

# АНАЛИЗ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ИНКЛИНОМЕТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ

Н.А.Греков\*, О.И.Ефремов\*,  
А.А.Спирина

\*Морской гидрофизический институт  
НАН Украины  
г.Севастополь, ул. Капитанская, 2  
E-mail: [oaoi@alpha.mhi.iuf.net](mailto:oaoi@alpha.mhi.iuf.net)  
\*\*СевНТУ

В статье рассмотрено поведение в потоке жидкости тел в форме цилиндра, шара, вытянутой капли, внутри которых предполагается встроить малогабаритные инклинометры. Даны рекомендации по выбору формы тела при скоростях течения жидкости до 5 м/с.

Перемещение водных масс в океанах, морях, реках, ручьях связано с задачей измерения скорости течения. Для этих целей применяются различные измерительные приборы, где в качестве первичных преобразователей скорости

движения потока используются датчики основанные на всевозможных физических явлениях, например, распространение акустических волн, использование энергии ионизации, теплопередачи, индукции и т.д.

В данной работе рассмотрены датчики скорости течения, имеющие поверхность определенной формы, закрепленные на подвесной нити, которые в поле течения жидкости за счет гидродинамического сопротивления тела испытывают гидродинамическое давление, отклоняющее тело от нормали к оси потока на угол  $\alpha$ . По измеренному углу  $\alpha$  можно вычислить значение средней скорости потока жидкости  $V$ .

Для анализа гидродинамических режимов были выбраны тела в форме цилиндра (рис. 1а), шара (рис. 1б), вытянутой капли (рис. 1в), внутри которых предполагается установить инклинометры, электрически связанные через подвесную короткую легкую нить с носителем.

Подвесная нить представляет собой профилированную металлическую трубку с каплеобразным профилем и коэффициентом сопротивления  $C_x < 0,1$ .

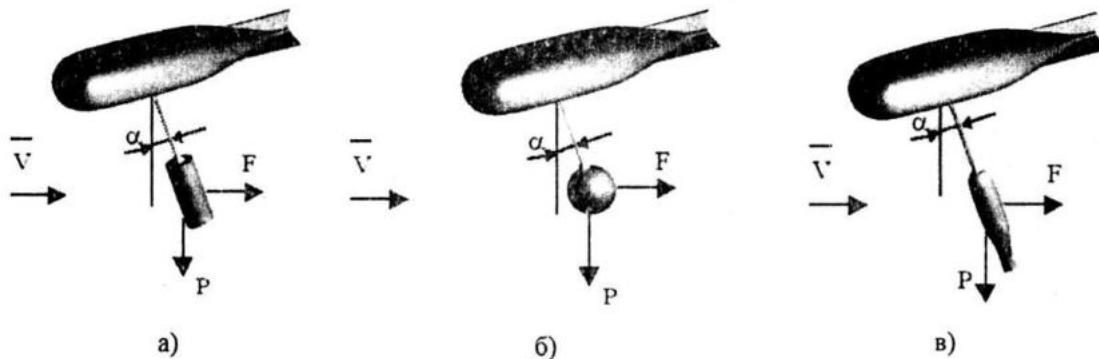


Рисунок 1 - Каплеобразный носитель с телами различной формы

Носитель также имеет каплеобразную форму (рис. 1) и выполнен из нержавеющей стали. Внутри носителя расположена аппаратура для связи с береговым устройством или автономный регистратор информации и блок питания. Носитель имеет гибкую связь с берегом (трос, фал, кабель-трос).

В качестве инклинометров можно использовать малогабаритные инклинометры с электрическим выходным сигналом, пропорциональным углу наклона датчики типа DK1-B с полным диапазоном отклонения  $120^\circ$ , порогом чувствительности  $0,001^\circ$ , линейностью  $\pm 0,25\%$ , повторяемостью  $0,05^\circ$ , погрешностью

$\pm 0,1\%$ , постоянной времени 0,15, полосой пропускания 3 Гц и диапазоном рабочих температур  $-30 \div +60^\circ\text{C}$ .

Вес чувствительного элемента инклинометра совместно с электронной платой 5 г, габаритные размеры - диаметр 36 мм и высота 9 мм.

Вначале рассмотрим тело в форме цилиндра и на основе анализа статики прибора в вертикальной плоскости (рис. 1а), содержащей горизонтальный вектор  $\bar{V}$ , выполним некоторые оценки измерителя. Предположим, что цилиндр выполнен из однородного материала, тогда сила сопротивления потоку:

$$F = \frac{1}{2} C_x \rho_B S V^2 \cos \alpha, \quad (1)$$

где  $C_x$  – коэффициент сопротивления тела;  
 $\rho_B$  – плотность воды;  
 $S$  – площадь сечения, перпендикулярного скорости течения потока  $V$ .

В равновесии  $P \cdot \sin \alpha = F \cdot \cos \alpha$ , откуда получается для цилиндра:

$$V^2 = \frac{2P \cdot \tan \alpha}{C_x \rho_B S \cdot \cos \alpha}. \quad (2)$$

Реально измеряемый диапазон скорости течения  $0,04 \div 5,0$  м/с и угол  $\alpha$ , учитывая характеристики инклинометра не должен выходить за пределы  $0^\circ \div 90^\circ$ .

Результаты расчетов отображены в таблице 1 и на графике рисунка 2.

Для всех кривых коэффициент сопротивления тела принят  $C_x = 0,68$ , который в реальных условиях в зависимости от угла  $\alpha$  может изменяться до 0,8.

Кривая «1» характеризует поведение тела диаметром - 3 см, длиной - 6 см;

кривая «2» характеризует поведение тела диаметром - 4 см, длиной - 7 см;

кривая «3» характеризует поведение тела диаметром - 5 см, длиной - 8 см.

Однако, за обтекаемым жидкостью цилиндрическим телом образуются завихрения, частота которых определяется выражением

$$\omega = St \frac{V}{d}, \quad (3)$$

где  $St$  – число Струхала, которое в диапазоне чисел Рейнольдса  $5 \cdot 10^2 < Re < 10^5$  остается примерно постоянным и равно 0,22. На противоположных сторонах цилиндра возникают периодические силы, перпендикулярные к потоку, что может привести к поперечным колебаниям цилиндра, максимальная частота которых для указанных типоразмеров с учетом формулы (3) может достигать 10 Гц.

Проанализируем следующую форму прибора (рис. 1б) в виде шара радиусом  $r$  и массой  $m$ . Шар находится в потоке жидкости.

$$P = mg - \rho Q g = g(m - \gamma Q), \quad (4)$$

где  $Q$  – объем шара.

Для равновесного состояния шара  $P \cdot \sin \alpha = F \cdot \cos \alpha$  или

$$\tan \alpha = \frac{F}{P}, \quad (5)$$

С учетом уравнений (1, 4) получим

$$\tan \alpha = \frac{C_x \rho S}{2P} \cdot V^2. \quad (6)$$

Для предполагаемых размеров  $r = 5,5$  см;  $S = 95 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>, при скорости  $V = 0,04$  м/с сила лобового сопротивления будет  $F_{0,04} = 3,8 \cdot 10^{-3}$  Н, при  $V = 5$  м/с – соответственно  $F_{5,0} = 59$  Н.

Результаты расчетов показывают, что для шара диаметром 5,5 см при максимальном угле отклонения  $\alpha > 30^\circ$  в диапазоне скорости 0,04 – 5 м/с необходимо иметь три диапазона:

а) В диапазоне малых скоростей 0,04 + 0,7 м/с шар весом в воде 2 Н можно использовать без дополнительного груза и обтекателя;

б) В диапазоне средних скоростей 0,7 + 2,24 м/с шар должен иметь дополнительный внутренний груз, при этом вес шара в воде при наполнении его свинцом составит около 20 Н.

г) В диапазоне больших скоростей шар должен иметь обтекатель и дополнительный груз, коэффициент лобового сопротивления с обтекателем не должен превышать  $C_x \leq 0,1$ .

Рассмотрим гидродинамическую модель, учитывающую собственное движение прибора в потоке.

Гидродинамическая модель. При наличии жесткого подвеса прибор движется по поверхности сферы (рис. 3), поэтому удобно использовать сферическую систему координат, в которой угол в вертикальной плоскости  $A$  отсчитывается от нижнего полюса, а угол в горизонтальной плоскости  $\phi$  отсчитывается от направления вектора скорости течения  $\vec{V}$ .

Имея целью исследовать колебания около положения равновесия, движение шара по окружности в вертикальной плоскости будем описывать координатой  $x$ , движение по окружности в горизонтальной плоскости – координатой  $y$ :

$$\begin{aligned} x &= \ell (A_0 + A), \\ y &= \ell \sin A_0 \phi. \end{aligned} \quad (7)$$

В положении равновесия  $A = 0, \phi = 0$ .

Обозначая точкой дифференцирование по времени, получим

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \ell \dot{A} & \ddot{x} &= \ell \ddot{A} \\ \dot{y} &= \ell \sin A_0 \dot{\phi} & \ddot{y} &= \ell \sin A_0 \ddot{\phi} \end{aligned} \quad (8)$$

Квадрат относительной скорости обтекания шара равен

Таблица 1

	V, м/с	0,04	0,10	0,50	1,00	2,00	3,00	4,00	5,00
		S, кв.м	α, град						
$C_x = 0,68$	1	0,002	0,00572	0,32776	0,89367	3,57468	14,299	32,172	57,195
	2	0,003	0,00593	0,33979	0,92677	3,70707	14,828	33,364	59,313
	3	0,004	0,00635	0,36386	0,99297	3,97187	15,887	35,747	63,550

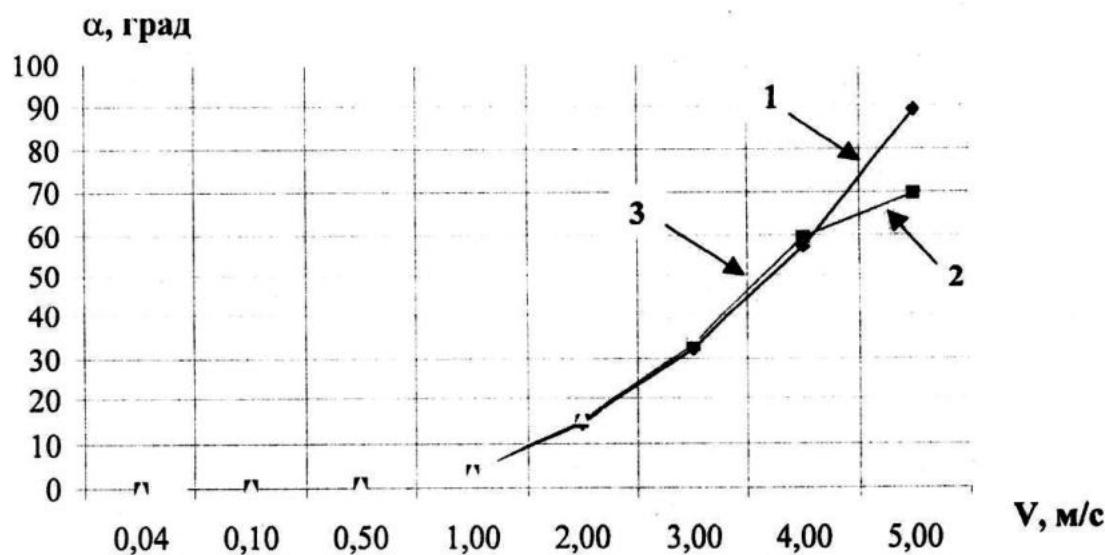


Рисунок 2 - График зависимости угла отклонения от скорости течения

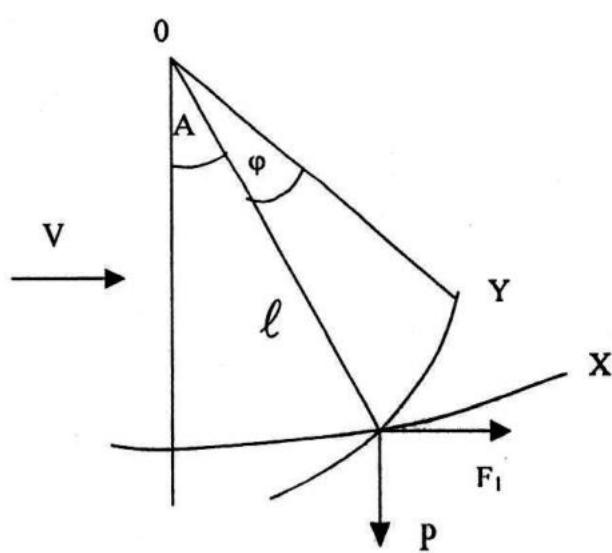


Рисунок 3 - Векторная диаграмма движения прибора в потоке

$$\begin{aligned} (\vec{V} - \vec{x} - \vec{y})^2 &= (V - \dot{x} \cos A_0)^2 + \\ &+ (\dot{x} \sin A_0)^2 + \dot{y}^2 \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку для шара коэффициент лобового сопротивления  $C_{ш}$  и площадь поперечного сечения  $S$  не зависят от направления обтекания, полная сила сопротивления будет

$$F_{полн} = \frac{1}{2} C_{ш} \rho S (V^2 + \ell^2 \sin^2 A_0 \varphi^2 + \ell^2 \theta^2 - 2V\ell \cos A_0 \dot{\theta}). \quad (10)$$

Присоединенная масса для шара также не зависит от направления обтекания и равна  $\frac{1}{2} \rho Q$ .

Получаем уравнение движения:

$$\begin{cases} \left(m + \frac{1}{2} \rho Q\right) \ell \ddot{A} = \frac{1}{2} C_{ш} \rho S (V - \ell \cos A_0 \dot{A})^2 \cos(A_0 + A) - (m - \rho Q) g \sin(A_0 + \theta) \\ \left(m + \frac{1}{2} \rho Q\right) \ell \sin A_0 \ddot{\varphi} = -\frac{1}{2} C_{ш} \rho S V^2 \sin \beta \varphi, \end{cases} \quad (11)$$

При линеаризации, как обычно, пренебрегаем квадратами малых величин, синус такого угла заменяем углом, а косинус малого угла –

единицей. Кроме того, учитываем, что в равновесии

$$\frac{1}{2} C_{ш} \rho S V^2 = P \operatorname{tg} A_0 = (m - \rho Q) g \operatorname{tg} A_0 \quad (12)$$

После необходимых преобразований получаем

$$\begin{cases} \ddot{\theta} + \frac{C_{ш} \rho S V \cos^2 A_0}{m + \frac{1}{2} \rho Q} \cdot \dot{A} + \frac{(m - \rho Q) g}{\cos A_0 \left(m + \frac{1}{2} \rho Q\right) \ell} \cdot A = 0 \\ \ddot{\varphi} + \frac{(m - \rho Q) g}{\cos A_0 \left(m + \frac{1}{2} \rho Q\right) \ell} \cdot \varphi = 0 \end{cases} \quad (13)$$

Сопоставление с уравнением гармонического осциллятора  $\ddot{z} + 2\gamma \dot{z} + \omega_0^2 z = 0$  дает для

продольных колебаний (в вертикальной плоскости)

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{C_{ш} \rho S V \cos^2 A_0}{m + \frac{1}{2} \rho Q} \quad (14)$$

$$\omega_0^2 = \frac{(m - \rho Q) g}{\cos A_0 \left(m + \frac{1}{2} \rho Q\right) \ell}$$

для поперечных колебаний (в горизонтальной плоскости)  $\gamma = 0$ ,

$$\omega_0^2 = \frac{(m - \rho Q)g}{\cos A_0 \left( m + \frac{1}{2} \rho Q \right) \ell} \quad (15)$$

Для первого диапазона при максимальном угле  $A_0 = 30^\circ$ ,

$$\omega_{01}^2 = \frac{(m - \rho Q)g}{\cos A_0 \left( m + \frac{1}{2} \rho Q \right) \ell} 12,3 \frac{1}{c^2} \quad (16)$$

$$f_{01} = \frac{\omega_{01}}{2\pi} = 0,56 \text{ Гц}.$$

Для второго диапазона аналогично и при  $A_0 = 30^\circ$  -  $f_{02} = 1,06 \text{ Гц}$ .

Параметр затухания  $\gamma$  сильно зависит от скорости обтекания. Для первого диапазона

$$\gamma_1 = \frac{V \cos^2 A_0 \cdot \frac{1}{2} C_w \rho S}{m + \frac{1}{2} \rho Q} = 1,00 \frac{1}{c}; \quad \frac{\omega_{01}}{2\gamma_1} = \frac{3,5}{2} = 1,75 \quad (17)$$

Для второго диапазона

$$\gamma_2 = \frac{2,24 \cdot 0,87^2}{3,095} \cdot 2,375 = 1,30 \frac{1}{c} \quad \text{при } \theta_0 = 30^\circ \quad (V = 2,24 \text{ м/с})$$

$$\frac{\omega_{02}}{2\gamma_2} = \frac{7,15}{2,6} = 2,75.$$

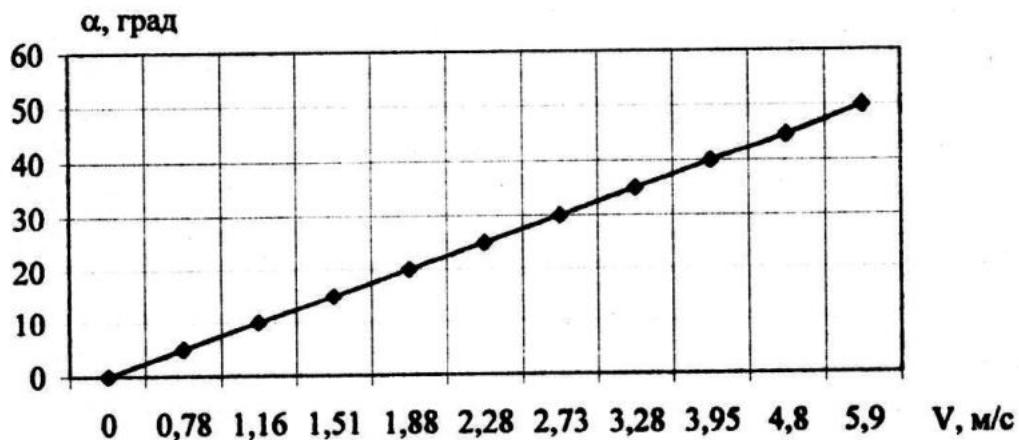


Рисунок 4 - График зависимости скорости течения от угла отклонения для тела каплевидной формы

Теперь обсудим проблему самовозбуждения. Мы получили, что собственные частоты колебаний достаточно велики,  $\omega_{01} \approx 0,5 \text{ Гц}$  в первом диапазоне, и  $\omega_{02} \approx 1 \text{ Гц}$  во втором. При осреднении 30 – 100 секунд влияние колебаний на результат отсчета будет незначительным. Кроме того, при больших углах продольная компонента колебаний сильно ослабляется.

В принципе в системе возможно возбуждение автоколебаний, даже если в потоке отсутствуют высокочастотные пульсации, однако, эти колебания для шара незначительные.

Исследовав два тела в форме цилиндра, шара мы видим их недостатки. Во-первых, нелинейность характеристики  $\alpha = f(V)$  и неустойчивость в потоке при скоростях порядка 1-5 м/с.

Сделаем анализ тела в форме вытянутой капли (рис. 1 в). В поле течения жидкости каплеобразное тело будет отклоняться в потоке и

коэффициент сопротивления его будет изменяться от 0,7 до 0,05, одновременно от скорости потока будет уменьшаться площадь сечения перпендикулярная скорости течения. Результаты моделирования указывают на то, что зависимость отклонения тела каплевидной формы от скорости набегающего потока близка к линейной.

На рис. 4 представлены результаты расчета  $\alpha = f(V)$  для каплевидной формы.

**Выходы.** Из анализа гидродинамических режимов тел различной формы можно сделать вывод, что для инклинометрических датчиков скорости течения жидкости, при скоростях до 5 м/с, необходимо рекомендовать для использования тело каплевидной формы. При этом характеристика датчика  $\alpha = f(V)$  близка к линейной и датчик устойчив в потоке.