0,01$. Из полученных результатов следует, что пороги возникновения неустойчивости по f растут с увеличением глубины погружения источника и слабо зависят от частоты колебаний осциллятора, причем с ростом d мощность w_w уменьшается, что делает эффект менее выраженным. Последнее связано с тем, что с ростом глубины погружения в спектре излучаемых источником волн



Фиг. 1



Фиг. 2

начинают превалировать длинные волны, которые распространяются без дисперсии. Это приводит к тому, что при $d=0,9$ эффект раскочки колебаний за счет аномально доплеровского излучения исчезает.

При рассмотрении радиационной неустойчивости осциллятора, движущегося в безграничной стратифицированной жидкости перпендикулярно градиенту плотности, исходим из уравнения ($\mathbf{r}=(\mathbf{r}_\perp, z)$)

$$\Delta p_{tt} + N^2 \Delta_\perp p = -\rho (q_{ttt} + N^2 q_t) \quad (7)$$

для возмущения давления в приближении Буссинеска, считая частоту Брента - Вайсяля $N = \text{const}$.

Определяя из уравнения (7) волновую часть давления p_w , из (3) после некоторых преобразований получаем следующее выражение для силы реакции (1) ($h=0$) излучения внутренних волн:

$$F = -\frac{Q^2 \rho \beta}{2\pi^2 v^2} \sum_{m,n} \int_0^N \omega (N^2 - \omega^2)^{1/2} (\omega - n\Omega) I_n \left[\frac{a}{v} (\omega - n\Omega) \right] \times \\ \times I_m \left[\frac{a}{v} (\omega - n\Omega) \right] d\omega \cos(m-n)\Omega t \quad (8)$$

Наличие параметров $\beta \sim \ln(k_l v / N)$ связано с логарифмической расходимостью поля излучения внутренних волн точечными источниками [4]. Этой сингулярности можно избежать, вводя протяженные источники, однако для выяснения возможности раскочки осциллятора достаточно ограничиться вычислением волновых полей с логарифмической точностью, введя масштаб обрезания $l \sim k_l^{-1}$.

Из (8) следует:

$$w_w = \frac{Q^2 N^4 v_w^2 \rho}{32\pi v^3} \ln \frac{k_l v}{N}$$

Таким образом, в рассмотренном приближении осциллятор возбуждается при любых значениях его собственной частоты, скорости и частоты Брента - Вайсяля. В связи с этим представляется необходимым учет дополнительных факторов, влияющих на развитие радиационной неустойчивости гидродинамических осцилляторов, например сжимаемости жидкости и неравномерности поступательного движения осциллятора.

Авторы благодарны Э. В. Теодоровичу за обсуждение результатов работы и полезное замечание и А. И. Нотику за проведение численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Эйрман В. Я. О силе реакции излучения при движении заряда в среде.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, вып. 6, с. 1823—1833.
2. Гапонов-Грегов А. В., Долина И. С., Островский Л. А. Аномальный эффект Доплера и радиационная неустойчивость движения осцилляторов в гидродинамике.— Докл. АН СССР, 1983, т. 268, № 4, с. 827—831.
3. Сретенский Л. Н. Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 815 с.
4. Гордцов В. А., Теодорович Э. В. Об излучении внутренних волн при равномерном прямолинейном движении локальных и нелокальных источников.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 9, с. 954—961.

Горький

Поступила в редакцию
15.1.1985

УДК 532.51.01:534.29

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ НАЧАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА РАЗВИТИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР

ПАВЕЛЬБЕВ А. А., ЦЫГАНОВ В. И.

Рассмотрены механизмы воздействия акустических колебаний на структуру дозвуковых сдвиговых потоков. Анализ экспериментальных данных [1÷7] подтверждает высказанное в [6] предположение о том, что регуляризация начальных возмущений, приводящая к большей упорядоченности и увеличению времени жизни вихрей, образующихся из-за развития волн неустойчивости или взаимодействия акустических колебаний с кромкой сопла, является одним из механизмов воздействия акустики на различные сдвиговые течения. Приведены фотографии, показывающие регуляризирующее влияние акустики на развитие вихрей в следе за кромкой.

Под упорядоченными структурами в течениях с поперечным сдвигом подразумеваются пульсационные движения, скоррелированные на расстояниях, равных или больших ширине слоя с градиентом скорости.

В свободных сдвиговых течениях можно выделить два типа упорядоченных структур. К упорядоченным структурам первого типа относятся пульсационные движения, связанные с развитием в потоках волн неустойчивости, на нелинейной стадии сопровождающихся образованием вихрей и их последовательным слиянием. Вихри могут образовываться также в начальном сечении при взаимодействии акустических колебаний достаточно большой амплитуды с устройствами, формирующими поток, или при вибрации этих устройств.

Отличительными особенностями упорядоченных структур этого типа является их чувствительность к начальным условиям и двумерность.

Упорядоченные структуры этого типа были обнаружены в слое смещения при визуализации течения на начальном участке спутных осесимметричных струй разной скорости и плотности [8]. Расстояние, на котором наблюдались упорядоченные структуры, увеличивалось при уменьшении пограничных слоев на кромке, разделяющей потоки, и увеличении отношения скоростей струй. Было отмечено, что наблюдавшиеся структуры представляют собой результат развития вихрей, образовавшихся на участке перехода вблизи кромки сопла.

Впоследствии в плоском слое смещения разной скорости и плотности также наблюдались упорядоченные структуры такого типа [9]. Из того факта, что упорядоченные структуры наблюдались на значительных расстояниях от кромки сопла, в [9] был сделан вывод, что такие структуры являются характерной особенностью слоев смещения, не связанной с участком перехода.

Однако, в дальнейшем была подтверждена первоначальная точка зрения на эти структуры как на результат развития вихрей, образовавшихся на участке перехода вблизи кромки сопла, и показана их зависимость от начальных условий и в том числе от акустических колебаний [4, 10].

К упорядоченным структурам второго типа относятся крупномасштабные турбулентные пульсации, которые связаны с таким явлением, как перемежаемость на границе турбулентных течений. Структуры этого типа трехмерны и наблюдаются на любых расстояниях от начала течения, в том числе и на таких расстояниях, при которых влияние начальных условий пренебрежимо мало. В данной работе рассматриваются только упорядоченные структуры первого типа.

В литературе неоднократно отмечалось влияние акустики на струйные течения [1—4]. Относительно механизма влияния акустики на течения высказывались предположения как о взаимодействии гидродинамических и акустических пульсационных полей в объеме [2], так и о том, что акустические колебания, взаимодействуя с устройствами, формирующими поток (для струй это обычно кромка сопла), изменяют спектр и уровень пульсаций скорости в начальном сечении, что в свою очередь влияет на структуру течения [4]. Последнее предположение согласуется с экспериментальными результатами Рэля [1], наблюдавшего чувствительность струй к акустическим колебаниям только в том случае, когда акустические колебания воздействуют на струю в месте ее истечения из сопла, а также с фотографиями спутных струй при воздействии на них акустических колебаний от внешнего источника