ГЕОМЕХАНІКА

УДК 624.501.1

Л. Ф. Асланов к.т.н., доц. АзАСУ, г. Баку

СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ВОЛНЫ И ВЛИЯНИЕ ЕЕ НА КОНСТРУКЦИИ СВАЙНОГО ФУНДАМЕНТА МОРСКИХ СООРУЖЕНИЙ

L. F. Aslanov Cand. Sc. (Tech.)., assoc. prof. AzUAC, Baku

THE STRUCTURE OF TURBULENT WAVE FLOW AND ITS IMPACT ON THE CONSTRUCTION OF OFFSHORE STRUCTURE PILE FOUNDATION

Рассмотрены проблемы структуры турбулентного потока волны и ее параметры, которые влияют на конструкции свайного фундамента морских сооружений.

Определены интенсивность, масштабы турбулентного потока, энергетические спектры пульсации компонент скорости волны.

Предложены волновые уравнения закрепленного свайного фундамента нижним концом при начальных и граничных условиях. Используя методы Фурье, решены уравнения волны свайного фундамента при турбулентно потоке морской волны.

Ключевые слова: *турбулентный поток волны, вихрь, масштабы турбулентности, энергетические спектры пульсации, свайные фундаменты, волновые уравнения, продольные колебания.*

Цель работы *– изучить влияние турбулентного потока волны на конструкции свайного фундамента морских сооружений.*

The problems of the structure of turbulent flow of the waves and the settings that affect the design of the pile foundation of offshore structures.

Determined by the intensity, the extent of the turbulent flow, the energy spectra ripple component of the wave velocity.

Wave equations are proposed fixed pile foundation at the lower end of the initial and boundary conditions. Using Fourier methods, solved the wave equation of the pile foundation in turbulent flow of sea waves.

Keywords: *turbulent flow of the waves, the vortex, the scale of the turbulence energy spectra of pulsation, pile foundations, the wave equation, the longitudinal vibrations.*

The purpose *- to examine the effect of the turbulent flow of the waves on the pile foundation design of offshore structures.*

Результаты исследований. Волна во многих случаях имеет турбулентные движения, которые характеризуются чрезвычайно нерегулярным и беспорядочным изменением скорости во времени в каждой точке пространства. Нерегулярно изменяется от точки к точке и скорость потока, рассматриваемая в заданный момент времени, как отмечено в трудах Колмогорова А.Н. [1] и Ламли Д. Пановского Г. [2].

Мгновенное значение скорости в турбулентном потоке можно представить как результат наложения пульсационной составляющей скорости на ее среднее значение. Если пульсационная составляющая равна нулю, движение волны является ламинарным.

Ламинарное движение становится турбулентным, когда число Рейнольдса превосходит некоторое критическое значение, т.е.

$$vL > Re_{\text{кр.}},\ где:$$

v – характерная скорость потока; L – его характерный размер.

$Re_{\text{кр.}}$ соответствует условиям, когда сила инерции, действующая между удаленными один от другого объемами жидкости, обладающими разной скоростью движения, становится настолько большой по сравнению с силами вязкости, что формируется устойчивый турбулентный поток. Элемент этого потока с некоторым характерным размером (масштабом) называется турбулентным вихрем. Турбулентное движение представляет собой процесс последовательного распада крупномасштабных вихрей (вихрей первого порядка), возникающих в неустойчивом определенном потоке при больших числах Рейнольдса, на вихри с меньшими масштабами (вихри высшего порядка). Кинетическая энергия турбулентного движения переходит от вихрей большого масштаба к вихрям с меньшим масштабом, практически не диссипируясь. Диссипация энергии потока (переход кинетической энергии в тепло) происходит в самых мелкомасштабных вихрях.

Распределение энергии по высоте зависит от неоднородности подстилающей поверхности и температурной стратификации атмосферы. При больших скоростях волны температурная стратификация близка к безразличной, поэтому в дальнейшем пульсации составляющих скорости рассматриваются только при этом состоянии окружающей среды.

Стратификация бывает различной, если температура во всем слое жидкости, начиная от поверхности отдельных слоев, падает.

Интенсивность турбулентности $\gamma_{w,\text{т}}$ на уровне z равно отношению

$$\sigma_{v,\text{т}}(z)/\bar{v}(z),\ где:$$

$\bar{v}(z)$ – стандартная скорость пульсации; $\sigma_{v,\text{т}}(z)$ – стандарт пульсации продольной компоненты напряжений волны.

Стандарт продольных пульсаций $\sigma_{v,\text{т}}$, может быть приближенно вычислен по формулам

$$\sigma_{v,\text{т}} = cv_{\text{т}},\ где:$$

$v_{\text{т}}$ – скорость поверхностного трения.

Если принять $c = 2{,}5$, тогда

$$\sigma_{v,\text{т}}(z)//\bar{v}(z) = 1/ln(z_0/10), \text{ где:}$$

z_0 – параметр шероховатости между слоями волновой жидкости.

Масштабы турбулентности потока можно получить, зная ее интегральные масштабы (продольный, поперечный и вертикальный), определяющие характерные размеры энергосодержащих вихрей волны.

Интегральный продольный масштаб L_i^x для i-той составляющей скорости волны в направлении среднего потока можно определить по формуле

$$L_i^x = \bar{v}T_{\text{м}i}^x, \text{ где:}$$

$T_{\text{м}i}^x = \int_0^\infty R_i^H(\tau)d\tau$ – интегральный временный масштаб; $R_i^{\text{н}}(\tau)$ – нормативная корреляционная функция пульсации составляющей скорости; $\bar{v}$ – средняя скорость волны.

Интегральный вертикальный масштаб L_i^2 перпендикулярен направлению потока волн

$$L_i^z = \int_0^\infty R_{\text{п}i}^{\text{н}}(\Delta z)dz, \text{ где:} \qquad (1)$$

$R_{\text{п}i}^{\text{н}}(\Delta z)$ – нормативная пространственная корреляционная функция пульсации -той составляющей скорости волны; Δz – расстояние между двумя точками по вертикали вихря.

Поскольку поток волны несимметричен относительно поверхности между слоями, то для каждого вихря существуют два вертикальных масштаба: $L_i^z \uparrow$при отсчете интервалов корреляции вверх и $L_i^z \downarrow$ при отсчете вниз.

Интегральный поперечный масштаб корреляции L_i^y также перпендикулярен направлению потока волны:

$$L_i^y = \int_0^\infty R_{\text{п}i}(\Delta y)dy, \text{ где:} \qquad (2)$$

Δy – расстояние между двумя точками по горизонтали.

Масштабы турбулентности растут с увеличением высоты поверхности жидкости волнового вихря.

Для продольной составляющей скорости

$$L_v^z \approx {}^1\!/_5\, L_v^x \text{ и } L_v^y \approx {}^1\!/_3\, L_v^x.$$

Энергетические спектры пульсации компонент скорости волны.

При расчете морских сооружений необходимо учитывать чувствительность к динамическому воздействию волны, поэтому требуется знать турбулентный поток по частотам. Это распределение называют энергетическим спектром (спектральной плотностью) пульсации компонент скорости волны. Важным аспектом можно считать энергетический спектр продольных пульсаций, который можно разбить на 4 интервала:

1) интервал самых низких частот, определяемый наиболее крупными вихрями с размерами, сравнимыми с характерным масштабом потока волны;

2) область низких частот, несущих основную турбулентную энергию, в этой области энергетический спектр имеет максимум;

3) инерционный интервал, в котором вихри теряют непосредственно связь с вихрями большего масштаба, и их спектр определяется лишь параметрами турбулентного движения;

4) вязкий интервал – область наиболее высоких частот, в которой происходит основная диссипация турбулентной энергии.

Продольный компонент скорости пульсации волны можно определить с помощью Давенпорта А.Ж. [3] и Ван дер Ховена [4] и СНиП II-6-74 [5] следующей формулой спектра, приведенного для ветровой турбулентности:

$$S_v(n) = \frac{2\text{к}_0 v_0^2 u^2}{n(1+u^2)^{4/3}}, \text{ где:} \tag{3}$$

v_0 – средняя часовая скорость волны; к_0 – коэффициент лобового сопротивления подстилающей поверхности, для моря можно принимать $\text{к}_0 = 0{,}002$; $u = nL_0/\overline{v_0}$ – приведенная частота; n – количество повторения вихря волны в определенное время.

Турбулентные потоки волны сильно влияют на колебания свайных фундаментов морских сооружений.

Рассмотрим задачу о продольных колебаниях однородного свайного фундамента длины l, когда один его конец (нижний) закреплен $z = 0$, а другой свободен $z = l$. Эту задачу сводим к решению волнового уравнения, так как удар волны создает колебательные процессы. Волновые уравнения запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, a^2 = \frac{E}{\rho}, \tag{4}$$

при граничных условиях

$$u_{|z=0} = 0, \frac{\partial u}{\partial z}_{|z=l} = 0, \tag{5}$$

и начальных условиях

$$u_{|t=0} = f(z),\ \frac{\partial u}{\partial t}_{|t=l} = F(z), (0 \le z \le l). \tag{6}$$

Согласно методу Фурье, ищем частные решения уравнения (4) для условий:

$$u(z, l) = Z(z)T(t). \tag{7}$$

Подставив (5) в уравнение (4), получим:

$$\frac{T''(t)}{a^2T(t)} = \frac{Z''(z)}{Z(z)} = -\lambda^2, \quad (8)$$

откуда получаем два уравнения

$$Z''(z) + \lambda^2 Z(z) = 0, \quad (9)$$

$$T''(t) + a^2\lambda^2 T(t) = 0. \quad (10)$$

Чтобы функция (7), отличная от тождественного нуля, удовлетворяла граничным условиям (5), необходимо выполнение условия:

$$z_{(z=0)} = 0,\ z'_{(z=l)} = 0. \quad (11)$$

Таким образом, мы пришли к задаче о собственных числах для уравнения (9) при граничных условиях (11). Интегрируя уравнение (9), получим:

$$Z(z) = C_1 \cos\lambda z + C_2 \sin\lambda z/.$$

Из граничных условий (11) имеем:

$$C_1 = 0,\ C_2 = \lambda\cos\lambda l = 0.$$

Считая $C_2 \neq 0$ (в противном случае имели бы $Z(z) = 0$), находим $\cos\lambda l = 0$, откуда $\lambda l = (2к + 1)\frac{\pi}{2}$, здесь к – целое число.

Таким образом, неправильные решения задачи (9), (10) возможны лишь при значениях $\lambda_к$:

$$\lambda_к = \frac{(2к+1)\pi}{2l}.$$

Собственным числам $\lambda_к^2$ соответствуют собственные функции:

$$Z_к(z) = \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l}, \ (к=0, 1, 2, 3, \ldots),$$

определенные с точностью до постоянного множителя, который принимаем равным единице.

При $\lambda = \lambda_к$ общее решение уравнения (10) имеет вид:

$$T_к(t) = a_к cos\frac{(2к+1)\pi at}{2l} + b_к sin\frac{(2к+1)\pi at}{2l},\ где:$$

$a_к$ и $b_к$ – произвольные постоянные.

При условии (7) функция имеет вид:

$$u_к\ (z,t) = T_к(t) Z_к(z) = \left[a_к cos\frac{(2к+1)\pi a t}{2l} + b_к sin\frac{(2к+1)\pi a t}{2l}\right] \cdot\ \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l}. \quad (12)$$

Для выполнения начальных условий (3) необходимо, чтобы:

$$f(z) = \sum_{к=0}^{\infty} a_к \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l}, \quad (13)$$

$$F(z) = \sum_{к=0}^{\infty} b_к \frac{(2к+1)\pi a}{2l} \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l}, \quad (14)$$

Предполагая, что ряды (13) и (14) сходятся равномерно, можно определить коэффициенты $a_к$ и $b_к$, умножив обе части равенств (12) и (13) на $\sin\frac{(2n+1)\pi z}{2l}$ и проинтегрировав по z в пределах от $z = 0$ до $z = l$. Тогда, приняв во внимание, что

$$\int_0^t \sin\frac{(2n+1)\pi z}{2l} \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l} dz = \begin{cases} 0 \text{ при } к \neq n \\ \frac{l}{2} \text{ при } к = n \end{cases},$$

получим

$$\left.\begin{aligned} a_n &= \frac{2}{l}\int_0^l f(z)\sin\frac{(2n+1)\pi z}{2l} dz \\ b_n &= \frac{4}{(2n+1)\pi a}\int_0^l F(z)\sin\frac{(2n+1)\pi z}{2l} dz \end{aligned}\right\}. \quad (15)$$

Подставив найденные значения коэффициентов в ряд (12), можно получить решение задачи, если ряд (12) и ряды, полученные из него двукратным почленным дифференцированием по z и t, равномерно сходятся.

Рассматривая решение (12), видим, что колебательное движение сваи является результатом сложения простых гармонических колебаний следующего вида:

$$u\ (z,t) = A_к \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l} \sin\left[\frac{(2к+1)\pi a t}{2l} + \theta_к\right], \textit{ где:}$$

$$A_к = \sqrt{a_к^2 + b_к^2},\ tg\theta_к = \frac{a_к}{b_к},$$

совершающихся с амплитудами $A_к \sin\frac{(2к+1)\pi z}{2l}$ и частотами:

$$\omega_к = \frac{(2к+1)\pi a}{2l} = \frac{(2к+1)\pi}{2l}\sqrt{\frac{E}{\rho}}, \textit{ где:}$$

$\theta_к$ – угол поворота; E – модуль упругости сваи; ρ – плотность или удельный вес сваи.

Основной тон, получающийся при $к = 0$, имеет период колебания

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 4l\sqrt{\frac{\rho}{E}}.$$

Так как амплитуда основного тона равна

$$A = A_0 \sin\frac{\pi z}{2l},$$

то, очевидно, что в нижнем закрепленном конце сваи имеют узел $z = 0$, а свободный конец условно в шарнирно-закрепленном виде $z = l$. Однако, во время строительства, пока нет ростверка, эти концы сваи являются свободными.

С помощью метода Фурье можно исследовать задачу о продольных колебаниях стержня, к которому условно можно отнести сваи.

Выводы

1. Турбулентные движения характеризуются чрезвычайно нерегулярным и беспорядочным изменением скорости во времени в каждой точке пространства. Турбулентное движение представляет собой процесс последовательного распада крупномасштабных вихрей, возникающих в неустойчивом определенном потоке при больших числах Рейнольдса. Показателем турбулентности являются: масштабность потока, интенсивность турбулентности, энергетические спектры, скорости пульсации волны.
2. Турбулентные потоки создают колебания в свайных фундаментах морских сооружений. Особенно отличаются продольные колебания, которые воздействуют на конструкции одиноких свай от удара волны.
3. Предложены методы составления волнового уравнения от турбулентного потока морской волны, предложены граничные и начальные условия и решения путем использования методов Фурье тригонометрических функций при продольных колебаниях свайных фундаментов с закрепленными концами, а верхним концом условно в шарнирно-закрепленном виде, входящим в ростверк.

Список использованных источников

1. Kolmogorov A.N, Lokal'naja struktura turbulentnosti v neszhimaemoj zhidkosti pri ochen' bol'shih chislah Rejnol'dsa. DAN SSSR, t.30, №4, 1941. – s. 16-24.
2. Lamli D., Panovskij G. Struktura atmosfernoj turbulentnosti. M.: Mir, 1966. – 160 s.

3. Davenport A.G. Gust Loading Factors, I. of the Structural Division. Proc. ASCE, 1967.

4. Van der Hoven I. Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the Frequency Range from 0.0007 to 900 Cycles per Hour. I. of Met., v.14,1957.

5. SNiP II-6-74. Nagruzki i vozdejstvija. Normy proektirovanija. M.: Strojizdat, 1976. – 46 s.

Статья поступила в редакцию 06.12.2013 г.

UDK 622.235.535

O. O. Vovk, associated professor (NTUU «KPI»), N. S. Remez, doctor of technical sciences (NTUU «KPI») K. K. Tkachuk, doctor of technical sciences (NTUU «KPI»), V. P. Savchuk, PhD student (NTUU «KPI»)

INVESTIGATION OF SOME FEATURES OF THE MOVEMENT OF SURFACE WAVES AND THEIR INTERACTION WITH THE SURFACE OBJECTS´ BASES AND FOUNDATIONS PROVIDING SEISMIC SAFETY

The article describes the features of surface waves motion as well as the analysis of existing methods for finding the timing and patterns of change in motion R-waves along the free surface. To this end, we calculatede time - frequency performance under different formulas in R - wave and compared with each other and with values in R - wave dependsng on two main factors: the weight of the charge and the reduced distance , the results of which are shown in this paper. Indirectly, it was found that the at any epicentral distance surface wave is significantly seysmic unsafety than the body wave , which in any hypocentral distances at different points on the surface may not exceed the period of oscillation in the above point with raduced radius equal to one .

***Key words**: seismic waves, magnitude, surface, epicentral distance, period of oscillation.*

В статье рассмотрены особенности движения поверхностных волн, а также выполнен анализ имеющихся методик нахождения временных характеристик и закономерностей их изменения в процессе движения R–волны вдоль свободной поверхности. С этой целью были проведены расчёты временно – частотных показателей по разным формулам в R – волне и сравнение между собой и с значениями в R – волне в зависимости от двух главных факторов: веса заряда и приведенного расстояния, результаты которых приведены в настоящей работе. Косвенным образом было установлено, что на любом эпицентральном приведенном расстоянии поверхностная волна значительно более сейсмоопасная, чем объемная, которая на любых гипоцентральных расстояниях в различных пунктах на поверхности не может превышать величины периода колебаний в пункте при приведенном радиусе равном 1.

***Ключевые слова**: сейсмические волны, магнитуда поверхность, эпицентральное расстояние, период колебаний.*

В статті розглянуто особливості руху поверхневих хвиль, а також виконано аналіз існуючих методик знаходження часових характеристик та закономірностей їх зміни в процесі руху R–хвилі вздовж вільної поверхні.

З цією метою були проведені розрахунки частотно-часових показників за різними формулами в R – хвилі й порівняння між собою та із значеннями в R – хвилі залежно від двох факторів: ваги заряду і приведеної відстані, результати яких висвітлено у даній роботі.