

нольдса ниже критического для трубы. Эта турбулизация вызывает «перекачку» части энергии продольных пульсаций в поперечные и возникновение рейнольдсовых напряжений. Таким образом, при непрерывном внесении сильных возмущений в поток жидкости возможно возникновение течения, весьма сходного с развитым турбулентным даже при докритическом числе Рейнольдса. Появление дополнительной турбулентной вязкости обуславливает более заполненный профиль скорости в этих режимах [3, 4].

Поступила 17 XII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Исследование турбулентных течений двухфазных сред/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: Наука, 1973.
2. Serizawa A., Kataoka I., Michigoshi I. Turbulence structure of air-water bubble flow. — Internat. J. Multiphase Flow, 1975, vol. 2, pt 1.
3. Бурдуков А. П., Козьменко Б. К., Накоряков В. Е. Распределение профилей скорости жидкой фазы в газожидкостном потоке при малых газосодержаниях — ПМТФ, 1975, № 6.
4. Валукина Н. В., Козьменко Б. К., Кашинский О. Н. Характеристики монодисперсной газожидкостной смеси при течении в вертикальной трубе. — ИФЖ, 1979, т. 36, № 4.
5. Кутателадзе С. С., Бурдуков А. П. и др. Применение электрохимического метода измерения трения в гидродинамике двухфазных сред. — В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. 2. Минск: Наука и техника, 1968.
6. Бурдуков А. П., Кашинский О. Н. и др. Диагностика основных турбулентных характеристик двухфазных потоков. — ПМТФ, 1979, № 4.
7. Накоряков В. Е., Кашинский О. Н. и др. Исследование характеристик электрохимических датчиков для измерения в двухфазном потоке. — В кн.: Труды III Всесоюз. совещания «Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности». Новосибирск, 1980.
8. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974.

УДК 532.529

ДРОБЛЕНИЕ КАПЕЛЬ В ТУРБУЛЕНТНОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ РАЗБАВЛЕННЫХ ЖИДКОСТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

А. К. Розенцвайг
(Бузульма)

Изучение совместного движения несмешивающихся жидкостей в трубопроводах, а также в различном промышленном оборудовании является весьма актуальной в практическом отношении задачей, поскольку зачастую важны даже не столько сами значения складывающихся при этом гидродинамических параметров, сколько определяемые ими рациональные режимные условия и эффективность широкого круга технологических процессов в различных отраслях промышленности. Аналитический подход к таким сложным течениям затруднен, в связи с чем необходимо привлекать эксперимент, методы подобия и рассматривать вероятностные ситуации с элементами дисперсной фазы потока, переменными в пространстве и во времени [1]. В частности, осуществление непрерывных массообменных, экстракционных и других химических процессов в жидкостных системах основано на многократном повторении актов слияний и дроблений капель дисперсной фазы и зависит от формы и характера движения двухфазного потока [2]. При полуэмпирическом подходе к расчету коэффициента гидравлического сопротивления разбавленных эмульсий также необходима априорная информация о размере капель дисперсной фазы [3].

Дробление капель дисперсной фазы при движении жидкостных эмульсий в турбулентном режиме по трубопроводам происходит под воздействием динами-

ческих и сдвиговых напряжений сплошной среды. В соответствии с теорией, разработанной А. Н. Колмогоровым [4] и Хинце [5], максимальный диаметр устойчивых по отношению к дроблению капель связан с осредненной скоростью потока соотношением $d_* \sim U^{-1,2}$. Однако до настоящего времени интерпретация экспериментальных данных на основе модели Колмогорова — Хинце не позволила получить надежной зависимости размеров капель от условий движения по трубопроводу эмульсий с различными физико-химическими свойствами [6, 7]. Так, впервые на основании экспериментальных данных в [8], а затем и в [9, 10] была установлена иная зависимость $d_* \sim U^{-2,5}$, которая по форме существенно отличается от общепринятой.

В данной работе приводится попытка обобщения теории А. Н. Колмогорова с целью уточнения представлений о сложных процессах, происходящих при разрушении капель в неоднородном турбулентном потоке не смешивающейся с ними жидкости, на основе имеющегося в литературе эмпирического материала, а также устранения противоречий между теоретическими предпосылками и экспериментально обнаруженными закономерностями. Последнее имеет важное значение для обоснованного выбора математических моделей дробления капель, используемых при численных или аналитических исследованиях эмульсионных систем [11, 12].

1. Разрушение капель в однородном турбулентном потоке. Несмотря на сложность и стохастическую природу процесса дробления капель турбулентным потоком не смешивающейся с ними жидкости, допущение о преобладающем влиянии его локальной структуры на максимальный диаметр устойчивых по отношению к дроблению капель [4] оказалось чрезвычайно плодотворным. Из соображений теории размерностей это означает, что капли крупнее микромасштаба турбулентности λ_0 испытывают преимущественное воздействие инерциальных сил. В противном случае дробление происходит за счет вязких сдвиговых напряжений. Полагая, что устойчивость капли связана главным образом с межфазным натяжением, основные соотношения запишем в виде

$$(1.1) \quad \rho_c \bar{v}^2 \approx \sigma/d_*, \quad d_* > \lambda_0;$$

$$(1.2) \quad \mu_c \partial v / \partial r \approx \sigma/d_*, \quad d_* < \lambda_0,$$

где ρ_c , μ_c — плотность и динамическая вязкость сплошной среды; σ — межфазное натяжение; \bar{v}^2 , $\partial v / \partial r$ — осредненный квадрат и градиент пульсационных скоростей.

Условие (1.2) для жидкостных эмульсий выполняется только при весьма высокой интенсивности перемешивания в специальном смесительном оборудовании и в данной работе не рассматривается.

В инерциальном интервале области универсального статистического равновесия, определяемом соотношением $\lambda_0 < d_* < L$, где L — макромасштаб турбулентности, который характеризует верхний предел спектра турбулентных вихрей, имеет место соотношение $\bar{v}^2 = 2,0(\varepsilon d_*)^{2/3}$ [4]. Справедливость этой зависимости подтверждается экспериментальными исследованиями [13]. Здесь через ε обозначена скорость диссипации энергии, отнесенная к единице массы жидкости. Таким образом, зависимость (1.1) приводится к широко известной форме

$$(1.3) \quad d_* (\rho_c / \sigma)^{3/5} \varepsilon^{2/5} = c,$$

где c — константа, подлежащая экспериментальному определению.

Однако следует отметить, что наиболее полно приемлемость выражения (1.3) показана только для условий турбулентного перемешивания пропеллерными и лопастными турбинками в смесительных аппаратах с отбойными перегородками [14]. Высокая интенсивность турбулентности потока, составляющая в ряде случаев 50—60% [15, 16], обеспечивает дробление капель до размеров инерциального интервала спектра пульсационных скоростей, где вклад вязких сил незначителен.

2. Неоднородный поток в трубопроводе. Формальное применение зависимости (1.3) к дроблению капель турбулентным потоком в трубопроводе не отражает некоторых его существенных особенностей. Так, хотя известно, что турбулентное течение в большей части поперечного сечения трубопровода является локально изотропным, интенсивность турбулентности составляет 3—4% [13]. Кроме того, логарифмический профиль средней скорости обуславливает в пристенной зоне дополнительно к динамическим силам воздействие на капли высоких сдвиговых напряжений.

В условиях течения по трубопроводу скорость диссипации энергии на единицу массы жидкости выражается следующим балансовым соотношением: $\pi D^2 l \rho_c \varepsilon / 4 = \tau_w \pi D l U$, где напряжение трения на стенке $\tau_w = \lambda \rho_c U / 8$; λ — коэффициент гидравлического сопротивления, вычисляемый по формуле Блазиуса; D и l — диаметр и длина трубопровода; U — средняя по расходу скорость потока. Окончательная зависимость имеет вид

$$\varepsilon = \lambda U^3 / 2D.$$

После подстановки выражения для ε и выполнения в соответствии с [6] некоторых преобразований формулу (1.3) можно выразить через две безразмерные группы параметров:

$$(2.1) \quad \lambda We = 0,93 (\sqrt{\lambda} D / d_*)^{2/3},$$

где безразмерное число Вебера $We = \rho_c d_* U^2 / \sigma$, а константа пропорциональности получена при $c = 0,725$ в соответствии с рекомендациями работы [5].

На фиг. 1 представлены данные экспериментальных работ [6—9] в безразмерных координатах λWe и $\sqrt{\lambda} D / d_*$, которые вытекают из модели дробления Колмогорова — Хинце в форме (2.1), примененной к условиям турбулентного движения разбавленной эмульсии по трубопроводу. Оказалось, что эта зависимость хорошо соответствует данным работы [6] (точки 14), а также части данных работы [7] (точки 2). Линия II представляет собой итог совместной обработки [7] данных для двух эмульсионных систем — керосина и трансформаторного масла с водой (точки 1, 2) с помощью зависимости (1.3): $d_{95} / D = 4,0 (\rho_c D U^2 / \sigma)^{-3/5}$. После преобразования к принятым переменным имеем

$$\lambda We = 10,08 \lambda^{2/3} (\sqrt{\lambda} D / d_{95})^{2/3}.$$

Причем константа пропорциональности при $\lambda = 0,02$ и $0,04$ равна $0,743$ и $1,18$ соответственно, что практически совпадает с формулой (2.1), представленной на фиг. 1 линией I.

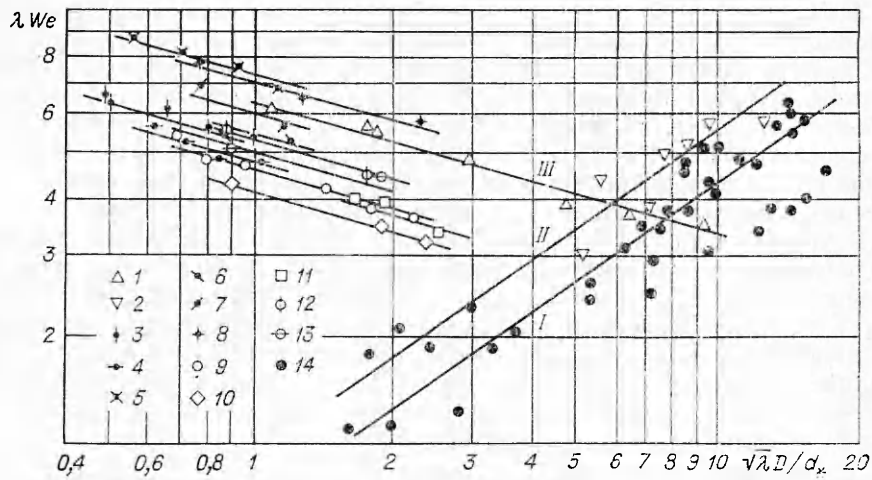
Однако вторая часть данных работы [7] (точки 1), а также данные работ [9] (точки 3—5) и [8] (точки 6—13) коррелируются прямой с совершенно другим углом наклона — $0,3$ (в [6] она ошибочно принята в виде $\lambda We = 5,52$):

$$(2.2) \quad \lambda We = c_0 (\sqrt{\lambda} D / d_*)^{-0,3},$$

где c_0 — безразмерная функция вязкостей фаз эмульсии. Можно проверить, что соотношения между основными параметрами: средней скоростью потока, межфазным натяжением, диаметром трубопровода и максимальным диаметром устойчивых капель — практически совпадают с эмпирической корреляцией, предложенной в [8]:

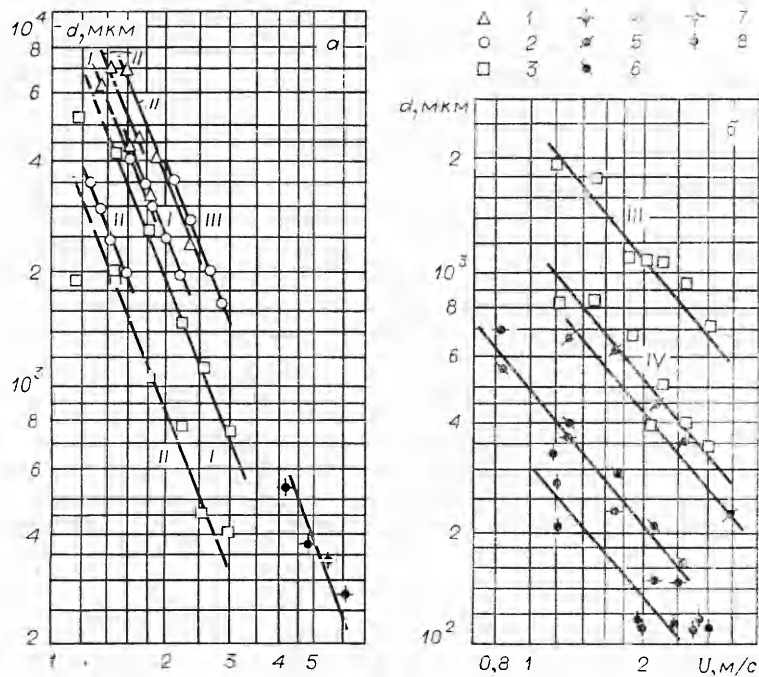
$$We(\mu_c U / \sigma)^{0,5} = c_1 [1 + 0,7(\mu_d U / \sigma)^{0,7}],$$

где μ_d — вязкость дисперсной фазы. Обработка результатов экспериментов при $D = 3,81$ см дала константу $c_1 = 38$ [8]. Повторение опытов при $D = 1,27$ см привело к $c_1 = 43$, что подтверждает зависимость $d_* \sim D^{0,1}$ [9].



Ф и г. 1

Тот факт, что подвергнутая сомнению [6, 7] зависимость $d_* \sim U^{-2,5}$ не является следствием ошибочной обработки результатов опытов [17], иллюстрируется данными различных работ, представленными на фиг. 2. Точки I взяты из работы [8], 2 — [9], 3 — [7], 4 — [11], 5—7 — [6], 8 — [18]. Хотя методики измерений максимального диаметра устойчивых капель были различными, при наличии однотипного закона распределения дисперсной фазы по размерам это не влияет на общий характер функциональной связи. Средний объемно-поверхностный диаметр d_{32} , диаметр капель d_{95} , который представляет 95% объема дисперсной фазы, и другие, подобные им, отражают в обобщенной форме закон распределе-



Ф и г. 2

ния и отличаются только константами пропорциональности. Подтверждением этому служат линии *I* и *III*, построенные для максимального диаметра \bar{d}_* , и *II* и *IV* — для d_{32} [7] (связь между ними выражается как $d_* = 2,1\bar{d}_{32}$).

Точкам работы [8], аппроксимированным линиями *I—III*, соответствует вязкость дисперсной фазы 7,2; 14,1 и 32,1 мПа·с, вязкость сплошной среды — 0,97 мПа·с. Линиями *I—III* выделены также точки, соответствующие диспергированным в воде каплям с вязкостью 0,62; 0,88; 28,1 мПа·с [9], а линии *I, II* и *III, IV* представляют эмульсии воды в керосине и воды в трансформаторном масле с вязкостями органической фазы 1,82 и 16—18 мПа·с. Важно отметить, что данные фиг. 2, *a* соответствуют корреляционной зависимости (2.2), а фиг. 2, *b* — (2.1).

Попытка аналогичного приведенному на фиг. 1 обобщения экспериментального материала указанных выше работ через безразмерные комплексы, предложенные в [8]: $We(\mu_c U/\sigma)$ и $\mu_d U/\sigma$, оказалась безуспешной. Это является свидетельством универсальности теории дробления капель [4]. Однако, хотя характер дробления в частных случаях может соответствовать зависимости (2.1), из рассмотрения данных фиг. 1, 2 очевидно, что неоднородный турбулентный поток взаимодействует с каплями диспергированной жидкости гораздо шире, чем это допускается рамками его локальной структуры.

3. Механизм дробления капель в неоднородном турбулентном потоке. Теоретическим путем зависимость для максимального диаметра устойчивых капель в однородном и локально-изотропном турбулентном потоке можно получить на основе анализа капиллярных волн на поверхности жидкой сферы [17]. При совпадении характерной частоты турбулентных пульсаций с собственной частотой капли становится неустойчивой. Собственные частоты колебаний капли f_n определяются формулой [19]

$$(2\pi f_n)^2 = \frac{8(n-1)n(n+1)(n+2)\sigma}{[(n+1)\rho_d + n\rho_c]d_*^3}.$$

Колебательным движениям сферы соответствуют частоты, начиная с $n = 2$. Учитывая, что частота турбулентных пульсаций $f^0 = \sqrt{\bar{v}^2}/d_*$, из условия $f_2 = f^0$ для жидкостных эмульсий при близких значениях плотностей фаз $\rho_d \approx \rho_c$ имеем

$$(3.1) \quad \rho_c d_* \bar{v}^2 / \sigma = c_2.$$

В инерциальном интервале области универсального статистического равновесия [4] зависимость (3.1) аналогична по форме известным выражениям (1.3), (2.1), что свидетельствует об адекватности принятой в работе [17] модели механизма дробления.

Визуальными наблюдениями установлено, однако, что в процессе дробления капель при движении по трубопроводу имеет место их значительная деформация [8, 9, 11]. Под воздействием градиента осредненной скорости достаточно крупная капля вытягивается и принимает в пристенной зоне форму, близкую к эллипсоиду вращения. В соответствии с теорией Тейлора деформация $F = (A + B)/(A - B)$, где A, B — большая и малая оси эллипсоида, связана с физическими свойствами и условиями движения эмульсии следующим образом [19]:

$$(3.2) \quad F = \frac{Gd\mu_c}{2\sigma} \left(\frac{19\mu_d/\mu_c + 16}{16\mu_d/\mu_c + 16} \right).$$

Далее естественно допустить, что в выражении (3.1) для деформированных капель следует подставлять их эффективный диаметр, учитывающий увеличение радиуса кривизны поверхности исходной сферы при пе-

реходе к эллиптической форме. Чтобы скорректировать изменение диаметра капли, введем $d_0 = d_* f(F)$, где f — функция от величины деформации. Градиент осредненной скорости в выражении (3.2) с учетом логарифмического закона распределения в гидравлически гладком трубопроводе можно записать в виде

$$G = \frac{u(y+d) - u(y)}{d} = \frac{u_*}{\kappa d} \left[\ln \frac{(y+d)v_c}{u_*} - \ln \frac{yv_c}{u_*} \right].$$

Полагая, что капля находится достаточно близко к стенке трубопровода и что $y \approx d$, а динамическая скорость $u_* = \sqrt{\lambda/8} U$, получаем с точностью до константы $G = U/d$. Таким образом, выражение для деформации (3.2) принимает вид

$$F = \frac{\mu_c U}{\sigma} f \left(\frac{\mu_d}{\mu_c} \right),$$

где функция $f(\mu_d/\mu_c)$ для условий пристенной зоны турбулентного потока отличается от выражения в круглых скобках формулы (3.2) и оценивается по данным экспериментов.

Форму функциональной зависимости $f(F)$ можно установить из следующих соображений. Деформациям градиентом осредненной скорости подвергаются достаточно крупные капли, сопоставимые с размером инерциального интервала. Верхняя граница определяется макромасштабом турбулентности $L = 0,0074 D Re^{0,125}$ [20], где число Рейнольдса $Re = UD\rho_c/\mu_c$. Такие капли испытывают воздействие только самых крупных вихрей, поэтому для условий турбулентного течения по трубопроводу при $d_* \approx L$ необходимо принимать $\bar{v}^2 = u_*^2 \approx \lambda U^2/8$ [20]. Наконец, принимая во внимание эмпирическую связь для изучаемых условий $d_* \sim U^{-2,5} \sigma^{1,5}$ [8, 9], с помощью выражения (3.1) получаем $f(F) \equiv \sqrt{F}$.

Таким образом, показано, что эмпирическая зависимость (2.2) описывает резонансные колебания деформированной сферы с эффективным диаметром $d_0 = d_* \sqrt{F}$ и может быть представлена зависимостью $\rho_c d_0 \bar{v}^2 / \sigma = c_3$, совпадающей по форме с выражением (3.1). Это означает, что модель Колмогорова — Хинце, распространенная на дробление деформируемых капель, подтверждает достоверность корреляционной связи (2.2), а также позволяет уточнить механизм дробления их неоднородным турбулентным потоком.

4. Влияние вязкостей фаз эмульсии на устойчивость деформируемых капель. В соответствии с [5] с увеличением вязкости дисперсной фазы колебания капли гасятся, а при достаточно малых μ_d вязкость дисперсной фазы не влияет на процесс дробления. Корреляция, введенная в [8], отражает указанную вязкостную зависимость эмпирическим членом $1 + 0,7(\mu_d U/\sigma)^{0,7}$, который полагает постоянное увеличение устойчивого размера капель с ростом μ_d . Однако имеются данные (см., например, [9]), которые не соответствуют характеру этой зависимости (кривые I—III на фиг. 2, а).

Объяснить указанное противоречие, а также обоснованно принять форму функциональной зависимости отношения вязкостей в (2.2) можно с учетом установленного выше вязкостного характера дробления деформируемых капель. Экспериментальными исследованиями поведения капель в простом сдвиговом поле [21] установлено, что имеется минимум разрушающей величины градиента скорости при отношении вязкостей μ_d/μ_c в интервале от 0,2 до 1,0, когда капли дробятся наиболее легко. Кроме того, независимо от типа жидкостной системы, если выполняются условия $\mu_d/\mu_c > 4$ или $\mu_d/\mu_c < 0,005$, дробления капель происходить не будет. При этом значения разрушающего градиента скорости асимптотически стремятся к бесконечности.

На фиг. 3 представлены значения c_0 зависимости (2.2) при различных соотношениях μ_d/μ_c (кривая 1) по данным работ [7—9]. Кривой 2 показана аналогичная зависимость для разрушающего градиента скорости G_* , необходимого для осуществления дробления капель в простом сдвиговом поле [21]. Хотя кривые 1, 2 из-за влияния турбулентных пульсаций и отличия течения в пристенной зоне трубопровода от простого сдвига смещены, подобие их характера является дополнительным свидетельством в пользу принятого в данной работе механизма дробления. Недостаток экспериментального материала не позволил установить аналитическую форму кривой 1 на фиг. 3. При практических расчетах предлагается использовать следующую аппроксимацию:

$$(4.1) \quad c_0 = 4,27(\mu_d/\mu_c)^{-0,38} \text{ при } \mu_d/\mu_c < 1,05;$$

$$(4.2) \quad c_0 = 4,2 \text{ при } 1,05 \leq \mu_d/\mu_c \leq 2,4;$$

$$(4.3) \quad c_0 = 3,45(\mu_d/\mu_c)^{0,22} \text{ при } \mu_d/\mu_c > 2,4.$$

Применимость формул (4.1)—(4.3) следует ограничить областью изменения в опытах вязкостей фаз эмульсий: $0,96 \text{ мПа}\cdot\text{с} < \mu_c < 1,8 \text{ мПа}\cdot\text{с}$; $0,5 \text{ мПа}\cdot\text{с} < \mu_d < 32,1 \text{ мПа}\cdot\text{с}$.

Замена параметра $\mu_d U/\sigma$ на μ_d/μ_c для оценки c_0 в зависимости (2.2) позволяет обоснованно учесть вязкостные особенности дробления, что следует из сравнения кривых 1 и 2 фиг. 3. Кроме того, она устраняет разброс экспериментальных точек при малых μ_d , которые на фиг. 8 [8] и фиг. 2 [9] группируются у оси ординат и совершенно не отражают эмпирической зависимости (4.1), полученной на основании обработки данных этих же работ в координатах λWe и $\sqrt{\lambda} D/d_*$ (см. фиг. 1).

С уменьшением способности капель к деформированию эмпирическая зависимость типа кривой 1 фиг. 3 несомненно трансформируется к виду, предложенному в [5]: $1 + f(\mu_d U/\sigma)$. Роль вязкостных сил, а значит, и μ_c в инерциальном интервале мала по сравнению с динамическими силами пульсационного движения [4]. При этом зависимость для максимального диаметра устойчивых капель в форме (2.2) переходит к форме (2.1). Описание переходного процесса представляет собой задачу о резонансных колебаниях капли жидкости, подвергаемой деформированию в сдвиговом поле, решение которой требует отдельного рассмотрения.

{ Поступила 24 VI, 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
2. Последние достижения в области жидкостной экстракции/Под ред. К. Хансона М.: Химия, 1974.
3. Медведев В. Ф., Медведева Л. П. Турбулентное течение разбавленных эмульсий.— ПМТФ, 1975, № 3.
4. Козмогоров А. Н. О дроблении капель в турбулентном потоке.— ДАН СССР, 1949, т. 66, № 5.
5. Hinze J. O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process.— AIChE Journal, 1962, vol. 8, N 4.
6. Kubie J., Gardner G. C. Drop sizes and drop dispersion in straight horizontal tubes and in helical coils.— Chem. Engng Sci., 1977, vol. 32, N 2.
7. Karabelas A. J. Droplet size spectra generated in turbulent pipe flow of dilute liquid/liquid dispersions.— AIChE Journal, 1978, vol. 24, N 2.

8. Sleicher C. A., Jr. Maximum stable drop size in turbulent flow.— AICHE Journal, 1962, vol. 8, N 4.
9. Paul H. I., Sleicher C. A., Jr. The maximum stable drop size in turbulent flow: effect of pipe diameter.— Chem. Engng Sci., 1965, vol. 20, N 1.
10. Ward J. P., Knudsen J. G. Turbulent flow of unstable liquid—liquid dispersions: drop sizes and velocity distributions.— AICHE Journal, 1967, vol. 13, N 2.
11. Collins S. B., Knudsen J. G. Drop-size distributions produced by turbulent pipe flow of immiscible liquids.— AICHE Journal, 1970, vol. 16, N 6.
12. Narsimhan G., Gupta J. P., Ramkrishna D. A model for transitional breakage probability of droplets in agitated lean liquid — liquid dispersions.— Chem. Engng Sci., 1979, vol. 34, N 2.
13. Kuboi R., Komazawa J., Otake T. Behaviour of dispersed particles in turbulent liquid flow.— J. Chem. Engng of Japan, 1972, vol. 5, N 4.
14. Shinnar R. On the behaviour of liquid dispersions in mixing vessels.— J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, N 2.
15. Schwartzberg H. G., Treybal R. E. Fluid and particle motion in turbulent stirred tanks.— Ind. and Engng Chem. Fundamentals, 1968, vol. 7, N 1.
16. Cutter L. A. Flow and turbulence in a stirred tank.— AICHE Journal, 1966, vol. 12, N 1.
17. Sevik M., Park S. H. The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow. — Trans. ASME. Ser. D. J. Basic Engng, 1973, N 1.
18. Баранаев М. К., Тверовский Е. Н., Трегубова Э. Л. О размере минимальных пульсаций в турбулентном потоке.— ДАН СССР, 1949, т. 66, № 5.
19. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л.: ОГИЗ — ГИТТЛ, 1947.
20. Hughmark G. A. Drop breakup in turbulent pipe flow.— AICHE Journal, 1971, vol. 17, N 4.
21. Karam H. J., Bellinger J. C. Deformation and breakup of liquid droplets in a simple shear rate.— Ind. and Engng Chem. Fundamentals, 1968, vol. 7, N 4.

УДК 532.529

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ХАОТИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ ЧАСТИЦ (ПУЗЫРЬКОВ)

О. В. Воинов, А. Г. Петров

(Москва)

Рассматриваются двухфазные потоки несжимаемых жидкостей с твердыми частицами или пузырьками. Найден источник хаотических движений большого числа частиц, движущихся относительно жидкости. Найдены новые безразмерные параметры, влияющие на взаимодействие фаз, на интенсивность хаотических движений частиц. Получены асимптотически точные выражения давлений в фазах и силы взаимодействия с учетом градиентных членов. Найдены условия применимости диффузионного приближения в гидродинамике двухфазных сред.

Хаотические движения в дисперсных средах изучались методами кинетической теории. В работе [1] получены двухконтинуальные уравнения движения разреженной дисперсной и несущей среды. Статистический подход к дисперсным системам разработан в [2] в предположении, что изменение скорости частиц между двумя соударениями мало по сравнению со средним значением скоростей хаотического движения. Ниже изучается противоположный предельный случай, для понимания которого принципиальное значение имеют эксперименты [3, 4] по движению пузырьковых систем, из которых видно, что возможно появление хаотических движений пузырьков за счет их гидродинамического взаимодействия. Представляет интерес применение к изучению хаотических движений в двухфазных средах методов теории подобию [5] и результатов точного осреднения уравнений механики в [6].

1. Постановка задачи и метод решения. Рассматривается вязкая несжимаемая жидкость, содержащая большое число недеформируемых сферических твердых частиц или пузырьков радиуса R в поле потенциальных массовых сил g . Объемная концентрация c не мала.