

ГИДРАВЛИКА

В. Г. АВАНЕСЯН

УСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ БИНГАМОВСКИХ ПЛАСТИКОВ
 И ПСЕВДОПЛАСТИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ТРУБОПРОВОДЕ

Теоретические и экспериментальные исследования установившегося движения бингамовских пластиков и псевдопластичных жидкостей проводились на стойких нефтяных эмульсиях, которые по одним свойствам относятся к пластикам, по другим — близки к псевдопластичным неньютоновским жидкостям [5, 6, 10, 11, 12]. Их аналогичность с бингамовскими пластиками объясняется наличием в них предела текучести [12—14]. В отличие от стойких эмульсий у бингамовских пластиков кажущаяся структурная вязкость не зависит от скорости сдвига. Псевдопластичная неньютоновская жидкость и стойкие нефтяные эмульсии сходны тем, что у обеих с увеличением скорости сдвига уменьшается структурная вязкость, что у бингамовских пластиков не наблюдается [12—14]. Авторы работ [2, 4] результаты своих экспериментально-теоретических исследований, проведенных на глинистых и цементных растворах, распространяли на исследованные жидкости и рекомендуемые ими формулы применимы только для последних [3, 8]. Так как стойкие нефтяные эмульсии по некоторым своим физико-механическим свойствам отличаются от глинистых и цементных растворов [10, 14], то возникает необходимость экспериментальных и теоретических исследований их свойств. В статье приводятся результаты проведенных автором экспериментально-теоретических исследований движения стойких нефтяных эмульсий.

Для исследования вопроса о стационарном движении бингамовских пластиков (стойких нефтяных эмульсий) в трубе с радиусом R возьмем участок длиной l между сечениями I и II (рис. 1). Поскольку по мере удаления от оси трубы скорость частиц v уменьшается ($dv/dr < 0$), то уравнение Шведова-Бингама примет вид:

$$\tau = -\eta \frac{dv}{dr} + \tau_0, \quad (1)$$

где τ — касательное напряжение сдвига; τ_0 — предельное напряжение сдвига; η — структурная вязкость.

Движение возможно только при $\tau > \tau_0$. При $r = R$ напряжения τ равны предельному напряжению сдвига τ_0 и (1) принимает вид:

$$-\tau \frac{dv}{dr} = 0,$$

т. е. $dv/dr = 0$ и $v = \text{const}$. Отсюда следует, что цилиндрическая область с радиусом r_0 (ядро потока) движется как твердое тело. Радиус ядра определим, исходя из условия равновесия сил давления ($= r_0^2 \Delta P$), действующих на торцовых площадках ядра потока, и силы трения, действующей на поверхности ядра потока, равной $2\pi r_0 l \tau_0$, т. е.

$$= r_0^2 \Delta P = 2\pi r_0 l \tau_0,$$

откуда

$$r_0 = \frac{2l \tau_0}{\Delta P}. \quad (2)$$

При $\tau < \tau_0$ жидкость в трубе не движется и $dv/dr = 0$.

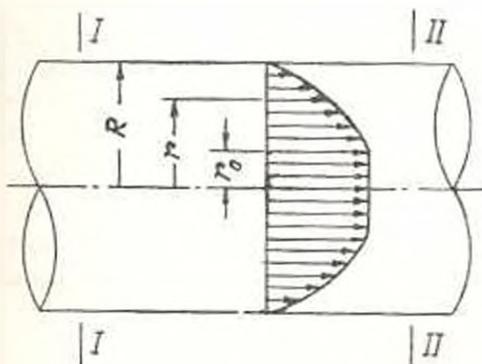


Рис. 1.

Когда $r_0 = R$, то при $\tau = \tau_0$ наступает предельное равновесие и значение перепада давления ΔP_0 определяется по формуле:

$$\Delta P_0 = \frac{2l \tau_0}{R}. \quad (3)$$

Движение эмульсии возможно, когда действующий на торцовых площадках ядра перепад давления ΔP больше начального перепада ΔP_0 , обусловленного предельным напряжением сдвига τ_0 .

Уравнение равновесия сил давления и сил трения для произвольной части потока будет:

$$2\pi r l \tau = \pi r^2 \Delta P,$$

откуда

$$\tau = \frac{r \Delta P}{2l}. \quad (4)$$

Используя (4), уравнение (1) примет вид:

$$-\gamma \frac{dv}{dr} + \tau_0 = \frac{r \Delta P}{2l}. \quad (5)$$

Интегрируя (5), получим выражение для скорости:

$$v = -\frac{\Delta P}{4l \gamma} r^2 + \frac{\tau_0}{\gamma} r + C. \quad (6)$$

Постоянное C находим из условия, что при $r = R$, $v = 0$

$$C = \frac{\Delta P}{4l \gamma} R^2 - \frac{\tau_0}{\gamma} R. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), получим:

$$v = \frac{\Delta P}{4l \gamma} (R^2 - r^2) - \frac{\tau_0}{\gamma} (R - r). \quad (8)$$

Это уравнение применимо вне ядра, т. е. при $r_0 \leq r \leq R$.

Скорость движения ядра потока v_0 находим из (8), подставляя в него $r = r_0$ и $v = v_0$.

$$v_0 = \frac{\Delta P}{4l \gamma} (R^2 - r_0^2) - \frac{\tau_0}{\gamma} (R - r_0). \quad (9)$$

Полный расход стойких эмульсий по трубе состоит из расхода ядра потока Q_0 и расхода Q градиентного слоя — кольца от r_0 до R .

Расход ядра потока:

$$Q_0 = \pi r_0^2 v_0. \quad (10)$$

Расход градиентного слоя в кольцевом пространстве вокруг ядра определим по выражению:

$$Q_r = 2\pi \int_{r_0}^R v r dr. \quad (11)$$

Расход всего потока:

$$Q = Q_0 + Q_r = \pi r_0^2 v_0 + 2\pi \int_{r_0}^R v r dr. \quad (12)$$

Используя (2), (3), (8) и (9), после интегрирования выражение (12) примет вид:

$$Q = \frac{\pi R^2 \Delta P}{8l \gamma} \left(1 - \frac{4r_0}{3R} + \frac{r_0^3}{3R^3} \right). \quad (13)$$

Средняя скорость потока будет:

$$v_{\text{ср}} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{R^2 \Delta P}{8l \gamma} \left(1 - \frac{4r_0}{3R} + \frac{r_0^3}{3R^3} \right). \quad (14)$$

Заменяя в (13) r/R через $\Delta P_0/\Delta F$ и отбрасывая последний член как малую величину, получим:

$$Q = \frac{\pi R^4}{8l\eta} \left(\Delta P - \frac{4}{3} \Delta P_0 \right), \quad (15)$$

откуда

$$\Delta P = \frac{32\eta v_{cp}}{d^2} \left(1 + \frac{1}{6} \frac{\tau_0 d}{\eta v_{cp}} \right). \quad (16)$$

В (16) первый член показывает потери напора для ньютоновских жидкостей при ламинарном режиме движения, а второй — учитывает увеличение гидравлических потерь за счет пластических свойств эмульсионных смесей. При предельном напряжении сдвига ($\tau_0 = 0$) выражение (16) превращается в формулу Пуазея для обыкновенных жидкостей:

$$\Delta P = \frac{32l\eta v_{cp}}{d^2}. \quad (17)$$

Для определения коэффициента гидравлического сопротивления λ используем формулу Дарси-Вейсбаха:

$$\Delta P = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} \gamma. \quad (18)$$

Приравняв (17) и (18), получим:

$$\lambda = \frac{64g \left(1 + \frac{\tau_0 d}{6\eta v_{cp}} \right) \eta}{v_{cp} \gamma d}.$$

Обозначим

$$\frac{d\eta v_{cp}}{8g} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d\tau_0}{6\eta v_{cp}}} = Re^*$$

и назовем его *обобщенным числом Рейнольдса*. Тогда для коэффициента гидравлического сопротивления при структурном режиме движения бингамовских пластиков получим:

$$\lambda = \frac{64}{Re^*}. \quad (19)$$

Впервые обобщенный параметр Рейнольдса Re^* был получен Габитом и Колдуэллом для очень малых значений отношения r_0/R , когда силы пластичности очень малы по сравнению с силами вязкости.

Экспериментальное исследование движения стойких нефтяных эмульсий нами было проведено на специально смонтированной опытной установке. Методика исследования, описание опытной установки и свойства исследуемых жидкостей даны в [10—14].

Результаты исследования приведены на рис. 2. Характеристики исследуемых жидкостей даны в табл. 1.

Таблица 1

Номера кривых по рис. 2	Характеристики эмульсий		Значения коэффициента λ при $Re=1000$		Расхождение между расчетным и опытными значениями λ
	τ_0 , мт/см ²	$Re_{кр}$	по формуле (20)	опытные	
1	142	3300	0,1180	0,1100	0,0080
2	189	—	0,0650	0,0650	0
3	50	3000	0,0865	0,0867	0,0002
4	98	3200	0,1031	0,1000	0,0031
5	чистая нефть ($\tau_0=0$)	—	—	—	—

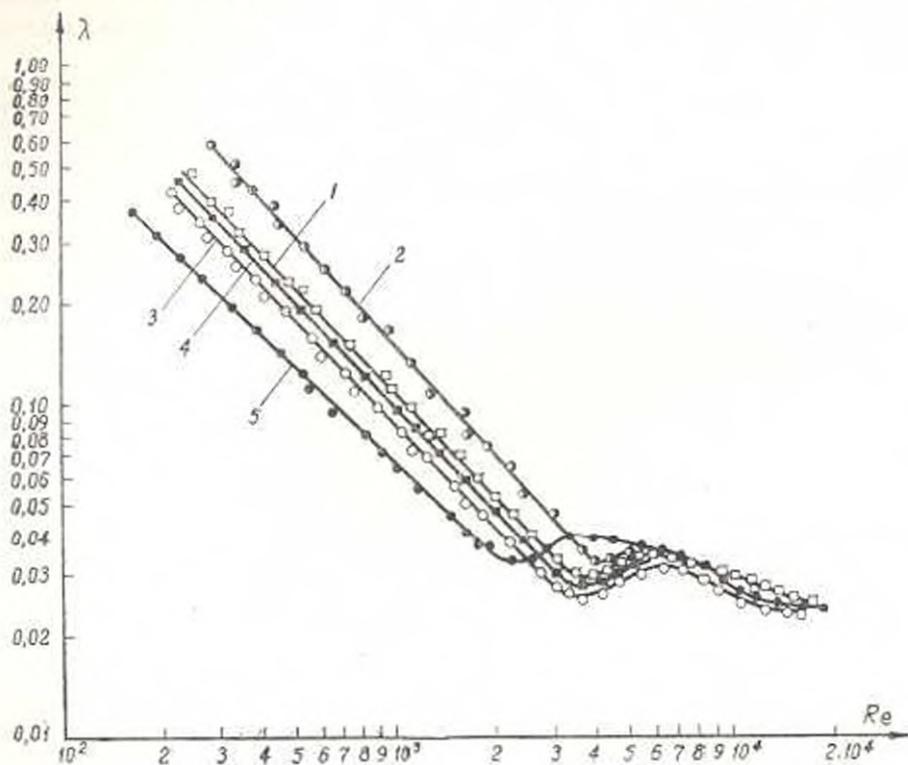


Рис. 1.

Обработав методом наименьших квадратов опытные зависимости $\lambda(Re)$ (рис. 2), для структурного и квазиламинарного режима движения стойких эмульсий рекомендуем эмпирическую формулу:

$$\lambda = \frac{64}{Re} + a^{0,2} \frac{\tau_0}{Re^{1,02}}. \quad (20)$$

Сравнивая результаты, полученные по выражению (19), с результатами, получаемыми по эмпирической формуле (20) [5, 6] и теоретической формуле

$$\lambda = \frac{64}{Re} + \frac{10,66}{Re^2} \quad (21)$$

выведенной нами из уравнения расхода Г. Генки [7], приходим к выводу, что максимальное расхождение между ними колеблется в пределах 5–6%, что практически допустимо.

В формулах (20) и (21):

$$Re = \frac{vd}{\nu} \text{ — обыкновенное число Рейнольдса; } Re' = \frac{\rho v_{cp}^2}{\tau_0}$$

$\alpha^{0,9}$ — постоянный коэффициент, равный $1,01 \text{ (см}^2 \cdot \text{м)}^{0,9}$; τ_0 — предельное напряжение сдвига в $\text{м}^2/\text{см}^2$; ρ — плотность жидкости; τ — структурная вязкость; ν — кинематическая вязкость; v_{cp} — средняя скорость потока.

Для переходной области от структурного и квазиламинарного режима движения эмульсий в квадратичную область сопротивления в пределах значений $Re = 3000 - 12000$ рекомендуется следующая эмпирическая формула для определения коэффициента гидравлического сопротивления:

$$\lg \lambda = 3,082 - 2,42 \lg Re + 0,312 (\lg Re)^2. \quad (22)$$

Таблица 2

Re	Значения λ в переходной области		Расхождение между расчетным и опытным значениями λ
	по формуле (22)	опытные	
3000	0,0253	0,0255	0,0002
3500	0,0246	0,0250	0,0004
5000	0,0290	0,0290	0
10000	0,0252	0,0254	0,0002
12000	0,0253	0,0252	0,0001

Вязкость исследуемых эмульсий колебалась в пределах $0,5 - 10,8$ *пгвз*, плотность — $0,9097 - 0,9791 \text{ г/см}^3$, скорость — $0,2 - 8,0 \text{ м/сек}$, влагосодержание — $10 - 70\%$.

Из таблиц 1 и 2 видно, что предлагаемые эмпирические формулы (21) и (22) достаточно точны.

Необходимо отметить, что в области движения глинистых растворов при бурении скважин много сделано Б. И. Мительманом [8] и Б. С. Филатовым [9]; ими даны конкретные и ценные рекомендации, на основе которых многие ученые продолжают исследовать движение других жидкостей. Неньютоновские жидкости имеют много разновидностей (бингамовские пластики, псевдопластичные, дилатантные, тиксотропные, реопектические жидкости и т. д.), каждая из которых обладает своими специфическими особенностями. Поэтому рекомендовать

одну общую формулу, применимую для всех указанных разновидностей, практически не осуществимо [9].

Ереванский
зоотехническо-ветеринарный
институт

Поступило 10.X.1969.

Վ. Գ. ԱՎԱՆԵՅԱՆ

ՐԵՆԿԱՄԱՆ ՊԼԱՍՏԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈՆԵՎՈՒՊԼԱՍՏԻԿ ՇԵՆՈՒՄՆԵՐԻ
ԿԱՅՈՒՆԱՅԱԿ ԶԱՐԺՈՒՄԸ ԿՈՂՈՎԱԿԱՇԱՐՈՒՄԸ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. մ. փ.

Հողմածուս փորձ է արված լուծել խողովակաչարում ոչ-նյութանյան շեղուկի հայտնաբերած շարժման որոշ մասնավոր խնդիրներ՝ խողովակաչարի հատվածում արագության բաշխման շրջները, կյուր խողովակում արագության միջին ու մաքրված արժեքները, ինչպես նաև ոչ-նյութանյան միջավայրի կյուր որոշումը: Փորձերի արդյունքների շրջան վրա առաջարկվում են կմպիրիկ արառաձայնությունների կայուն եզրվային էմուլսիաների խղրավիկական դիմադրության զործակցի արժեքները սարուկատուրային-կվապիլամինար և սուրբուլենա սեմինների ղեկարում որոշելու համար: Ընդ որում, սուրբուլենա սեմինի բանաձևը ոգտագործելի է $Re = 3000 - 12000$ սահմաններում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Воларович М. П. Экспериментальное исследование в области реологической кинематики дисперсных систем. «Коллоидный журнал», т. XIX, № 5, 1947.
2. Шищенко Р. И. Гидравлика глинистых растворов. Азнефтеиздат, 1951.
3. Шищенко Р. И. Есоян Б. И. Практическая гидравлика в бурении. Изд. «Недра», 1966.
4. Мирзаджанзаде А. X. Вопросы гидравлики вязко-пластичных и вязких жидкостей и нефтедобыче. Азнефтеизпр, 1959.
5. Аванесян В. Г. Определение коэффициента гидравлического сопротивления при движении вязко-пластичных жидкостей. «Промышленность Армении», № 9—10, 1967.
6. Аванесян В. Г. Потери напора при движении пельютовообразных жидкостей. «Промышленность Армении», № 12, 1968.
7. Генки Г. О современных стационарных течениях в вязкопластических телах с приложениями к прокатке, штамповке и волочению. Сб. «Теория пластичности», изд. иностр. литературы, 1948.
8. Мительман Б. И. Справочник по гидравлическим расчетам в бурении. Гостонтехиздат, 1963.
9. Филиппов Б. С. Определение реологических свойств суспензий глины в условиях установившегося движения. «Коллоидный журнал», т. XVI, № 2, 1954.
10. Аванесян В. Г. К вопросу исследования движения нефтяных эмульсий. «Известия ВУЭ. Нефть и газ», № 8, 1964.
11. Абдурашитов С. А., Аванесян В. Г. Экспериментальное исследование физических свойств эмульсионных нефтей. «Известия ВУЭ. Нефть и газ», № 1, 1964.

12. Аванесян В. Г. Определение физико-механических свойств неньютоновских жидкостей. „Промышленность Армении“, № 6, 1969.
13. Аванесян В. Г. Реологические характеристики вязко-пластичных жидкостей. „Промышленность Армении“, № 3, 1970.
14. Аванесян В. Г. и Аванесян Я. Г. Экспериментальное исследование структурно-механических свойств эмульсионных нефтей. Сб. „Нефтепромышленное дело“, ВНИИОЭНГ, № 12, 1969.