

53 6  
П 64  
ИФМ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

93

**Ю. Е. Похвалов В. И. Деев А. С. Корсун**



ФАКУЛЬТЕТ  
ТЕХНИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ

**ИСТИННОЕ РАВНОВЕСНОЕ  
ПАРО-, ГАЗСОДЕРЖАНИЕ  
ПРИ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛЕ**

Москва 1991

536

1764

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

Ю.Е.Похвалов      В.И.Деев      А.С.Корсун

ИСТИННОЕ РАВНОВЕСНОЕ  
ПАРО-, ГАЗОСОДЕРЖАНИЕ  
ПРИ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛЕ

Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия

В. И. Деев  
1991

ИФФ

Москва 1991

Похвалов Ю.Е., Деев В.И., Корсун А.С. Истинное равновесное паро-, газосодержание при течении в канале : Учебное пособие. М.: МИФИ, 1991. — 44 с.

В пособии изложены важные вопросы теплогидравлики двухфазных потоков в каналах, относящиеся к наиболее трудным и наименее разработанным разделам фундаментальных курсов "Теплообмен" и "Гидродинамика". Включено изложение элементов физического механизма распределения фаз, расчетно-теоретическое описание структуры потока, результаты экспериментальных исследований, расчетные инженерные рекомендации.

Предназначено для студентов, изучающих курсы "Гидродинамика" и "Теплообмен" (пп. I-4), выполняющих курсовые и дипломные проекты, теплогидравлические расчеты ядерных реакторов и парогенераторов (п. 6.3, 8), а также аспирантов при углубленной проработке вопросов двухфазной гидродинамики и теплообмена (п. 5-7).

# I. СРЕДНЕЕ ПО СЕЧЕНИЮ ПАРО-, ГАЗСОДЕРЖАНИЕ В ТЕРМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОМ ПОТОКЕ\*

При одномерном описании газожидкостных потоков в каналах широко используются понятия расходного  $\beta$  и среднего по сечению истинного  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  объемных газосодержаний [ I ] :

$$\beta = \frac{V_2}{V_1 + V_2} = \frac{V_2}{V} = \frac{U_{0,2}}{U_{01} + U_{02}} = \frac{U_{02}}{U_{см}} \quad (1)$$

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = \frac{\Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} = \frac{\Omega_2}{\Omega} \quad (2)$$

или

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = \frac{F_2}{F_1 + F_2} = \frac{F_2}{F} \quad (3)$$

где  $V$ ,  $U_{см}$  — объемный расход в м<sup>3</sup>/с и скорость смеси в м/с,  $\Omega$  — контрольный объем газожидкостной смеси в м<sup>3</sup>,  $F$  — сечение канала,  $U_{0i}$  — приведенные скорости фаз [ I ]. Индексы 1 и 2 обозначают отношение данных величин соответственно к жидкости и газу. Объемные расходы фаз  $V_1$  и  $V_2$  определяют линейную скорость смеси и приведенные скорости жидкости и газа:

$$U_{см} \equiv \frac{V}{F} \quad (4)$$

$$U_{0i} \equiv \frac{V_i}{F} \quad (5)$$

(здесь и далее знак тождества употребляется в смысле обозначения).

Приведенной скоростью (индекс  $0i$ ) называется средняя скорость, которую имела бы данная фаза, если бы заполняла при движении все сечение канала. Скорость смеси имеет реальный смысл в том случае, если двухфазную смесь представлять гомогенной гипотетической средой, в которой пар и жидкость движутся с одинаковыми средними скоростями. Очевидно, что

$$U_{см} = U_{01} + U_{02} \quad (6)$$

Истинные скорости фаз отличны от  $U_{см}$  :

$$U_2 \equiv \frac{V_2}{F_2} = \frac{U_{02}}{\langle \bar{\varphi} \rangle} \quad (7)$$

---

\* В работе для паро-, газожидкостных потоков в общем случае будут использоваться термины "газосодержание" и "газ".

$$U_1 \equiv \frac{V_1}{F_1} = \frac{U_{01}}{1 - \langle \bar{\psi} \rangle}, \quad (8)$$

а также отличны от скорости циркуляции  $U_0$ , которая используется при описании парожидкостных потоков и определяется по массовой скорости потока  $W_p$ , измеряемой в кг/(м<sup>2</sup>·с):

$$U_c = \frac{W_p}{\rho_1}. \quad (9)$$

Газосодержание, определенное долей сечения канала, занятой газом, по равенству (3) и газосодержание, найденное выражением (2), обычно совпадают, если длина контрольного объема  $l$  (вдоль оси канала) невелика, и на этой длине истинное газосодержание по выражению (2) неизменно ( $\Omega_i = l F_i$ ).

Поскольку течение газожидкостной смеси весьма сложный статистический процесс распределения фаз (по сечению), зависящий от времени, то соотношение (3) среднего истинного газосодержания содержит не только осреднение по сечению канала  $\langle \psi \rangle$ , но и осреднение по времени  $\langle \bar{\psi} \rangle$ .

На первый взгляд определения расходного  $\beta$  и истинного  $\langle \bar{\psi} \rangle$  газосодержаний кажутся весьма сходными. И действительно, расходные и истинные газосодержания совпадают, если средние по сечению истинные скорости фаз  $U_1$  и  $U_2$  равны. В реальном газожидкостном потоке физические свойства жидкости и газа (и прежде всего плотности  $\rho_1$  и  $\rho_2$ ) существенно отличаются, поэтому истинные скорости фаз в потоке оказываются неодинаковыми и  $\langle \bar{\psi} \rangle \neq \beta$ . Отношение истинной скорости газа к истинной скорости жидкости называется коэффициентом скольжения

$$S \equiv \frac{U_2}{U_1}. \quad (10)$$

Лишь в случае парожидкостного потока при давлении, приближающемся к термодинамическому кризису, физические параметры жидкости и пара сближаются, и можно ожидать, что коэффициент скольжения будет близок к единице.

Между истинным и расходным объемными газосодержаниями можно установить связь [1]:

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \frac{1}{1 + \frac{1-\beta}{\beta} \cdot \frac{U_2}{U_1}} = \frac{1}{1 + \frac{1-\beta}{\beta} \cdot S} \quad (11)$$

или

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{1 - \langle \bar{\psi} \rangle}{\langle \bar{\psi} \rangle} \cdot \frac{U_1}{U_2}} = \frac{1}{1 + \frac{1 - \langle \bar{\psi} \rangle}{\langle \bar{\psi} \rangle} \cdot \frac{1}{S}} \quad (12)$$

В восходящих потоках более легкая фаза (газ) обгоняет жидкость ( $U_2 > U_1$  и  $S > 1$ ), поэтому  $\langle \bar{\varphi} \rangle < \beta$ . В нисходящих потоках при малых скоростях смеси становится заметным отставание газа от жидкости за счет эффекта всплытия газа относительно жидкости (вверх, против течения). В этом случае  $U_2 < U_1$  и  $S < 1$ , а как следствие получаем  $\langle \bar{\varphi} \rangle > \beta$ .

В теплогидравлических расчетах широко используют массовое расходное паровое газосодержание:

$$x_p = \frac{M_2}{M_1 + M_2}, \quad (I3)$$

где  $M_i$  — массовый расход фазы, кг/с.

Учитывая уравнения (I) и (I3), а также  $M_i = V_i \rho_i$ , можно получить связь объемного и массового расходных паросодержаний [I]:

$$x_p = \frac{1}{1 + \frac{1-\beta}{\beta} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}} \quad \text{или} \quad \beta = \frac{1}{1 + \frac{1-x_p}{x_p} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (I4)$$

С помощью равенств (II) и (I4) можно установить связь истинного объемного и расходного массового паросодержаний [I]:

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = \frac{1}{1 + \frac{1-x_p}{x_p} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot S} \quad \text{или} \quad x_p = \frac{1}{1 + \frac{1-\langle \bar{\varphi} \rangle}{\langle \bar{\varphi} \rangle} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{1}{S}}. \quad (I5)$$

Эти соотношения широко используются в теплогидравлических расчетах.

Расходные характеристики  $\beta$  и  $x_p$  легко определяются с помощью обычно заданных режимных параметров процесса  $V_i$  и  $M_i$  или из соображений баланса массы.

Истинную же характеристику  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  установить весьма затруднительно, так как процесс проскальзывания фаз друг относительно друга ( $U_1 \neq U_2$ ,  $S \neq 1$ ) невозможно рассчитать из балансных соображений. Тем не менее именно истинное паросодержание наиболее необходимо для расчетов и при проведении исследований, поскольку оно является ключевой характеристикой, определяющей теплообмен, гидравлическое сопротивление, возможность наступления кризиса теплоотдачи при кипении, кризиса истечения и т.д.

Таким образом, объектом для исследования является либо непосредственно  $\langle \bar{\varphi} \rangle$ , либо  $S$  ( $U_1$  и  $U_2$ ).

На рис. I качественно представлены результаты экспериментов по исследованию истинных газосодержаний в вертикальном канале с подъемным и опускным потоком и в горизонтальном канале при трех скоростях смеси ( $U_{см1} < U_{см2} < U_{см3}$ ).

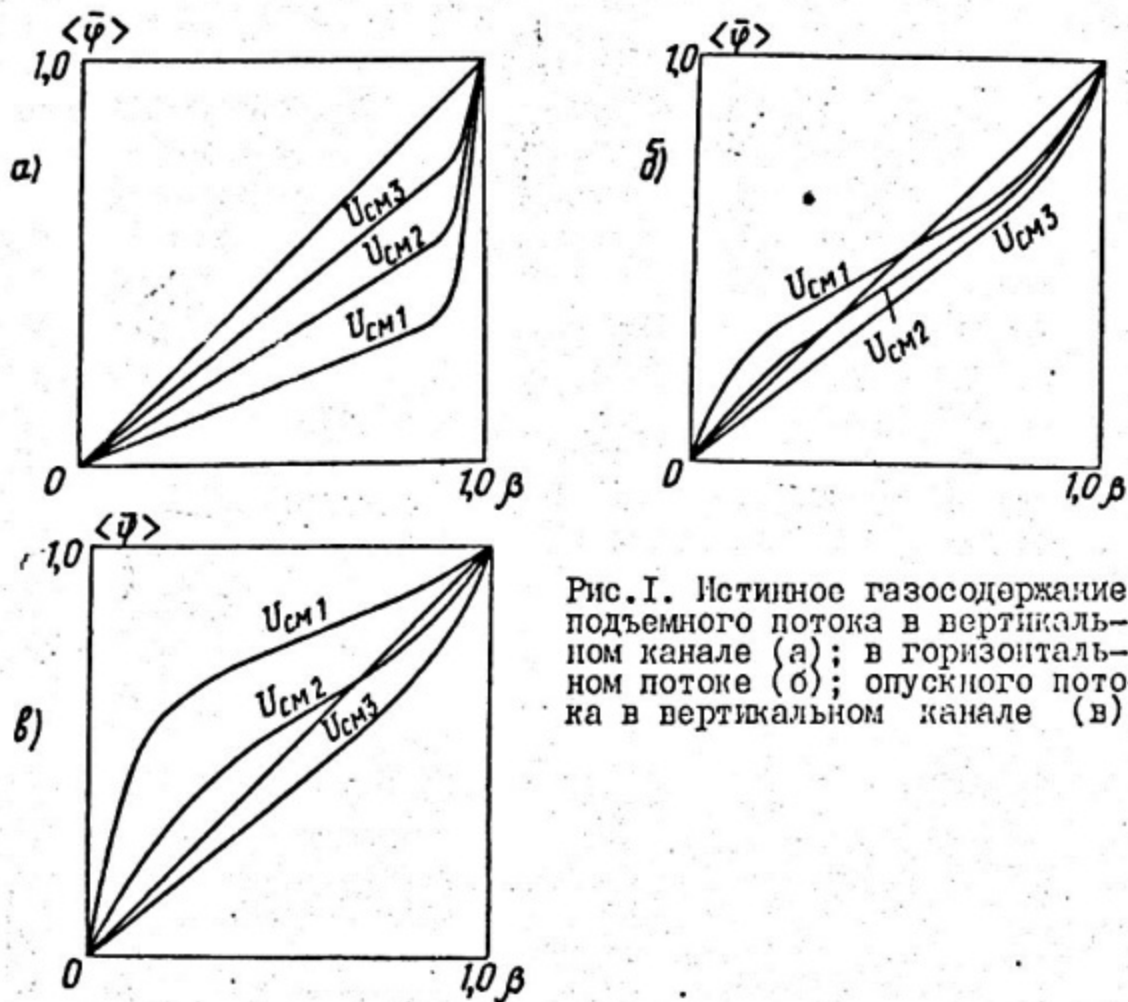


Рис. I. Истинное газосодержание подъемного потока в вертикальном канале (а); в горизонтальном потоке (б); опускного потока в вертикальном канале (в)

В вертикальном подъемном потоке (рис. I, а)  $U_2 > U_1$ ,  $S > 1$  и  $\langle \bar{\psi} \rangle < \beta$ , что можно было и ожидать, так как легкий газ должен всплывать относительно жидкости и обгонять ее в общем движении. Установлено также, что при больших скоростях смеси разница  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и  $\beta$  уменьшается, но до некоторого предела (при  $U_{см3}$ ). Эта кривая — граница области автомодельности  $\langle \bar{\psi} \rangle$  по  $U_{см} \gg U_{см3}$ . Однако в вертикальном опускном потоке (рис. I, в) обратное объяснение из подобных соображений пригодно лишь при малых скоростях смеси ( $\langle \bar{\psi} \rangle > \beta$ ) и не дает ответа, почему при больших скоростях смеси  $\langle \bar{\psi} \rangle$  может быть меньше  $\beta$ .

Еще менее понятной выглядит связь  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и  $\beta$  в горизонтальном канале (рис. I, б), где, казалось бы, можно было ожидать  $\langle \bar{\psi} \rangle \approx \beta$ . Любопытно, что как в опускном вертикальном потоке, так и в горизонтальном, при больших скоростях смеси зависимость  $\langle \bar{\psi} \rangle$  от  $\beta$  приближается к таковой для вертикального подъемного потока (кривая автомодельной области при больших скоростях смеси). Иными словами, при больших скоростях смеси влияние ориентации канала и течения в поле сил тяжести исчезает. Это под-

сказывает, что, кроме всплывания (или отставания) газа относительно окружающей жидкости (за счет разности плотностей), на связь  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  и  $\beta$ , по-видимому, влияет еще и гидродинамика течения двухфазного потока, но раскрыть природу этого влияния в рамках одномерного (гидравлического) описания не представляется возможным. Одномерное представление двухфазного потока позволяет существенно упростить математический аппарат описания двухфазного потока, однако при этом теряется часть информации о нем и соответственно не удается объяснить ряд свойств, характерных для двухфазной смеси. В частности, одному и тому же истинному газосодержанию  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  может соответствовать множество распределений концентрации газа по сечению канала, т.е. разные структуры или режимы потока.

Описание двухфазного потока с учетом реального распределения его характеристик по сечению канала (двумерное и более) обладает безусловно более высоким уровнем информативности и позволяет вскрыть ряд важных физических закономерностей в потоке. При этом, правда, резко возрастает сложность математического аппарата, так как вводимые локальные характеристики и их распределения имеют статистический характер.

## 2. ЛОКАЛЬНОЕ (ВЕРоятНОСТНОЕ) ГАЗСОДЕРЖАНИЕ И ЕГО СВЯЗЬ СО СРЕДНИМ ПО СЕЧЕНИЮ И ВРЕМЕНИ ИСТИННЫМ ОБЪЕМНЫМ ГАЗСОДЕРЖАНИЕМ

В газожидкостном потоке в каждое мгновение и в каждой точке пространства может присутствовать либо газовая, либо жидкостная фаза, т.е. мгновенное локальное газосодержание  $\varphi(F, \tau) \equiv \varphi$  может быть равно 1 или 0 [2]. Появление той или иной фазы в точке является случайным, стохастическим процессом.

Среднее по времени локальное газосодержание  $\bar{\varphi}(F) \equiv \bar{\varphi}$  можно рассматривать как вероятность (математическое ожидание) нахождения в точке газовой фазы в стационарном стохастическом процессе за контрольный интервал времени  $T$ :

$$\bar{\varphi}(F) \equiv \frac{1}{T} \int_T \varphi(F, \tau) d\tau \quad (16)$$

или при статистическом осреднении дискретно-зафиксированных в разные мгновения в точке значений  $\varphi_i(F)$  с объемом выборки (числом измерений)  $N$  :

$$\bar{\psi}(F) \equiv \frac{1}{N} \sum_N \psi_i(F). \quad (I7)$$

Употребление  $F$  в качестве аргумента функции в формулах (I6), (I7) или в  $dF$  в целях упрощения записей условно подразумевает совокупность координат, характеризующих точку в поперечном сечении канала ( $F = \int_F dF$ ).

Естественно, что используемые в одномерных описаниях  $F_1$  и  $F_2$  являются осредненными во времени площадями, занимаемыми фазами в разные мгновения,

$$F_1 = \frac{1}{T} \int_T F_1(\tau) d\tau; \quad F_2 = \frac{1}{T} \int_T F_2(\tau) d\tau \quad (I8)$$

или

$$F_1 = \frac{1}{N} \sum_N F_{1i}; \quad F_2 = \frac{1}{N} \sum_N F_{2i}. \quad (I9)$$

Интервал времени осреднения  $T$  должен быть достаточно велик относительно характерных времен пребывания той или иной фазы в данной точке или смены структуры (распределения фаз по сечению). Таким образом, на время  $T$  (или на объем выборки  $N$ ) для статистической достоверности накладывается ограничение снизу. Выражения (I6), (I7) локального газосодержания означают осреднение по статистической структуре двухфазного потока, но не исключают использования этого понятия для нестационарных процессов, т.е. в виде функции, зависящей от времени,

$$\bar{\psi}(F, \tau) = \frac{1}{T} \int_{\tau - \frac{T}{2}}^{\tau + \frac{T}{2}} \psi(F, \tau) d\tau.$$

Это возможно в том случае, когда за интервал времени  $T$ , достаточный для осреднения по временным колебаниям в дискретной структуре газокидкостного потока (или за время получения достаточной по объему выборки  $N$ ), осредненные параметры нестационарного процесса изменяются несущественно. Иными словами, на интервал времени  $T$  накладывается еще и ограничение сверху в случае нестационарного процесса.

В противном случае локальное газосодержание утрачивает смысл для описания быстропротекающих нестационарных процессов.

Среднее по сечению канала мгновенное газосодержание определяется с помощью оператора

$$\langle \dots \rangle = \frac{1}{F} \int_F \dots dF, \quad (20)$$

$$\langle \varphi \rangle \equiv \frac{1}{F} \int_F \varphi(F, \tau) dF \quad \text{или} \quad \langle \varphi \rangle = \frac{F_2(\tau)}{F}. \quad (21)$$

Среднее и по сечению канала, и по времени газосодержание определяется как

$$\langle \bar{\varphi} \rangle \equiv \frac{1}{F} \int_F \left[ \frac{1}{T} \int_T \varphi(F, \tau) d\tau \right] dF \quad (22)$$

или

$$\langle \bar{\varphi} \rangle \equiv \frac{1}{F} \int_F \left[ \frac{1}{N} \sum_N \varphi_i(F) \right] dF. \quad (23)$$

Заметим, что результат вычисления осредненных величин  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  не зависит от очередности интегрирования по времени и пространству (сечению) в силу закона о коммутативности операторов осреднения:

$$\frac{1}{F} \int_F \left[ \frac{1}{T} \int_T \varphi(F, \tau) d\tau \right] dF = \frac{1}{T} \int_T \left[ \frac{1}{F} \int_F \varphi(F, \tau) dF \right] d\tau = \frac{1}{T} \int_T \langle \varphi \rangle d\tau; \quad (24)$$

$$\frac{1}{F} \int_F \left[ \frac{1}{N} \sum_N \varphi_i(F) \right] dF = \frac{1}{N} \sum_N \left[ \frac{1}{F} \int_F \varphi(F, \tau) dF \right] = \frac{1}{N} \sum_N \langle \varphi_i \rangle. \quad (25)$$

Однако среднее по сечению канала мгновенное газосодержание  $\langle \varphi \rangle$  в силу статистичности процесса не совпадает с выражениями (22) и (23) даже в стационарных двухфазных потоках.

### 3. ЛОКАЛЬНЫЕ И СРЕДНЕВЗВЕШЕННЫЕ СКОРОСТИ

В двумерных описаниях учитывается не только изменение по сечению локального газосодержания, но изменение локальных скоростей фаз  $\bar{u}_1$  и  $\bar{u}_2$  их объемных потоков  $\bar{j}_1$  и  $\bar{j}_2, \bar{j}$ . Под этими характеристиками понимаются осредненные за время существования фазы в точке соответственно локальные истинные скорости фаз и локальные плотности объемных потоков фаз и смеси, определяемые следующими соотношениями [3]:

$$\bar{j}_2 \equiv \bar{\varphi} \bar{u}_2, \quad (26)$$

$$\bar{j}_1 \equiv (1 - \bar{\varphi}) \bar{u}_1. \quad (27)$$

Получаем плотность объемного потока смеси

$$\bar{j} = \bar{j}_1 + \bar{j}_2 = (1 - \bar{\varphi}) \bar{u}_1 + \bar{\varphi} \bar{u}_2. \quad (28)$$

В двумерных описаниях используются локальные относительные скорости фаз  $\vec{v}_{21}$ ,  $\vec{v}_{12}$ :

$$\vec{v}_{21} \equiv \vec{v}_2 - \vec{v}_1 \equiv -\vec{v}_{12}, \quad (29)$$

и дрейфовые скорости фаз  $\vec{v}_{ij}$  относительно плотности объемного потока смеси, т.е.

$$\vec{v}_{1i} \equiv \vec{v}_1 - \vec{j}. \quad (30)$$

$$\vec{v}_{2j} \equiv \vec{v}_2 - \vec{j}. \quad (31)$$

Из формул (28) и (31) видно, что

$$\vec{v}_{2j} = \vec{v}_{21} (1 - \bar{\psi}). \quad (32)$$

Естественно, что между локальными скоростями и плотностями потоков, с одной стороны, и средними одномерными скоростями, с другой стороны, имеется связь. В силу балансных соотношений, базирующихся на уравнении несжимаемости, объемные расходы и приведенные скорости жидкости и газа находятся в виде

$$V_1 = \int_F j_1 dF = \int_F (1 - \bar{\psi}) u_1 dF, \quad (33)$$

$$U_{01} = \frac{V_1}{F} = \frac{1}{F} \int_F j_1 dF = \frac{1}{F} \int_F u_1 (1 - \bar{\psi}) dF \equiv \langle (1 - \bar{\psi}) u_1 \rangle; \quad (34)$$

$$V_2 = \int_F j_2 dF = \int_F \bar{\psi} u_2 dF, \quad (35)$$

$$U_{02} = \frac{V_2}{F} = \frac{1}{F} \int_F j_2 dF = \frac{1}{F} \int_F \bar{\psi} u_2 dF \equiv \langle \bar{\psi} u_2 \rangle. \quad (36)$$

Из выражений (7), (34) и (36) получаем скорость смеси

$$U_{cm} = U_{01} + U_{02} = \frac{1}{F} \int_F (j_1 + j_2) dF = \frac{1}{F} \int_F j dF = \langle j \rangle. \quad (37)$$

Истинные средние скорости фаз, используемые в одномерных описаниях, равны

$$U_1 = \frac{U_{01}}{\langle 1 - \bar{\psi} \rangle} = \frac{\frac{1}{F} \int_F (1 - \bar{\psi}) u_1 dF}{\frac{1}{F} \int_F (1 - \bar{\psi}) dF} \equiv \frac{\langle u_1 (1 - \bar{\psi}) \rangle}{\langle 1 - \bar{\psi} \rangle}, \quad (38)$$

$$U_2 = \frac{U_{02}}{\langle \bar{\psi} \rangle} = \frac{\frac{1}{F} \int_F \bar{\psi} u_2 dF}{\frac{1}{F} \int_F \bar{\psi} dF} \equiv \frac{\langle u_2 \bar{\psi} \rangle}{\langle \bar{\psi} \rangle}. \quad (39)$$

Эти осредненные скорости по пространству и с учетом временного вклада существования фазы называются средневзвешенными и отличаются от просто осредненных в общем случае, когда распределения  $\bar{\varphi}$  и скорости по сечению канала неравномерны, например:

$$\frac{\langle \bar{\varphi} u_2 \rangle}{\langle \bar{\varphi} \rangle} \neq \langle u_2 \rangle, \quad \frac{\langle (1-\bar{\varphi}) u_1 \rangle}{\langle 1-\bar{\varphi} \rangle} \neq \langle u_1 \rangle.$$

Аналогично определяются средневзвешенные дрейфовые скорости фаз:

$$U_2 - U_{CM} \equiv U_{2j} = \frac{\langle \bar{\varphi} u_{2j} \rangle}{\langle \bar{\varphi} \rangle}, \quad (40)$$

$$U_1 - U_{CM} \equiv U_{1j} = \frac{\langle (1-\bar{\varphi}) u_{1j} \rangle}{\langle (1-\bar{\varphi}) \rangle}. \quad (41)$$

#### 4. МОДЕЛЬ ПОТОКА ДРЕЙФА

С помощью введенных локальных характеристик (см. пп. 2 и 3) и их распределений по сечению канала возможно более глубоко понять физические причины неравенства расходного  $\beta$  и истинного среднего по сечению и времени  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  объемных паров, газосодержаний. Возьмем отношение этих величин и учтем также формулы (1), (31), (36) и (37):

$$\begin{aligned} \frac{\beta}{\langle \bar{\varphi} \rangle} &= \frac{U_{02}}{U_{CM} \langle \bar{\varphi} \rangle} = \frac{\frac{1}{F} \int_F u_2 \bar{\varphi} dF}{\langle j \rangle \langle \bar{\varphi} \rangle} = \frac{\frac{1}{F} \int_F (j + u_{2j}) \bar{\varphi} dF}{\langle j \rangle \langle \bar{\varphi} \rangle} = \\ &= \frac{\langle j \bar{\varphi} \rangle}{\langle j \rangle \langle \bar{\varphi} \rangle} + \frac{\langle u_{2j} \bar{\varphi} \rangle}{\langle j \rangle \langle \bar{\varphi} \rangle} = \frac{\frac{1}{F} \int_F j \bar{\varphi} dF}{\frac{1}{F} \int_F j dF \cdot \frac{1}{F} \int_F \bar{\varphi} dF} + \frac{\frac{1}{F} \int_F u_{2j} \bar{\varphi} dF}{\frac{1}{F} \int_F j dF \cdot \frac{1}{F} \int_F \bar{\varphi} dF}. \quad (42) \end{aligned}$$

Если обозначить

$$C_0 \equiv \frac{\frac{1}{F} \int_F j(F) \bar{\varphi}(F) dF}{\frac{1}{F} \int_F j(F) dF \cdot \frac{1}{F} \int_F \bar{\varphi}(F) dF} = \frac{\langle j \bar{\varphi} \rangle}{\langle j \rangle \langle \bar{\varphi} \rangle}, \quad (43)$$

то с учетом равенств (20), (40), (42) и (43) получим

$$\frac{\beta}{\langle \bar{\varphi} \rangle} = C_0 + \frac{U_{2j}}{U_{CM}}. \quad (44)$$

Это соотношение было получено Зубером и Финдлеем [3] и носит название "модель потока дрейфа". Оно само по себе не решает проблему нахождения реальной связи  $\beta$  и  $\langle \bar{\psi} \rangle$ , так как получено на основе тождественных преобразований и по существу является тождеством. С этим связано то обстоятельство, что величины  $C_0$  и  $U_{2j}$  неизвестны и их нахождение не менее затруднительно, чем нахождение самой величины  $\langle \bar{\psi} \rangle$ .

Однако значение уравнения модели потока дрейфа (44) заключается в том, что оно вскрывает два физических фактора, обуславливающих отличие расходного и истинного объемных газосодержаний, показывает их разную природу, дает представление о соотношении и степени влияния каждого из этих факторов. Рассмотрим это более детально.

Величина  $C_0$  называется параметром распределения, она зависит от неравномерности полей локального газосодержания и плотности объемного потока смеси.

В качестве примера рассмотрим цилиндрический канал с внутренним радиусом  $r_0$  ( $d = 2r_0$ ) и допустим, что неравномерности полей (профили)  $\bar{\psi}$  и  $j$  описываются степенными функциями с максимумами в центре канала ( $\bar{\psi}(0)$  и  $j(0)$ ):

$$\frac{\bar{\psi}(r)}{\bar{\psi}(0)} = 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \quad (45)$$

и

$$\frac{j(r)}{j(0)} = 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^m \quad (46)$$

Если подставить эти профили в выражение (43) и вычислить параметр распределения, то получим

$$C_0 = 1 + \frac{2}{m+n+2} \quad (47)$$

Совершенно очевидно, что параметр распределения оказывается константой, определяется лишь характером (функциональными зависимостями) профилей  $\bar{\psi}$  и  $j$  и не зависит от абсолютного уровня этих величин, определяемого  $\bar{\psi}(0)$  и  $j(0)$ . Если профили равномерны, то  $C_0 = 1$ , и они не оказывают влияние на связь  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и  $\beta$ . Более того, неравномерность одного профиля при идеальной равномерности другого также соответствует случаю  $C_0 = 1$ . В самом простейшем случае (нулевого приближения) при допущении подобия профилей  $j$  и  $\bar{\psi}$  ( $m=n$ )

$$C_0 = \frac{n+2}{n+1}$$

Таким образом, при линейных профилях ( $m = n = 1$ ) имеем  $C_0 = 1,5$ ; при параболическом ( $m = n = 2$ ) получаем  $C_0 = \frac{4}{3}$ .

Профиль (45) приблизительно описывает распределение локального газосодержания в адиабатном пароводяном потоке ( $\bar{\psi}(r_0) \approx 0$ ). Однако при кипении на внутренней стенке трубы в пристенной области может присутствовать значительное количество пара. В этом случае более приемлема для профиля паросодержания зависимость

$$\frac{\bar{\psi}(r) - \bar{\psi}(r_0)}{\bar{\psi}(0) - \bar{\psi}(r_0)} = 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^n. \quad (48)$$

Заметим, что по формулам (20) и (48)

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} \left\{ \bar{\psi}(0) - [\bar{\psi}(0) - \bar{\psi}(r_0)] \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \right\} 2r dr = \frac{\bar{\psi}(0)n + 2\bar{\psi}(r_0)}{n+2}. \quad (49)$$

Используя равенства (43), (48) и (49), получаем

$$C_0 = 1 + \frac{2}{m+n+2} \left[ 1 - \frac{\bar{\psi}(r_0)}{\langle \bar{\psi} \rangle} \right] \quad (50)$$

или

$$C_0 = 1 + \frac{m+2}{m+n+2} \left[ 1 + \frac{\bar{\psi}(0)}{\langle \bar{\psi} \rangle} \cdot \frac{n}{m+2} \right]. \quad (51)$$

Из этих соотношений также следует, что, если  $\bar{\psi}(r_0) = \bar{\psi}(0) = \langle \bar{\psi} \rangle$ , т.е. если газосодержание не изменяется поперек канала, то  $C_0 = 1$ .

Если в центре канала газосодержание больше, чем "на стенке"  $\bar{\psi}(0) > \bar{\psi}(r_0)$ , то  $C_0 > 1$ , но наличие газа у стенки снижает параметр распределения  $C_0$  по сравнению со случаем нулевого газосодержания у стенки.

На рис. 2 проиллюстрирована чувствительность параметра распределения к характеру профилей  $\bar{\psi}$  и  $j$  (более заполненных, характерных для турбулентных течений  $m \approx 7$  и  $n \approx 7$ , и менее заполненных, характерных для ламинарных течений  $m \approx 2$  и  $n \approx 2$ ).

В тех случаях, когда в парожидкостном потоке паросодержание у стенки больше, чем в центре канала  $\bar{\psi}(r_0) > \bar{\psi}(0)$  (например, при кипении недогретой жидкости),  $C_0 < 1$ . В ряде режимов течения газожидкостной смеси (большие скорости смеси и  $\beta = 0 \div 0,2$ ),

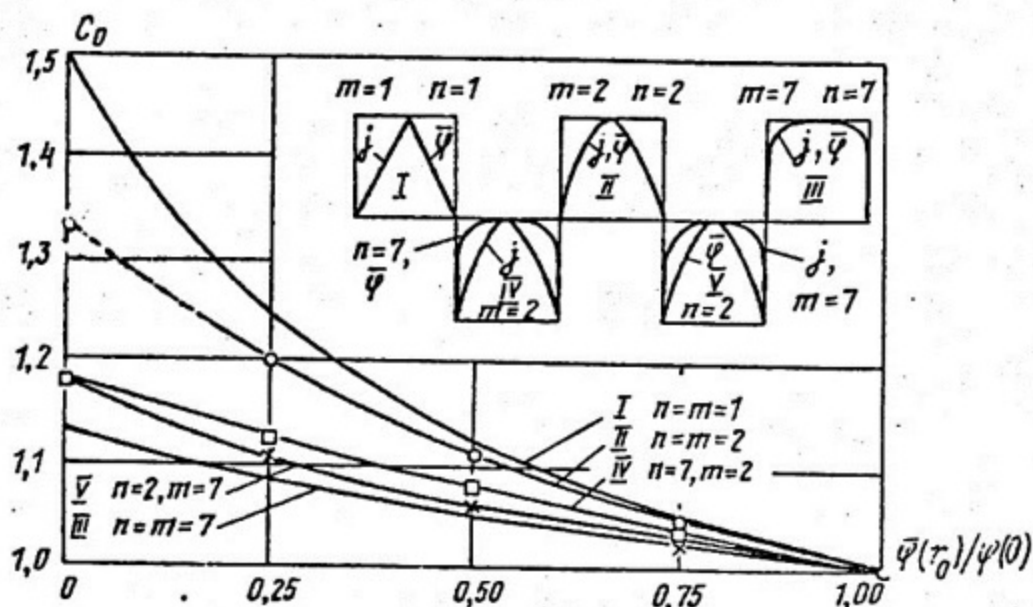


Рис.2. Параметр распределения  $C_0$  в функции показателя степени профилей газосодержания и плотности потока смеси для осесимметричного направленного вверх вертикального потока через круглые трубы

несмотря на то, что  $\bar{\psi}(\tau_0) \approx 0$ , в пристенной области наблюдаются резко выраженные максимумы газосодержания, значительно превышающие величину газосодержания в центре канала (течение с седлообразным профилем  $\bar{\psi}$ ). В этом случае также в зависимости от величины всплеска газосодержания у стенки параметр распределения уменьшается и может оказаться меньше I.

Анализ различных реальных режимов течения газожидкостных смесей показывает, что параметр распределения  $C_0$  может изменяться в диапазоне  $0,5 + 1,5$ ; а это весьма сильно сказывается на соотношении расходного и истинного объемных газосодержаний.

В общем влияние неравномерности полей газосодержания  $\bar{\psi}$  и плотности потока смеси можно интерпретировать весьма просто. Если газовая фаза в потоке идет преимущественно (максимум локального газосодержания) в той части сечения канала, где максимальны скорости течения  $j$ , то естественно, что газ в среднем по сечению будет обгонять жидкость ( $U_2 > U_1$ ,  $C_0 > I$ ,  $\langle \bar{\psi} \rangle < \beta$ ). В противоположном случае, например, когда наблюдается максимальное газосодержание у стенок, где скорости течения малы, газ отстает от жидкости и  $U_2 < U_1$ ,  $C_0 < I$ ,  $\langle \bar{\psi} \rangle > \beta$ .

Таким образом, причина проскальзывания газа и жидкости, определяемая параметром распределения  $C_0$ , носит чисто гидродинамический характер,  $C_0$  зависит только от степени неравномерности профилей газосодержания и скоростей по сечению потока и поэтому интерпретируется как интегральное проскальзывание.

Второй член в уравнении модели потока дрейфа (44) показывает влияние средневзвешенной дрейфовой скорости газовой фазы  $U_{2j}$  (разности средней истинной скорости газа  $U_2$  и скорости смеси  $U_{CM} = \langle j \rangle$ ):

$$\frac{U_{2j}}{U_{CM}} = \frac{\frac{1}{F} \int_F \bar{v}_{2j} \bar{\varphi} dF}{\frac{1}{F} \int_F \bar{\varphi} dF - \frac{1}{F} \int_F j dF} = \frac{\langle v_{2j} \bar{\varphi} \rangle}{\langle \bar{\varphi} \rangle \langle j \rangle} \quad (52)$$

В основе определения средневзвешенной дрейфовой скорости газа  $U_{2j}$  лежит локальная дрейфовая скорость газа  $\bar{v}_{2j}$  (разность локальной истинной скорости газа  $\bar{v}_2$  и локальной плотности объемного потока смеси  $\bar{j}$ , т.е.  $\bar{v}_{2j} \equiv \bar{v}_2 - \bar{j}$ ). Поэтому второй член в уравнении модели потока дрейфа (44) определяет осредненный по сечению и времени эффект локального дрейфа газа. Дрейфовая скорость газа  $\bar{v}_{2j}$  связана с локальной относительной скоростью газа [1]

$$\bar{v}_2 - \bar{v}_1 \equiv \bar{v}_{21} \quad \text{соотношением} \quad \bar{v}_{2j} = \bar{v}_{21} (1 - \bar{\varphi}). \quad (53)$$

В связи с этим второй член в уравнении модели потока дрейфа, с другой стороны, выражает эффект локального всплытия газа в движущейся жидкости или эффект локального проскальзывания газа относительно жидкости. В реальных паро-, газожидкостных течениях с большими скоростями смеси вклад члена  $U_{2j} / U_{CM}$  в общее проскальзывание (см. равенство (44)) близок к нулю ( $U_{2j} / U_{CM} \ll 1$ ). Однако при малых скоростях смеси этот член может оказаться значительно больше единицы, достигая 10 и даже более. Таким образом, модель потока дрейфа четко разграничивает физические причины, приводящие к общему по сечению проскальзыванию фаз, т.е. механической неравновесности. Первый член уравнения (44)  $C_0$  оценивает вклад в общее проскальзывание, связанный с неравномерностью профилей газосодержания  $\bar{\varphi}$  и объемного потока смеси  $j$  (интегральное проскальзывание). Второй член этого уравнения  $U_{2j} / U_{CM}$  оценивает вклад локального дрейфа газовой фазы  $\bar{v}_{2j}$  относительно плотности потока смеси  $j$ , или вклад относительной скорости  $\bar{v}_{21}$  (локальное проскальзывание).

В случае отсутствия локального проскальзывания модель Зубера и Финдлея дает предельный переход на модель Бэнкоффа [4], учитывающую только эффект неравномерности профилей, а в случае равномерных распределений  $j$  и  $\bar{\varphi}$  по сечению — на одномерную модель Уоллиса [5], учитывающую лишь локальное проскальзывание. В первом случае  $U_{2j} = 0$ , во втором получаем  $C_0 = 1$  и  $U_{2j} = (1 - \bar{\varphi})(U_2 - U_1)$ .

Выше было установлено, что объяснить экспериментальные факты, представленные на рис. I, б, в, с позиций только локального проскальзывания невозможно. Однако, учитывая интегральное проскальзывание ( $C_0 \neq 1$ ), можно понять, почему в вертикальном опускном потоке может оказаться  $U_2 > U_1$  и  $\langle \bar{\varphi} \rangle < \beta$  или в горизонтальном потоке в одних режимах  $U_2 > U_1$  и  $\langle \bar{\varphi} \rangle < \beta$ , а в других, наоборот,  $U_2 < U_1$  и  $\langle \bar{\varphi} \rangle > \beta$ . Это зависит прежде всего от соотношений локального  $U_{2j} / U_{cm}$  и интегрального проскальзывания  $C_0$ .

В области режимов с малыми скоростями смеси доминирующим становится локальное проскальзывание (второй член уравнения (44)), и поэтому никаких трудностей с интерпретацией данных рис. I, б и I, в не возникает. При больших скоростях смеси (к примеру, для пароводяной смеси,  $U_{cm} > 3$  м/с) влияет главным образом гидродинамический эффект неравномерности профилей  $\bar{\varphi}$  и  $j$  (интегральное проскальзывание), определяемый величиной  $C_0$ . В этой режимной области, за редким исключением, наблюдаются заполненные профили  $\bar{\varphi}$  и  $j$ , характерные для турбулентных течений. Параметр распределения при больших скоростях смеси  $C_0$  стремится к величине 1,2 при любой ориентации канала в поле сил тяжести. Поэтому во всех случаях, рассмотренных на рис. I, при больших скоростях смеси кривые приближаются к автомоделльной кривой, соответствующей соотношению  $\beta / \langle \bar{\varphi} \rangle \approx 1,2$ . Отклонение от нее наблюдается, как правило, лишь при больших объемных газосодержаниях ( $\beta > 0,9 \div 0,95$ ).

Таким образом, модель потока дрейфа не только определяет две главные причины неравенства  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  и  $\beta$ , но и в зависимости от величины скорости смеси позволяет предсказать, когда доминирующим является вклад локального, а когда интегрального проскальзывания.

Собственно скольжение фаз  $S$  в рамках модели потока дрейфа на основе выражений (10) и (44) определяется уравнением:

$$S = C_0 + \frac{\beta}{1-\beta} (C_0 - 1) + \frac{U_{2j}}{U_{CM}(1-\beta)} \quad (54)$$

В уравнении (54) последний член представляет локальное проскальзывание, а первые два – интегральное. Если учесть [1], что скорость смеси  $U_{CM} = xW_g / \beta$ , то истинное паросодержание из формулы (44) и с помощью равенства (14) может быть выражено через расходное массовое газосодержание  $x_p$ :

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \frac{1}{C_0 \left(1 + \frac{1-x_p}{x_p} \cdot \frac{\beta_2}{\beta_1}\right) + \frac{U_{2j}}{x_p} \frac{\beta_2}{W_g}} \quad (55)$$

Здесь  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – плотности жидкости и пара,  $W_g = \frac{M}{F}$  – массовая скорость газожидкостного потока в  $\text{кг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

Нгуэном и Спеддинггом [6] было предложено другое двумерное описание для  $\langle \bar{\psi} \rangle$  на основе представления плотности, массовых и линейных скоростей в виде, характерном для описания турбулентности, с введением пульсаций. Однако в работе [7] показано, что при условии  $\beta_1 \gg \beta_2$  или, если газовая фаза несжимаема и  $\beta_2$  неизменно по сечению канала, то разработанная Нгуэном и Спеддинггом модель [6] совпадает с моделью Зубера и Финдлея (см. уравнение (44)).

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИСТИННЫМ ПАРОВО-, ГАЗСОДЕРЖАНИЯМ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ПОДЪЕМНОМ ПОТОКЕ

### 5.1. Среднее истинное объемное газосодержание

Результаты исследования истинных объемных газосодержаний [8] пароводяных и водовоздушных адиабатных потоков в вертикальных трубопроводах с внутренним диаметром  $d$  соответственно 18 и 21 мм и при подъемном течении представлены на рис. 3, 4.

В опытах использовались специально разработанные кондуктометрические датчики измерения среднего  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и локального  $\bar{\psi}(r)$  газосодержания. В исследованных пределах с помощью этих диагностических средств были зафиксированы несколько структур совместного течения газа и жидкости (рис. 5). Пузырьковый режим отличался наличием пузырьков газа в жидкости. Большие пузырьки имели сплюснутую форму, с меньшим размером по направлению течения; малые пузырьки имели форму, близкую к сферической. Этот режим

наблюдается в основном при малых газосодержаниях  $\langle \bar{\psi} \rangle \langle 0,1 \div 0,2 \rangle$ .

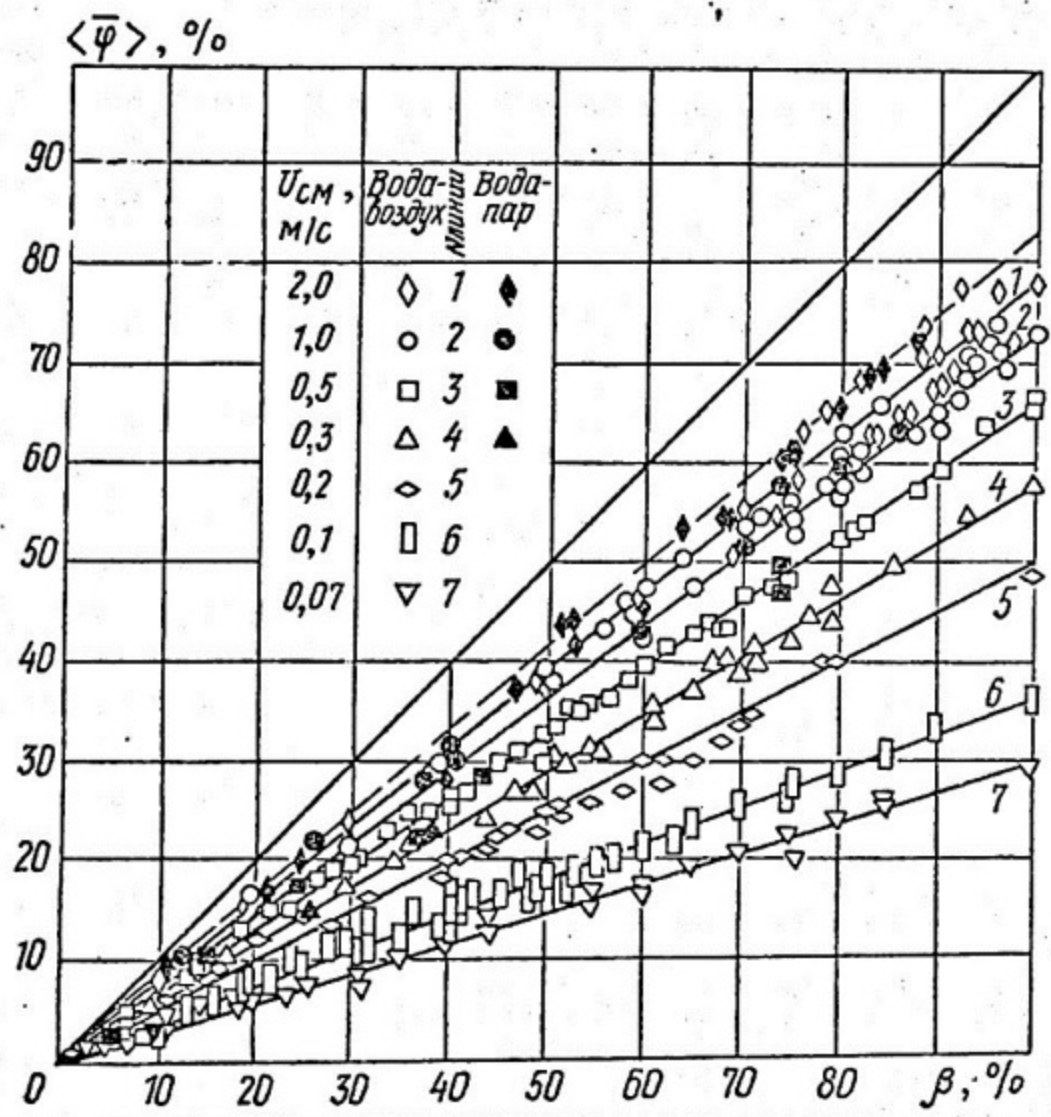


Рис.3. Паро-, газосодержание в потоке; линии по формуле (56)

В области больших газосодержаний в потоке наблюдались длинные (в несколько калибров трубы) пузыри газа, по форме напоминающие снаряд. Между снарядами газа имелись пробки жидкости с пузырьками газа. Между снарядами газа и стенкой трубы оставалась тонкая кольцевая прослойка жидкости — пленка. Это — так называемый снарядный режим. По мере увеличения газосодержания в потоке  $\langle \bar{\psi} \rangle \approx (0,7 \div 0,8)$  пробки жидкости между снарядами разрушаются и наблюдаются кольцевое течение жидкости в виде возмущенной пленки вдоль поверхности трубы и движение газа в ядре потока.

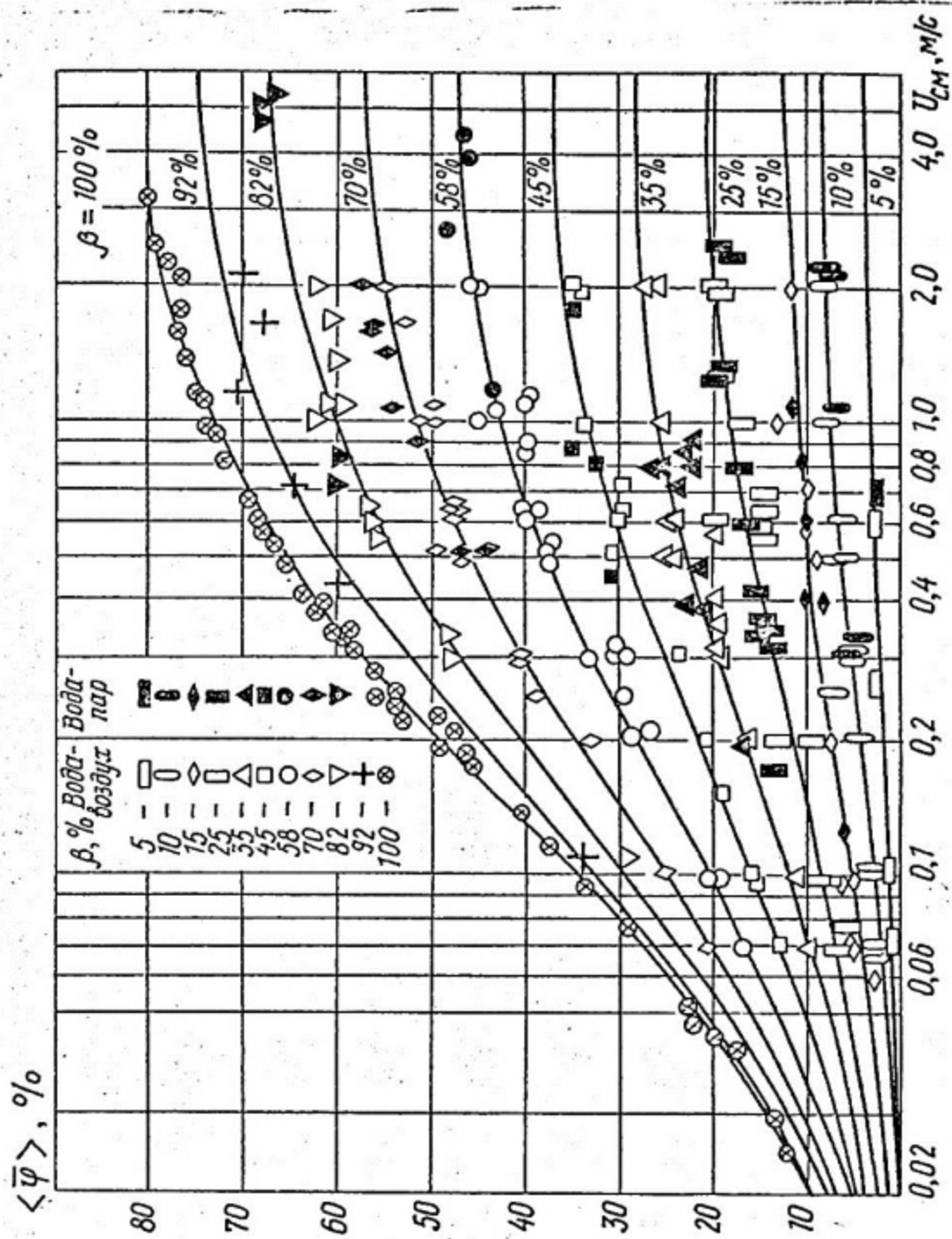


Рис. 4.. Паро; газосодержание в потоке (при  $\beta = 100\%$  - бароботажный режим); линии по формуле (56)

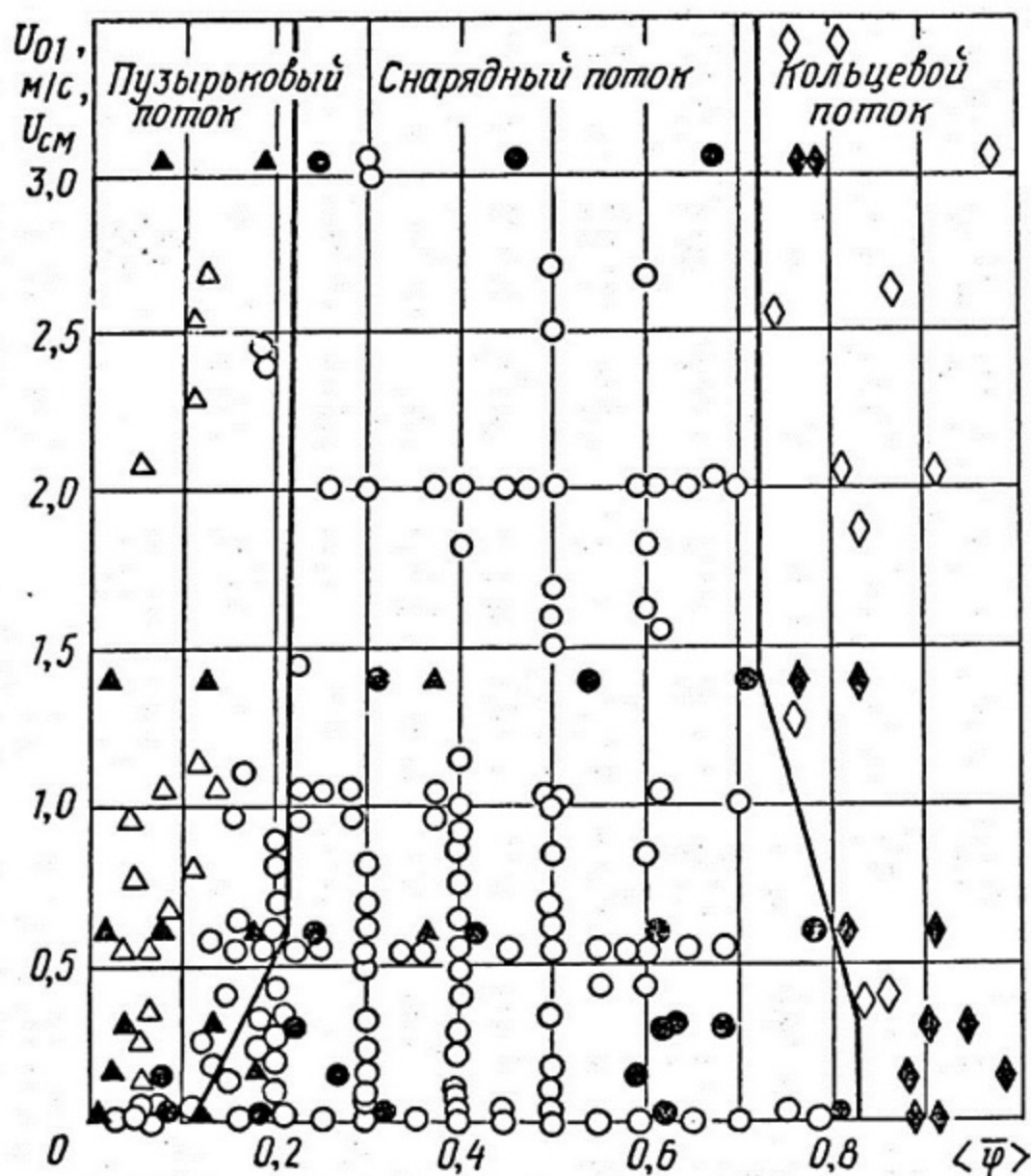


Рис.5. Карта структур двухфазного потока [8]  
 $\Delta \Delta$  - пузырькового,  $o \bullet$  - снарядного ;  $\diamond \blacklozenge$  - кольцевого,  
 $\blacktriangle \bullet \blacklozenge$  - данные Джонса (по  $U_{01}$  )

При повышенных скоростях при кольцевом течении смеси в паровом ядре появляются капли жидкости - это дисперсно-кольцевой режим. Естественно, что между названными характерными режимами существуют переходные структуры с нерегулярным во времени и пространстве распределением фаз. Так, между пузырьковым и снарядным течением существует режим ансамблей пузырей. В дальнейшем в этих группах пузырей начинается их слияние и образуются снаряды газа. В водовоздушных (давление  $P = 0,12$  МПа, температура  $t \sim 15^\circ\text{C}$ )

и пароводяных ( $P = 0,2$  МПа) потоках данные по  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  практически не различаются. Увеличение паросодержания при повышении давления в пароводяном потоке ( $P$  до 4 МПа) находилось в пределах точности экспериментов, и поэтому на графиках разные давления у точек не выделялись.

В целом качественно и количественно эти результаты не противоречат данным работы [9] для маловязких жидкостей. На графиках явно выделяется область автомодельности истинного паросодержания при скоростях смеси более  $1-2$  м/с, газосодержание в которой перестает возрастать при увеличении скорости смеси. Это соответствует числам Фруда  $Fr_{см} = \frac{U_{см}^2}{g d} \gg 5 \div 10$ , причем меньшие значения наблюдаются в водовоздушных смесях. При снижении скорости смеси истинное газосодержание в потоке уменьшается в несколько раз. Однако практически минимальные скорости смеси не могут быть меньше определенной величины при конкретном  $\langle \bar{\varphi} \rangle$ . Эта граница обуславливается так называемым барботажным режимом. Под таким режимом предполагается отсутствие расхода жидкости в трубе ( $U_{от} = 0$ ) и проталкивание ("пробулькивание") через нее определенного количества газа. Очевидно, что в этом случае  $\beta = 1,0$ . Интересно, что смена режима течения пузырькового на снарядный практически не сказывается на зависимости  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  от  $\beta$ , она практически линейна; но это относится только к пузырьковому потоку с максимумом газосодержания в центре канала. Средние истинные газосодержания, измеренные в пузырьковом водовоздушном потоке с максимумами у стенки. Эти режимы наблюдаются в узкой области режимных параметров и оказываются заметно больше. Данные этих опытов не нанесены на графиках и не описываются нижеприведенными формулами.

Отношение расходного и истинного объемных газосодержаний зависит главным образом от скорости смеси (рис.6) и практически не зависит от газосодержания (рис.7). Оно может быть описано эмпирическим соотношением

$$\frac{\beta}{\langle \bar{\varphi} \rangle} = 1,2 + \frac{0,16}{U_{см}}, \quad (56)$$

где  $U_{см}$  измеряется в м/с. Линии на рис.3,4,6,7 соответствуют расчетам по этому соотношению как для пузырькового, так и для снарядного течений.

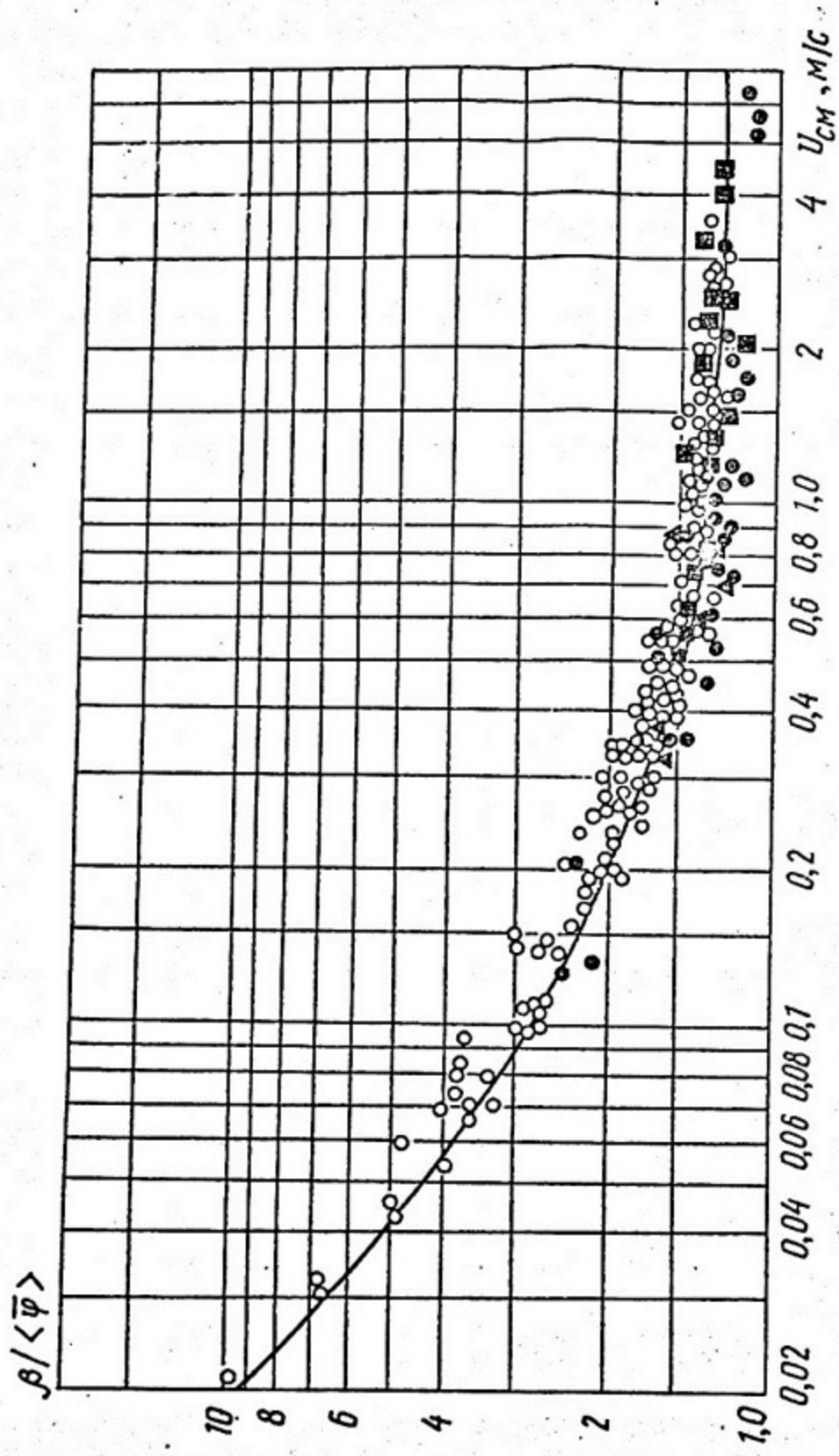


Рис.6. Отношение расходного и истинного паро-, газосодержаний. Паро-водный поток:

● - P=0,2 МПа, ■ - P=1,0 МПа, ▲ - P=4,0 МПа; водовоздушный поток: ○ - P=0,12 МПа.  
Кривая по формуле (56)

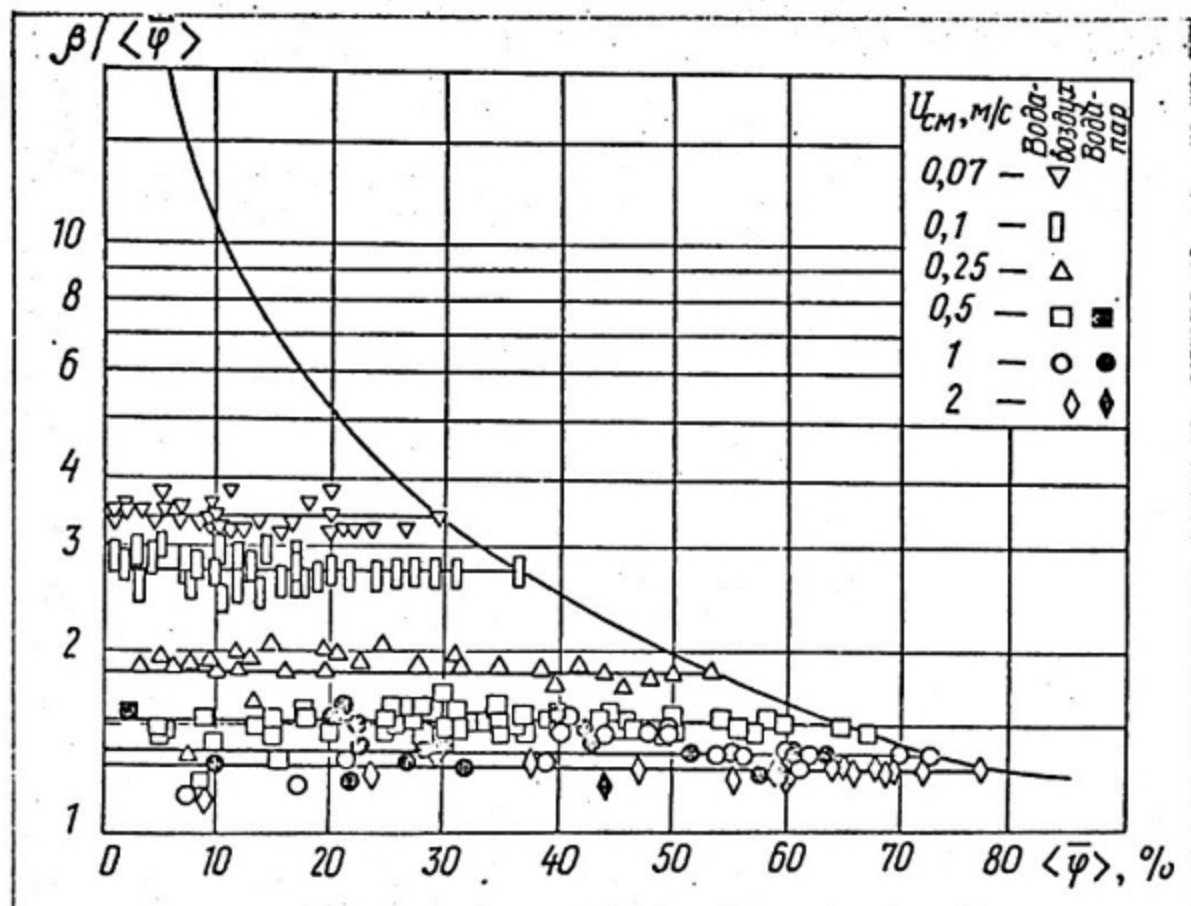


Рис.7. Отношение расходного и истинного паро-газосодержаний.  
Кривая по формуле (56)

Влияние второго члена в формуле (56) при больших скоростях смеси  $U_{cm} > (1-2)$  м/с становится несущественным, что и определяет область автомодельности  $\langle \bar{\psi} \rangle$  по  $U_{cm}$ . В этой области  $\langle \bar{\psi} \rangle = 0,833 \beta$ , что совпадает с данными Арманда [9].

Однако при малых скоростях смеси второй член превалирует, а истинное газосодержание становится в несколько раз меньше расходного. Изучение режимов при малых скоростях смеси в последнее время вызывает повышенный интерес исследователей в связи с анализом аварийных ситуаций, аэролифтных проблем и естественной циркуляции.

Можно заметить (см.рис.6), что на краю исследованной области режимов при пузырьковой структуре, особенно в барботажном режиме (при малых скоростях смеси или малых  $U_{02}$ ), экспериментальные данные все же лучше описываются формулой [8]

$$\frac{\beta}{\langle \bar{\psi} \rangle} = 1,2 + \frac{0,2}{U_{cm}}, \quad (57)$$

где  $U_{см}$  измеряется в м/с; причины этого явления станут ясны из анализа (см. п. 6.2).

### 5.2. Профили газосодержания в потоке

Некоторые результаты опытов [8] по измерению распределения газосодержания по сечению канала представлены на рис. 8 и 9.

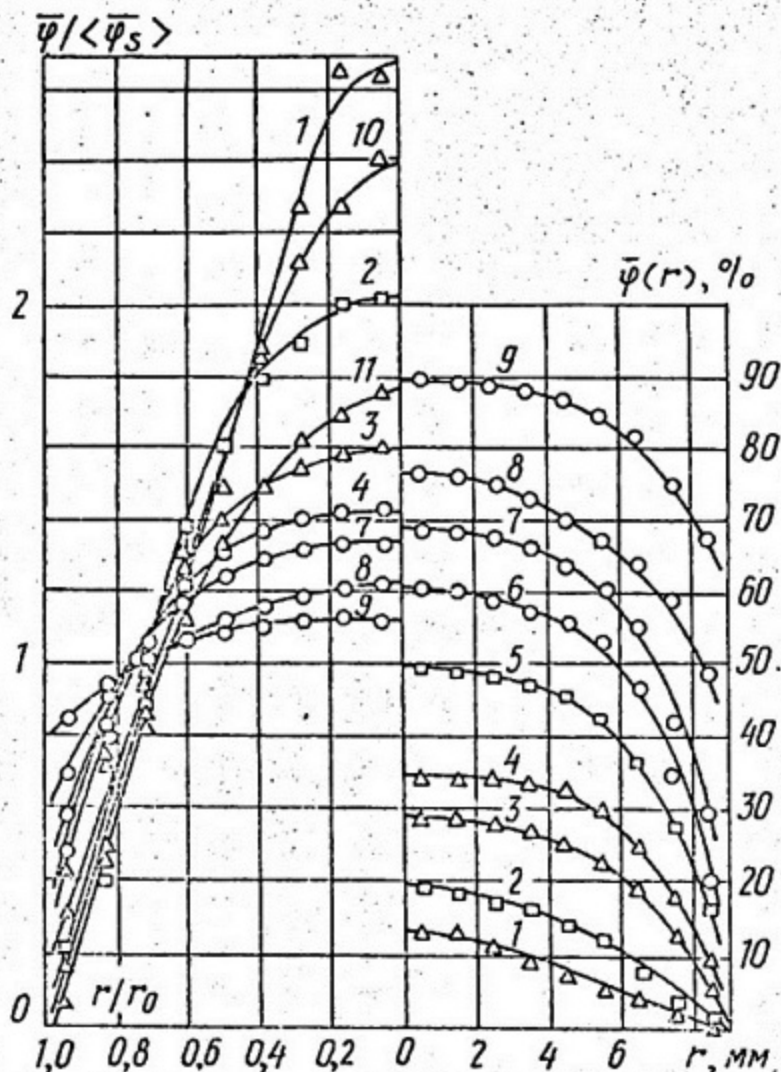


Рис. 8. Профили паросодержаний  $\langle\bar{\psi}_s\rangle$  (%) /  $U_{см}$  (м/с) при  $P=4,0$  МПа:  
 I - 4,8/0,35; 2 - 8,9/0,76; 3 - 17,8/0,43; 4 - 23,6/0,40;  
 5 - 34,8/0,82; 6 - 42,9/1,60; 7 - 51,2/2,00; 8 - 62,9/1,30; 9 -  
 79,6/2,20; 10 - 7,4/0,41; II - 11,4/0,42

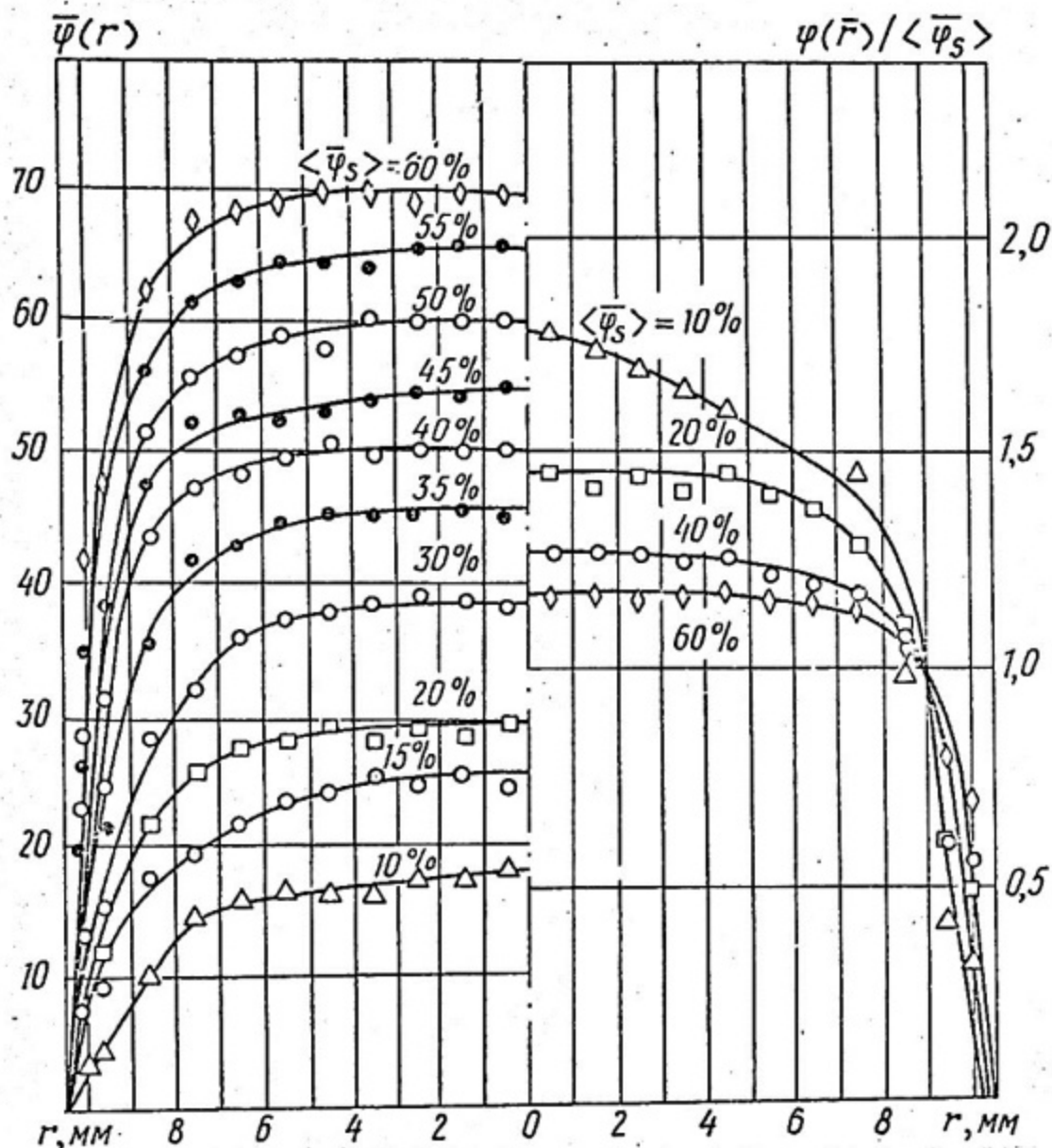


Рис.9. Профили газосодержания при барботажном режиме ( $\beta = 100\%$ ), водовоздушная смесь,  $P=0,12$  МПа

В первом приближении эти профили могут быть описаны степенной зависимостью уравнения (45). Интегрирование профиля (45) по сечению канала дает связь \*

$$\frac{\bar{\psi}(0)}{\langle\bar{\psi}_s\rangle} = \frac{n+2}{n} \quad (58)$$

\* В опытах, кроме измерения локального газосодержания,  $\bar{\psi}(r)$  измерялось отдельным прибором и непосредственно находилось среднее газосодержание  $\langle\bar{\psi}\rangle$ . Так как при разных измерениях погрешности обоих измерений неодинаковы, то в дальнейшем под  $\langle\bar{\psi}_s\rangle$  подразумевается  $\langle\bar{\psi}_s\rangle = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \bar{\psi}(r) r dr$ . В идеальном случае (погрешности равны 0), естественно,  $\langle\bar{\psi}\rangle \equiv \langle\bar{\psi}_s\rangle$

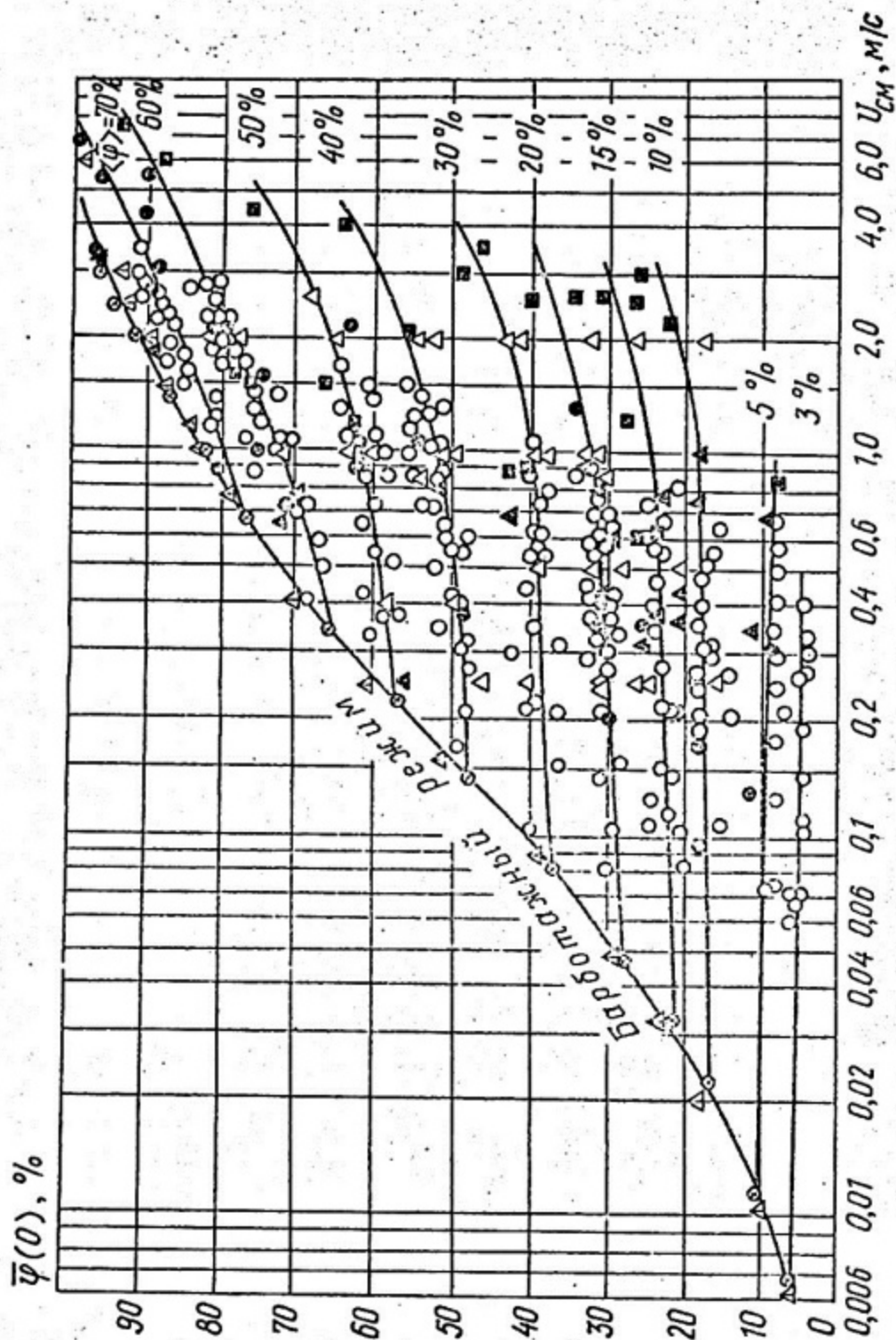


Рис. 10. Максимальное паро-, газосодержание в центре трубы. Паровой поток:  $\Delta$  —  $P=4,0$  МПа,  $\blacksquare$  —  $P=1,0$  МПа,  $\circ$  —  $P=0,2$  МПа; водовоздушный поток:  $\blacklozenge$  —  $P=0,12$  МПа,  $\triangle$ ,  $\circ$ ,  $\oplus$  — барботажный режим,  $P=0,12$  МПа

Данные по максимальным паро-, газосодержаниям в центре труб  $\bar{\varphi}(0)$  представлены на рис. I0 в зависимости от скорости смеси, Осредненные данные по  $\bar{\varphi}(0)$  в зависимости от среднего газосодержания изображены на рис. II. По этим материалам вычислены осредненные показатели  $n$  степенных профилей (рис. I2). В водовоздушных и пароводяных потоках В области  $P=0,2+4,0$  МПа) газосодержания в центре каналов и показатели функции (45) заметно не расходятся. Переход от пузырькового течения к снарядному не проявляется в виде существенного изменения  $\bar{\varphi}(0)$  или  $n$  (рис. I0, II). Однако при постоянной скорости смеси и снижении среднего газосодержания профили обостряются, становятся менее "заполненными" (рис. I2).

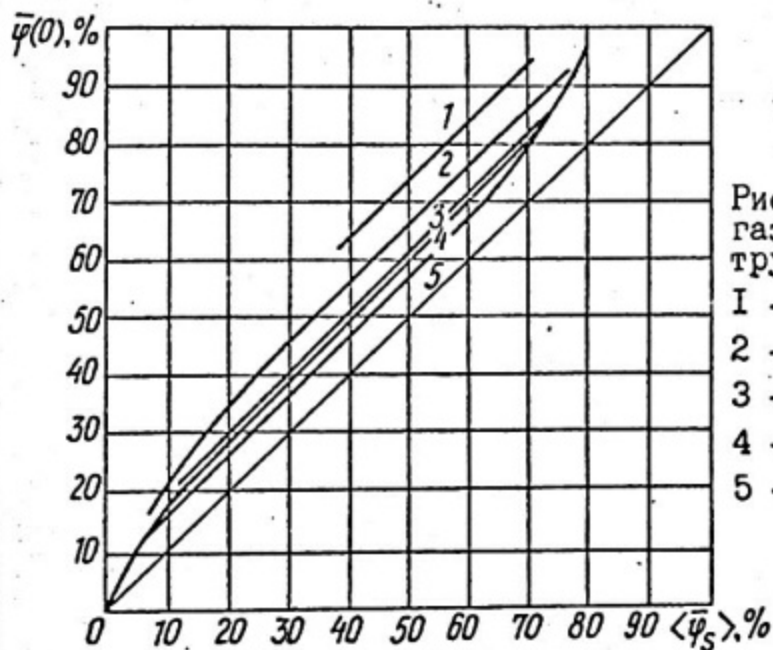


Рис. II. Максимальное паро-, газосодержание в центре трубы, осредняющие линии:

- 1 -  $U_{см} = 2,5$  м/с;
- 2 -  $U_{см} = 1,5$  м/с;
- 3 -  $U_{см} = 1,0$  м/с;
- 4 -  $U_{см} = 0,5$  м/с;
- 5 - барботажный режим

Наиболее неожиданным оказалось то, что при увеличении скорости смеси (при постоянном  $\langle \bar{\varphi}_s \rangle$ ) "заполненность" профиля  $\bar{\varphi}(z)$  и величина  $n$  падают (рис. I0, I2). Это совершенно однозначно проявляется во всем исследованном диапазоне изменения режимных параметров при снарядном течении. При пузырьковом течении (см. рис. I0, когда  $\langle \bar{\varphi}_s \rangle = 0,03$  и  $0,05$ ) влияние скорости смеси практически отсутствует и лишь в области появления ансамблей пузырей ( $\langle \bar{\varphi}_s \rangle = 0,1$  и  $0,15$ ) начинает сказываться.

Полученные данные по закономерностям распределения газосодержания качественно согласуются с материалами [I0, II].

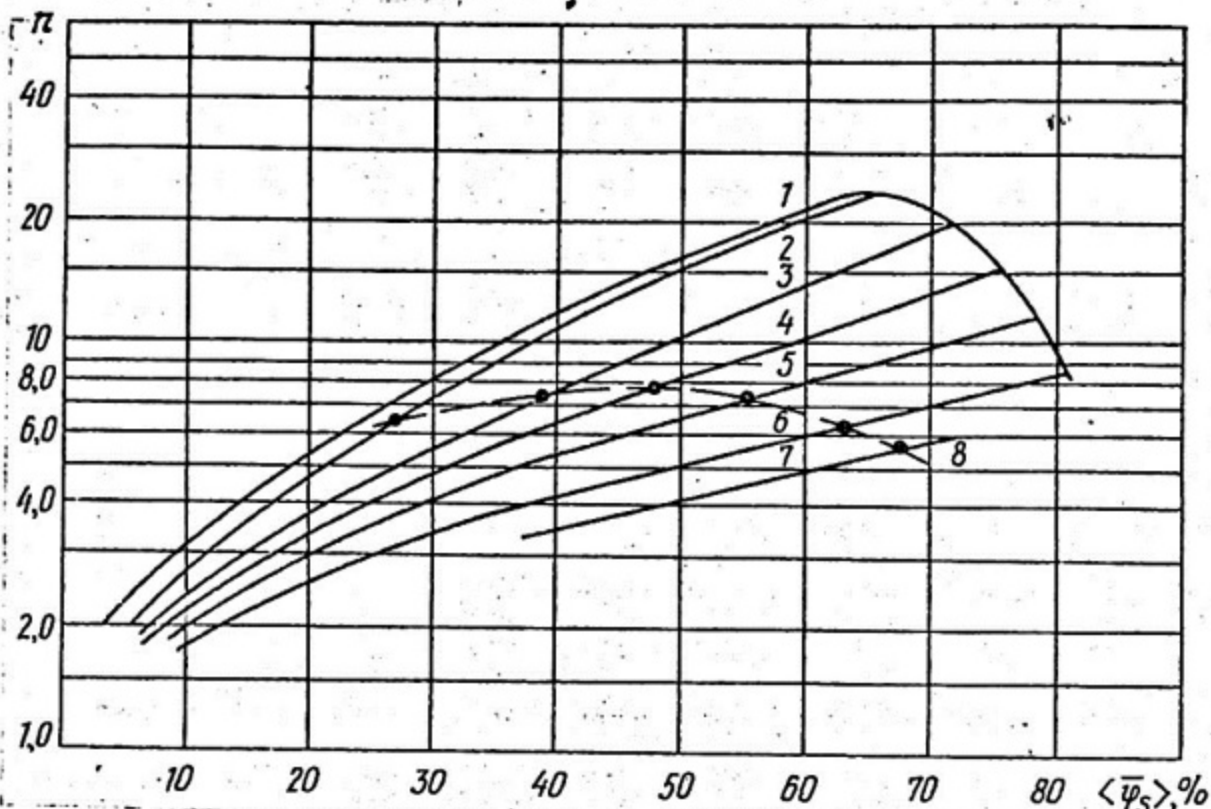


Рис. 12. Осредненные показатели степенных профилей:  
 1 - барботажный режим; 2 -  $U_{см} = 0,33$  м/с; 3 -  $U_{см} = 0,64$  м/с;  
 4 -  $U_{см} = 1,1$  м/с; 5 -  $U_{см} = 1,7$  м/с; 6 -  $U_{см} = 2,9$  м/с;  
 7 -  $U_{см} = 4,0$  м/с; 8 - (---) граница реверса пленки  
 по  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и  $U_{см}$  (см. п. 7)

## 6. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ИСТИННЫМ ПАРО-, ГАЗСОДЕРЖАНИЯМ С ПОЗИЦИЕЙ МОДЕЛИ ПОТОКА ДРЕЙФА

### 6.1. Параметр распределения $C_0$

Модель потока дрейфа позволяет вычислить  $\langle \bar{\psi} \rangle$  только в случае, если известны распределения  $\bar{\psi}$ ,  $j$  и  $u_{2j}$ . Реально же с помощью заданных режимных параметров процесса установить эти распределения невозможно. Поэтому в исследованиях обычно изучаются суммарные эффекты, заключающиеся в величинах  $C_0$  и  $U_{2j}$ .

Опытные соотношения (56) и (57) по форме совпадают с уравнением модели потока дрейфа (44). При этом параметр распределения оказывается равным  $C_0 = 1,2$  для снарядного и пузырькового потоков со степенным распределением газосодержания и максимумами на оси канала.

Этот результат соответствует данным других исследователей [3]. В работе [12] для параметра распределения предлагается

$$C_0 = 1,2 - 0,2 \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}, \quad (59)$$

а в работе [13]  $C_0 = 1,13$  — для пузырькового и  $C_0 = 1,24$  — для снарядного потоков.

В трубах большого диаметра  $d = 100$  мм обнаружены меньшие значения  $C_0$  и их снижение в пузырьковом потоке при уменьшении  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  [14]:

$$C_0 = 0,934 (1 + 1,42 \langle \bar{\varphi} \rangle). \quad (60)$$

В другом исследовании [15] (в трубе большого диаметра  $d = 73,9$  мм в снарядном режиме) установлено  $C_0 = 1,2$ , а в пузырьковом режиме также наблюдалось снижение параметра распределения. Для расчета  $C_0$  предлагается формула

$$C_0 = 1 + 2,6 \sqrt{f}, \quad (61)$$

где  $f$  — коэффициент трения Фаннинга.

Рухани [16] предложил

$$C_0 = 1 + 0,2 (1 - x_p) \left( \frac{g d \rho_1^2}{W_p^2} \right)^{0,25}. \quad (62)$$

Данные по  $C_0$  более ранних исследований можно найти в обзорax [6, 16, 17], а для каналов различной конфигурации — в [18]. В целом из этих сопоставлений ясно, что эмпирические зависимости (56) и (57) по форме соответствуют модели потока дрейфа (44) и удовлетворительно согласуются количественно с данными других исследований по величине параметра распределения  $C_0$ .

В пузырьковых потоках с седлообразным распределением газосодержания или при кипении недогретой жидкости параметр распределения уменьшается до 1,0 и менее [19; 21].

## 6.2. Среднезвешенная дрейфовая скорость

Дрейфовая скорость  $U_{2j}$  по данным работы [3] зависит от структуры потока. Для снарядного течения она отождествляется со скоростью подъема снарядов в трубе, заполненной жидкостью, при условии, что диаметр трубы  $d$  в 7–10 раз больше капиллярно-гравитационной длины  $l_{\sigma} = \sqrt{6/g(\rho_1 - \rho_2)}$  (или при числах Этвеша

$\epsilon \sigma \equiv \left( \frac{d}{l_{\sigma}} \right)^2 = \frac{g d^2 (\rho_1 - \rho_2)}{6} \geq 49 \div 100$ , это условие выполнялось в опытах [8]).

Тогда скорость всплытия снарядов можно рассчитать по теоретической формуле [3; 5]

$$u_{2j} = 0,35 \sqrt{gd \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}} \quad (63)$$

Оценка этой величины для трубы диаметром  $d = 21$  мм дает значение  $0,159$  м/с, что также совпадает с опытной формулой (56). В трубах малого диаметра, если  $\frac{d}{2} < l_6$ , силы поверхностного натяжения больше архимедовой силы всплытия, и крупный пузырь или снаряд должен удерживаться прилипшим к стенке трубы ( $U_{2j} = 0$ ).

При пузырьковой структуре течения дрейфовую скорость обычно связывают со скоростью всплытия одиночных пузырей  $v_\infty$  в большом объеме невозмущенной жидкости. Эта скорость (рис.13) [24] резко увеличивается с ростом диаметра малых практически сферических пузырей и до  $d_{пуз} < 0,5$  мм она определяется из условия равенства архимедовой силы всплытия и силы сопротивления вязкостным законом Стокса

$$u_\infty = \frac{g(\rho_1 - \rho_2) d_{пуз}^2}{\mu_1 B} \quad (64)$$

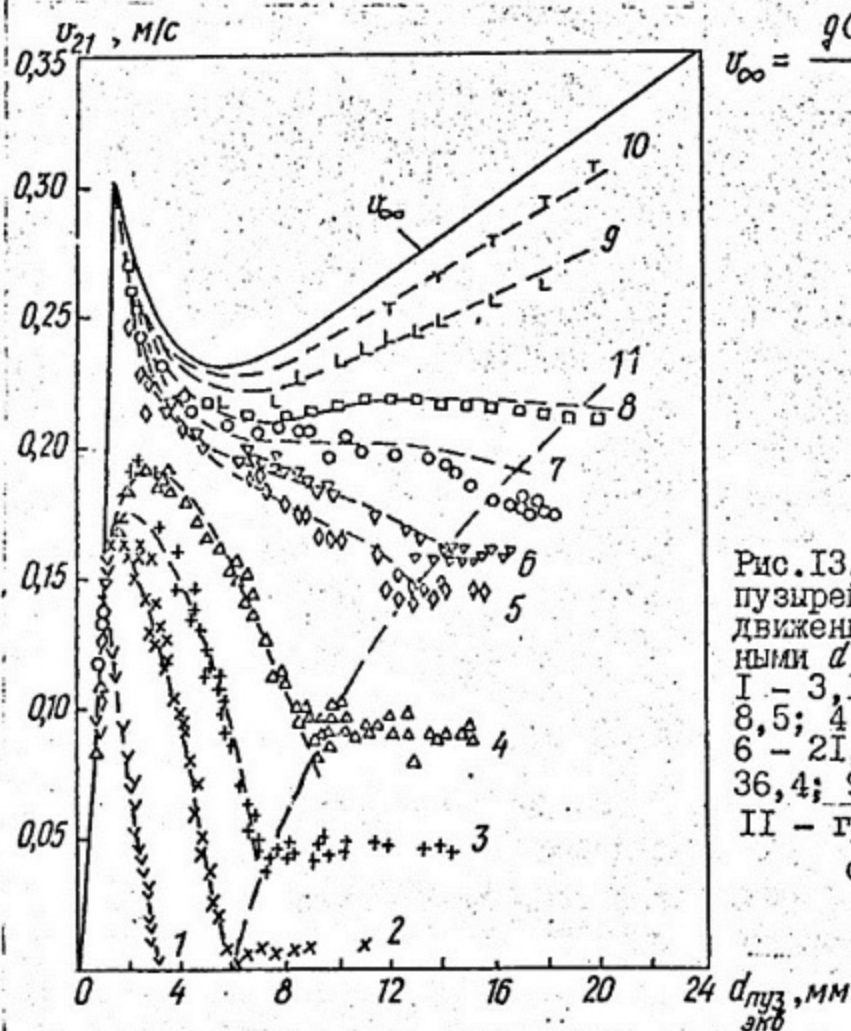


Рис.13. Влияние размеров пузырей на скорость их движения в каналах с разными  $d$ , мм [24]:  
 I - 3,1; 2 - 5,0; 3 - 8,5; 4 - II,9; 5 - 18,4; 6 - 21,8; 7 - 27,7; 8 - 36,4; 9 - 69,0; 10 - 152,5;  
 II - граница снарядной структуры

где  $\mu_1$  — динамическая вязкость жидкости; константа  $B = 12$  для чистых жидкостей и  $B = 18$  для жидкостей с содержанием поверхностно-активных веществ. Последние приближают газовые пузыри по характеру межфазного взаимодействия к твердым шарикам и вызывают снижение скорости всплытия. Характер обтекания малых пузырьков жидкостью при небольших  $v_\infty$  оказывается ламинарным, безотрывным. С укрупнением пузырей их форма начинает отклоняться от сферической, напоминая сплюснутый эллипсоид. В этом случае используется эквивалентный по объему диаметр пузырей. Характер обтекания пузырька по-прежнему остается безотрывным. В области за максимумом  $v_\infty$  ( $d_{\text{пуз}} \gtrsim 1,5$  мм) начинается постепенный переход от формы пузырей типа сплюснутый эллипсоид к форме типа сферический сегмент (грибообразная форма). Обтекание пузыря становится отрывным. Форма пузыря пульсирует, движение пузырей определяется силами поверхностного натяжения, инерции и гидродинамического сопротивления, последнее в свою очередь определяется главным образом сопротивлением формы. Пузыри всплывают по винтообразной (зигзагообразной) траектории. Скорость пузырей в этой широкой переходной области уменьшается не столь существенно при увеличении их эквивалентного диаметра (до  $d_{\text{пуз}} \approx 5$  мм) и может быть вычислена [3] по формуле

$$v_\infty = A \left[ \frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1^2} \right]^{1/4}, \quad (65)$$

где  $A = 1,53$  по работе [22] и  $A = 1,18$  по [23].

За минимумом скорости  $v_\infty$  ( $d_{\text{пуз}} > 5$  мм) крупные пузыри принимают устойчивую форму практически правильного сферического сегмента и быстро достигают уровня стационарной скорости всплытия

$$v_\infty \approx 0,74 \sqrt{g d_{\text{пуз}} \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}}.$$

Однако относительная скорость подъема пузырей в вертикальных каналах  $v_{21}$  при условии  $d_{\text{пуз}}/d > 0,1$  оказывается меньше  $v_\infty$  [24] из-за тормозящего воздействия стенок (см. рис. 13). Кривая зависимости  $v_{21}$  от  $d_{\text{пуз}}$  после максимума ( $v_\infty^{\text{max}}$  для воды  $\sim 0,25$  м/с) существенно изменяется по сравнению со всплытием одиночного пузыря в воде с неограниченным объемом. В трубах малого диаметра ( $d < 10$  мм)  $v_{21}$  резко снижается до уровня, характерного для всплытия снарядов по формуле (63) и даже до полной остановки пузыря. В трубах большего диаметра разница между  $v_\infty^{\text{max}}$  и расчетом по уравнению (63) невелика, и кривая  $v_{21} =$

$= f(d_{\text{пуз}})$  достаточно полого. Так, при диаметрах труб  $d = 21$  мм уменьшение  $u_{2j}$  ( $d_{\text{пуз}} > 1,5$  мм) происходит с 0,2 до 0,16 м/с. Оценка  $u_{2j}$  для пузырьков по формуле (65) при  $A=1,18$  дает 0,194 м/с, а для снарядов по выражению (63) будет составлять 0,159 м/с. С одной стороны, эти величины  $u_{2j}$ , если их отождествлять с  $U_{2j}$ , объясняют некоторое различие предложенных опытных зависимостей (56) и (57). С другой стороны, относительная количественная близость оценок  $u_{2j}$  для пузырьков и снарядов, а также рассмотренный ниже тормозящий эффект взаимодействия всплывающих пузырей, уменьшающий  $u_{2j}$ , позволяют понять, почему практически не заметен переход от пузырькового течения к снарядному на рис. 3, 4, 6, 7.

Кроме тормозящего эффекта стенок, на всплытие пузырей оказывают влияние турбулентные возмущения в жидкости от соседних всплывающих пузырей. С учетом взаимодействия пузырей в работе [3] рекомендуется для малых пузырей

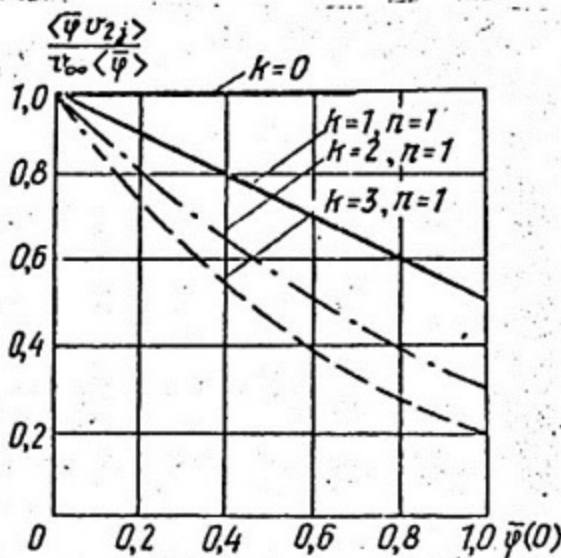


Рис. 14. Безразмерные средневзвешенные дрейфовые скорости в функции показателей  $k$  и  $n$

выражения (69) можно получить средний по сечению эффект взаимодействия пузырей. Результаты расчетов [3] иллюстрируются на рис. 14. Видно, что если локальная дрейфовая скорость  $u_{2j}$  зависит от локального газосодержания, то величина средневзвешенной дрейфовой скорости  $U_{2j}$  меньше соответствующей величины  $u_{\infty}$  уравнения (65) для всплывающего одиночного пузыря. Этот эффект также сближает

$$u_{2j} = u_{\infty} (1 - \bar{\psi})^3 \quad (66)$$

и для больших пузырей

$$u_{2j} = u_{\infty} (1 - \bar{\psi})^{5/2} \quad (67)$$

Если принять в общем виде

$$u_{2j} = u_{\infty} (1 - \bar{\psi})^k, \quad k = 0 \div 3, \quad (68)$$

то можно оценить, как сказывается взаимодействие пузырей на величине дрейфовой скорости  $U_{2j}$  по равенству (40):

$$U_{2j} = \frac{\langle \bar{\psi} u_{2j} \rangle}{\langle \bar{\psi} \rangle} = \frac{1}{\langle \bar{\psi} \rangle F} \int_F u_{\infty} \bar{\psi} (1 - \bar{\psi})^k dF. \quad (69)$$

Допуская, что профиль локального газосодержания задается формулой (45) и, учитывая связь (58), из

рассчитанные величины  $U_{2j} / U_{см}$  в пузырьковом (65) и снарядном (63) режимах течения.

Кроме того, в соотношениях (68), (69) надо было бы строже использовать не  $u_{\infty}$ , а  $u_{21}$ , т.е. учитывать тормозящий эффект стенок канала по данным работы [24] (см. рис. 13).

Аналогичное качественное взаимовлияние всплывающих пузырей в общем виде для  $U_{2j}$  констатируется в работах [12, 16]. Рекомендуемые в них формулы соответственно

$$U_{2j} = \sqrt{2} \left[ \frac{q_5 (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1^2} \right]^{1/4} (1 - \langle \bar{\psi} \rangle)^{1,75}, \quad (70)$$

$$U_{2j} = 1,18 [6q (\rho_1 - \rho_2)]^{1/4} \frac{1 - x_p}{\rho_1^{0,5}}. \quad (71)$$

Спектр размеров пузырей в потоке заранее не известен, поэтому весьма затруднительно вычисление  $U_{2j}$  осуществить по равенству (69) с учетом тормозящего эффекта стенок канала (см. рис. 13). Учитывая то обстоятельство, что  $u_{21}$  в широкой области изменения диаметров канала изменяется не очень сильно, а также учитывая, что большая часть пара в реальном потоке переносится крупными пузырями, целесообразно для практических расчетов использовать некоторую осредненную скорость  $u_{21}$  или  $U_{2j}$ . Для этих целей вполне приемлемо соотношение (70), учитывающее изменение  $U_{2j}$  в зависимости от  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и через физические параметры от давления.

### 6.3. Общий вид формулы для истинного газосодержания на основе модели потока дрейфа

Расчет  $\langle \bar{\psi} \rangle$  по формуле (56) ограничен как по виду газожидкостной смеси (вода-воздух, вода-водяной пар), так и по давлению, т.е. по соотношению  $\rho_2 / \rho_1$  при  $P \leq 4$  МПа.

Для других двухкомпонентных смесей в более широкой области давлений можно воспользоваться данными работы [12]:

$$\frac{\beta}{\langle \bar{\psi} \rangle} = (1,2 - 0,2 \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}) + \frac{U_{2j}}{U_{см}}, \quad (72)$$

которая для смеси вода-воздух и вода-пар в исследованной области [8] практически совпадает с формулами (56) и (57).

Используя для дрейфовой скорости формулы (63) и (70), а также представляя в безразмерном виде в зависимости от критериев подобия  $Fr_{см}$  и  $Co$ , получим:

$$\frac{U_{2j}}{U_{CM}} = \frac{0,35}{U_{CM}} \sqrt{gd \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}} = \frac{0,35}{Fr_{CM}^{0,5}} \cdot \left( \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \right)^{0,5} \quad (73)$$

при  $\langle \bar{\psi} \rangle \gg 0,2$  — для снарядного режима течения и

$$\frac{U_{2j}}{U_{CM}} = \frac{\sqrt{2}}{U_{CM}} \left( \frac{6g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1^2} \right)^{1/4} (1 - \langle \bar{\psi} \rangle)^{1,75} = \frac{\sqrt{2}(1 - \langle \bar{\psi} \rangle)^{1,75}}{Fr_{CM}^{0,5} \varepsilon \ddot{\sigma}^{0,25}} \left( \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \right)^{0,5} \quad (74)$$

при  $\langle \bar{\psi} \rangle < 0,2$  — для пузырькового режима течения. Здесь

$$Fr_{CM} \equiv \frac{U_{CM}^2}{gd} \quad (75)$$

и

$$\varepsilon \ddot{\sigma} \equiv \frac{gd^2(\rho_1 - \rho_2)}{\sigma} \quad (76)$$

Расчетные зависимости (72), (74), сохраняя структуру модели потока дрейфа и физический смысл аддитивности эффектов проскальзывания, в то же время соответствуют надежным экспериментальным данным. Это позволяет с успехом использовать формулы (72)–(74) для вертикальных подъемных потоков в следующем диапазоне:

$$\beta = (0-90)\%, \quad Fr_{CM} = 0,02 \div 200, \quad \varepsilon \ddot{\sigma} \geq 50.$$

#### 7. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ЛОКАЛЬНОГО ГАЗСОДЕРЖАНИЯ

Предложенные выше зависимости для  $C_0$  и  $U_{2j}$  на основе модели потока дрейфа и экспериментальных данных, хотя и являются полезными с практической точки зрения, все же не полностью реализуют потенциальные возможности двумерного описания. Наиболее радикальным в этом отношении является исследование профилей  $\bar{\psi}(r)$  и  $j(r)$  или точнее  $\bar{\psi}(r)$ ,  $u_1(r)$  и  $u_2(r)$  с целью нахождения параметра распределения  $C_0$  и дрейфовой скорости  $U_{2j}$  на основе реальных распределений локальных характеристик двухфазного потока. К сожалению, объем этой информации, накопленный в исследованиях, явно недостаточен, что объясняется большей сложностью подобных измерений и обобщения их результатов [10]. Однако на основе распределения локального газосодержания (см. рис. 10–12) [8] можно сделать некоторые полезные выводы. Зубер и Финдлей [3] предложили для течения в трубе гипотезу о подобии распределения  $\bar{\psi}(r)$  и  $j(r)$ , т.е.  $m = n$ . Тогда из равенств (48) и (49) при  $\bar{\psi}(r_0) = 0$

$$\frac{\langle \bar{\psi} \rangle}{\bar{\psi}(0)} = \frac{n}{n+2}, \quad (77)$$

$$C_0 = \frac{2}{1 + \frac{\langle \bar{\psi} \rangle}{\bar{\psi}(0)}} \quad (78)$$

Используя данные на рис. 10, 11 и 12 и формулу (78), можно определить  $C_0$ . Расчеты, выполненные с учетом этой гипотезы, показывают, что параметр распределения оказывается зависящим от  $\langle \bar{\psi} \rangle$  и  $U_{CM}$ , что противоречит опытным данным, где  $C_0 = 1,2$ . В пузырьковом режиме по этим расчетам получалось, что  $C_0$  должен изменяться от 1,3 до 1,15 (при увеличении  $\langle \bar{\psi} \rangle$  от 0,03 до 0,2); в снарядном — от 1,14 до 1,06, что тоже противоречит опыту.

По-видимому, гипотеза  $m = n$  неудачна. Возьмем, к примеру, пузырьковый режим:  $U_{CM} = 1,1$  м/с (см. рис. 12) в области  $\langle \bar{\psi} \rangle = 0,05 \div 0,2$ ; показатель степени  $n$  меняется от 1,8 до 3,4 и, чтобы  $C_0 = 1,2$ ; показатель степени  $m$  должен изменяться по формуле (47) соответственно от 6,2 до 4,6; что явно не соответствует гипотезе  $m = n$ .

Действительно, по данным ряда исследований профили скоростей фаз и, значит,  $j(r)$  изменяются по сечению трубы не очень резко. Если принять профиль  $j(r)$  по соотношению (46) с  $m = 7$ , т.е. хорошо заполненным, по характеру соответствующим турбулентным течениям, то зависимость  $C_0$  от  $\langle \bar{\psi} \rangle$ , получающаяся по расчетам при задании  $m$ , уменьшается; но вместе с этим абсолютные значения  $C_0$  падают ниже уровня 1,2, установленного в опытах.

Для пузырькового режима лишь в первом приближении можно рекомендовать  $m \approx 5$ . Сказанное относится только к той области режимных характеристик, где наблюдались профили газосодержания с максимумами на оси трубы.

Для снарядной структуры неприемлемыми являются обе гипотезы:  $m = n$  и  $m = const$ . При малых скоростях смеси, в том числе при режимах, близких к барботажным, непригодной оказывается даже форма профиля (46). Это хорошо видно при профилях газосодержания с  $n > 8$  (см. рис. 12). В этом случае получить параметр распределения  $C_0 = 1,2$  по формуле (47) можно лишь при распределении  $j(r)$  с  $m < 0$  или при распределении  $j(r)$ , у которого вблизи стенки трубы имеется резкий отрицательный минимум  $j(r)$ . Это можно интерпретировать при снарядном течении как указание на то, что кольцевая пленка жидкости вокруг снаряда течет вниз. Такой ход зависимости  $j(r)$  с отрицательным минимумом у стенки физически вполне реален, так как вблизи стенки плотность объемного потока смеси определяется главным образом скоростью жидкой фазы.

На основе разработанной в [8] параметрической модели для структуры снарядного течения удалось также независимо показать, что в режимах с большими скоростями смеси пленка жидкости вокруг снаряда реверсирует и начинает течь вверх спутно с газовым снарядом. Граница реверса пленки по этим данным соответствует  $l < 8$  (см. рис. 12). Это вполне согласуется с анализом, сделанным выше. К сожалению, прямые опытные данные по распределению  $j(r)$  при снарядном режиме практически отсутствуют, и непосредственное определение  $C_0$  по двум распределениям  $\bar{\varphi}(r)$  и  $j(r)$  пока невозможно.

Распределение плотности объемного потока на опыте непосредственно никогда не измеряется, а вычисляется по распределениям локального газосодержания и локальных скоростей фаз (см. формулу (28)). Это позволяет считать, что от неудобного распределения плотности объемного потока смеси  $j(r)$  целесообразно вообще отказаться, перейдя к использованию распределений непосредственно измеряемых локальных скоростей фаз. В свою очередь такой переход требует и модификации основного уравнения модели потока дрейфа; при этом математический аппарат модифицированных моделей потока дрейфа оказывается более сложным [8].

## 8. ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ИСТИННОГО ГАЗСОДЕРЖАНИЯ

Несмотря на успехи двумерного описания двухфазных потоков и разработанную модель потока дрейфа эмпирические формулы для  $\langle \bar{\varphi} \rangle$ , основанные на одномерных представлениях и не дифференцирующие оба механизма проскальзывания, по-прежнему широко используются в расчетной практике и включены в соответствующие руководящие технические материалы (РТМ) или нормы расчета, справочники. Сводки формул и сравнительный анализ этих расчетных рекомендаций произведен в работах [9, 17, 25-30].

Ниже, в качестве справки, представлены наиболее часто упоминаемые в отечественной литературе расчетные рекомендации.

I. Для широкого спектра сочетаний жидкость-газ, когда физические параметры (динамическая вязкость, плотность, поверхностное натяжение) двухкомпонентной смеси могут изменяться в очень широких пределах, наиболее пригодны расчетные соотношения, рекомендуемые в работе [9].

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \left[ 1 - (1 - \bar{k}) \frac{a - \beta}{b - \beta} \right] \beta. \quad (79)$$

Эмпирические константы  $a$  и  $b$  здесь позволяют учесть режим течения. При пузырьковом и снарядном течении  $a = b$  и зависимость (79) упрощается

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \bar{k} \beta. \quad (80)$$

При кольцевом течении  $b = 1,04$  и  $a = 1,04 - 0,03 \frac{Fr_{CM}}{Fr_*}$ , если

$$Fr_{CM} \leq Fr_* \quad (81)$$

и  $a = 1 + 0,01 \frac{Fr_{CM}}{Fr_*}$ , если  $Fr_{CM} \geq Fr_*$ . (82)

Здесь  $Fr_* \equiv \frac{U_*^2}{gd}$  — число Фруда, определяющее границу двух режимов. В первом (формула (81)) пленка жидкости опускается по стенке вертикального канала вниз, а газ в центре трубы течет вверх, во втором (формула (82)) течение пленки "опрокинуто" и она течет спутно с газом вверх. Скорость опрокидывания находится из соотношения

$$U_* = 3,3 \left[ \frac{g\sigma}{\rho_1 - \rho_2} \cdot \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^2 \right]^{0,25}. \quad (83)$$

Величина коэффициента  $\bar{k}$  определяется по формуле

$$\bar{k} = k \cdot \left[ 1 - \exp(-4,4 \sqrt{\frac{Fr_{CM}}{Fr_a}}) \right]. \quad (84)$$

Он учитывает влияние соотношения динамических вязкостей газа и жидкости  $\mu_2/\mu_1 = \bar{\mu}$  (через  $\bar{k}$ ) и влияние скорости смеси (квадратные скобки). Здесь  $Fr_{CM} = U_{CM}^2/(gd)$ , и  $Fr_a = \frac{U_a^2}{gd}$  — число Фруда, соответствующее минимальной скорости смеси  $U_a$ , начиная с которой проявляется автомодельность  $\langle \bar{\psi} \rangle$  по  $U_{CM}$ . При больших скоростях смеси  $U_{CM} \gg U_a$ , поэтому  $\bar{k} = k$ ; при  $Fr_{CM} < Fr_a$  получаем  $\bar{k} < k$ .

Значение числа Фруда, соответствующее границе области автомодельности  $\beta/\langle \bar{\psi} \rangle$  по  $U_{CM}$ , можно определить по формуле

$$Fr_a = \left( 1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) Ga^{1/3} \quad \text{при } Ga = 3 + 200 \quad (85)$$

$$Fr_a = 2 \cdot 10^{-5} \left( 1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) Ga \quad \text{при } Ga = (1,6 \div 40) \cdot 10^5. \quad (86)$$

Число Галилея вычисляется из уравнения

$$Ga = \frac{g}{\nu_1^2} \left( \frac{\sigma}{g\rho_1} \right)^{3/2}. \quad (87)$$

Величина коэффициента  $k$  находится по формулам (88)

$$k = 0,35 + 1,4 \sqrt[4]{\bar{\mu}} \quad (\bar{\mu} \leq 0,01), \quad (88)$$

$$k = 0,77 + 0,23 \sqrt{\bar{\mu}} \quad (\bar{\mu} \geq 0,01). \quad (89)$$

В частности, в автомоделной области для водовоздушных смесей при атмосферном давлении по этим соотношениям при  $Fr_{см} \geq 4$

$$k \cong 0,83; \quad \langle \bar{\psi} \rangle = 0,83 \beta. \quad (90)$$

Соотношения (90) справедливы и для высокоскоростных пароводящих смесей нераскисших давлений ( $\rho_1 \gg \rho_2$ ).

2. В случае адиабатного вертикального подъемного течения (необогреваемые каналы) пароводящей смеси в работе [31] рекомендуется равенство для среднего по сечению коэффициента скольжения фаз

$$S = 1 + 13,5 \left(1 - \frac{P}{P_{кр}}\right) Fr^{-5/12} Re^{-1/6}, \quad (91)$$

а истинное паросодержание предлагается определять по формуле (15). Здесь числа Фруда и Рейнольдса определяются через массовую скорость потока  $W_p$ , измеряемую в  $кг/(м^2 \cdot с)$ , и характерный размер  $L$ ,

$$L = \begin{cases} d & \text{при } 7l_c < d < 20l_c \text{ или } \varepsilon \ddot{\sigma} = \left(\frac{d}{l_c}\right)^2 = 49 \div 400 \\ 22l_c & \text{при } d > 20l_c \text{ или } \varepsilon \ddot{\sigma} \geq 400, \end{cases} \quad (92)$$

где  $l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}}$  — капиллярно-гравитационная длина,  $d$  — внутренний диаметр канала,  $P$  и  $P_{кр}$  — рабочее и критическое давления жидкости в смеси,

$$Re = \frac{W_p L}{\mu}, \quad (93)$$

$$Fr = \frac{W_p^2}{g \rho_1^2 L}. \quad (94)$$

Для вертикальных труб и кольцевых каналов при числах Этвоща  $\varepsilon \ddot{\sigma} < 49$  коэффициент скольжения практически не зависит от массовой скорости и геометрических параметров:

$$S \cong \left(P/P_{кр}\right)^{-0,38}. \quad (95)$$

Рекомендация [31] (формулы (91)–(95)) применяется в диапазоне давлений  $P = 1 \div 22$  МПа,  $W_p = 400 \div 3500$   $кг/(м^2 \cdot с)$ .

3. Для стабилизированного равновесного пароводяного подъемного потока в вертикальных трубах удобно использовать

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = C\beta, \quad (96)$$

где  $C = f(P, U_{CM})$  — коэффициент пропорциональности, определяемый по номограмме [32] в зависимости от средней скорости смеси в канале и давления (рис. 15).

При  $\beta \leq 0,9$  значения  $C$  находятся по номограмме рис. 15, а; при  $\beta > 0,9$  значения  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  определяются по номограмме рис. 15, б и по значениям коэффициента  $C$  из номограммы рис. 15, а. При скоростях смеси более 3,5 м/с (автомодельная по  $U_{CM}$  область) коэффициент  $C$  должен приниматься неизменным и соответствующим  $U_{CM} = 3,5$  м/с.

4. Для наклонных труб скольжение рассчитывается по соотношению [31]

$$S_H = S \cdot K_\alpha = S \left[ 1 + (1 - 5 \cdot 10^{-6} Re_1) \left( 1 - \frac{\alpha}{90^\circ} \right) \right], \quad (97)$$

где  $S$  определяется по формулам (91)–(94);  $K_\alpha$  — поправочный коэффициент на влияние угла наклона трубы к горизонту  $\alpha$ , град;  $Re_1 = \frac{W_p \cdot d}{\mu_1}$ . При больших скоростях циркуляции  $Re_1 \geq 2 \cdot 10^5$  влияние наклона трубы не проявляется и  $K_\alpha = 1$ .

5. Для опускного адиабатного течения пароводяного потока в вертикальном канале истинное объемное паросодержание предлагается [32] определять по формуле

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = \frac{\beta}{1 + 2,66 d_3^{1,4} \left( 1 - \frac{P}{P_{кр}} \right) e^{\beta(\beta - \beta_{гр})} (1 - \beta)}, \quad (98)$$

в которой  $\beta_{гр} = (1 + 0,382 Fr_1^{3/2})^2$ ;  $Fr_1 = \frac{(W_p)^2}{\rho_1^2 g d_3}$ ;  $d_3$  измеряется в метрах.

6. При продольном подъемном обтекании пучков стержней [31] истинное паросодержание  $\langle \bar{\varphi} \rangle$  определяется по формуле (15), где для коэффициента скольжения рекомендуется

$$S = 1 + 2,27 \left( 1 - \frac{P}{P_{кр}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\rho_1}{W_p} \right)^{0,7}. \quad (99)$$

Это соотношение справедливо для сборок с 3 + 19 стержнями при давлении  $P = 2 + 10$  МПа; массовых скоростях  $W_p = 100 + 1000$  кг/(м<sup>2</sup>·с) и эквивалентных диаметрах канала  $d_3 = 6,7 + 17,7$  мм; размерность  $\rho_1$  — это кг/м<sup>3</sup>. Эквивалентный диаметр  $d_3$  опре-

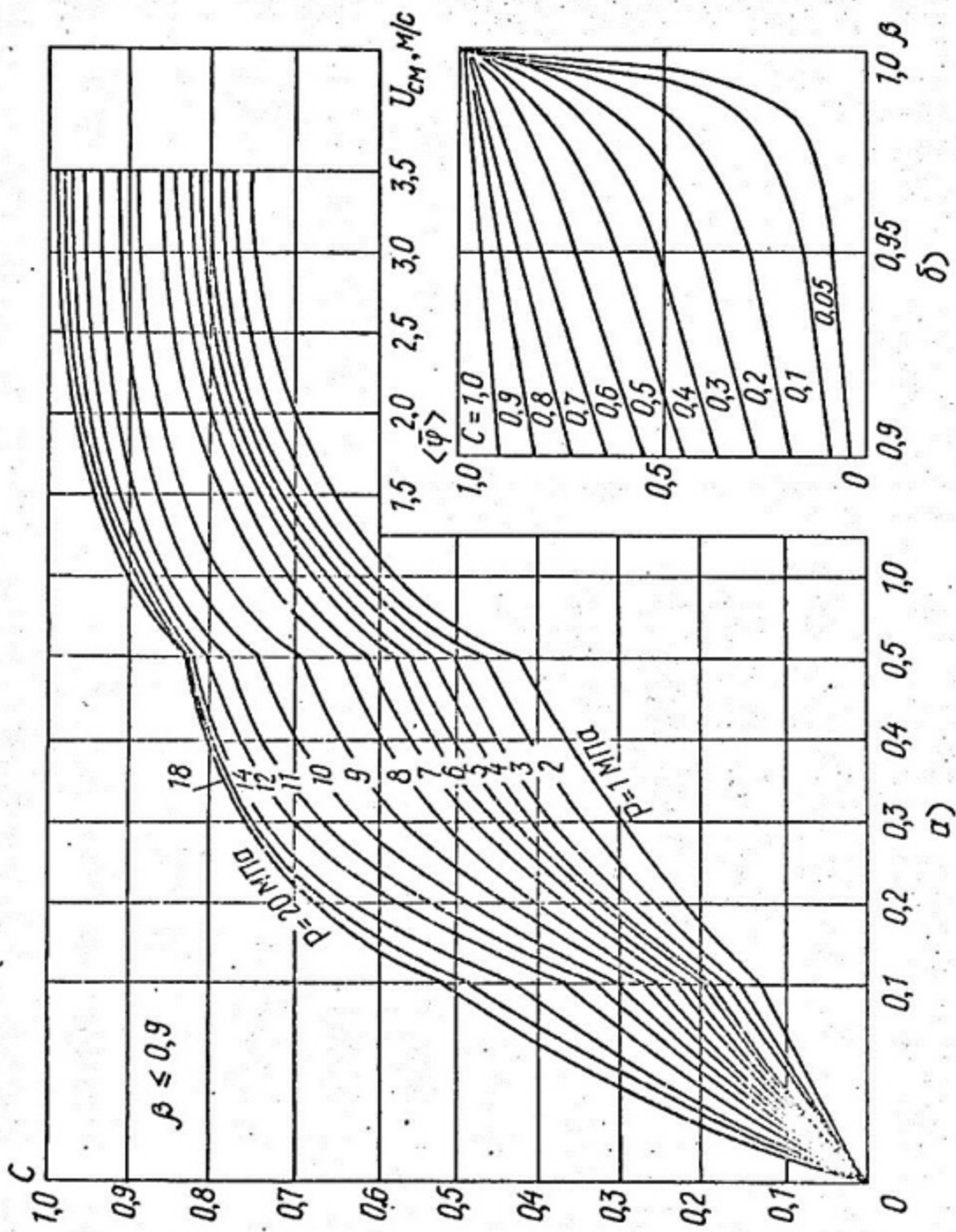


Рис. 15. Номограмма для определения истинного объемного паросодержания при подъемном течении паропроходящего потока в вертикальных трубах

деляется, как обычно, соотношением поперечного сечения канала  $F$  и смоченного периметра  $\Pi_{\text{см}}$

$$d_{\text{э}} = 4 \frac{F}{\Pi_{\text{см}}} \quad (100)$$

7. В диапазоне давлений  $1,96 \leq P \leq 7$  МПа, скоростей циркуляции  $U_0 > 0,3$  м/с истинные объемные паросодержания при поперечном обтекании шахматных и коридорных пучков вертикальным пароводяным потоком рекомендуется [32] определять по формулам

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \frac{\beta}{1,3 + 0,035(1-\beta) \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2}} + \frac{0,65 - 0,04\beta}{U_{\text{см}}}} \quad \text{при } \beta \leq 0,85 \quad (101)$$

и

$$\langle \bar{\psi} \rangle = \frac{\beta}{1 + (0,65 - 0,04\beta)/U_{\text{см}}} [0,5 + 1,66(\beta - 0,7)] \quad \text{при } \beta \geq 0,85, \quad (102)$$

размерность  $\beta$  — это МПа,  $U_{\text{см}}$  измеряется в м/с.

В заключение необходимо заметить, что приведенные расчетные формулы необходимо использовать лишь в рекомендуемом диапазоне режимных параметров или безразмерных критериев.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Похвалов Ю.Е., Деев В.И., Корсун Л.С. Расходные и истинные теплогидравлические характеристики паров, газожидкостных потоков в каналах. М.: МЭИ, 1990, 20 с.
2. Похвалов Ю.Е., Каблин А.И. Измерение вероятностного локального паросодержания в трубе // Теплоэнергетика. 1981, N 7, с. 44-48.
3. Зубер, Финдлой. Средняя объемная концентрация фаз в системах с двухфазным потоком // Труды Американского общества инженеров механиков. — Теплопередача. 1965, N 4, с. 29-47.
4. Bankoff S.G. A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow // J. Heat Transfer, Trans. ASME. 1960, v.82, p.265-272.
5. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.

6. Nguyen V.T., Spedding P.L. Holdup in two-phase, gas-liquid flow. 1. Theoretical aspects // Chemical Engineering Science. 1977, v.32, N 9. 1003-1014.
7. Олехнович А.Н., Похвалов Ю.Е. Уравнения для расчета объемной концентрации фаз двухфазного потока // Вопросы теплофизики ядерно-энергетических установок. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.120-122.
8. Похвалов Ю.Е. Структурные характеристики снарядного и пузырькового восходящих потоков. Докторская диссертация. М.: МИФИ, 1988.
9. Движение газожидкостных смесей в трубах / Манаев В.А., Одишария Г.Э., Клелчук О.В. и др. М.: Недра, 1978.
10. Serizawa A., Kataoka I., Michioishi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow // Int. J. Multiphase flow. 1975, v.2, N 3, p.221-259.
11. Kokoryakov V.E., Kashinsky O.N. Local characteristics of upward gas-liquid flows // Int. J. Multiphase flow. 1981, v.7, N 1, p.63-81.
12. Mishima K., Ishii M. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1984, v.27, N 5, p.723-737.
13. Galaup J.P. Contribution a l'etude des methodes de mesure en ecoulement diphasique. Applications a l'analyse statistique des ecoulements a bulles: These doct L'Universite scientifique et medicale de Grenoble: et inst.hat polytechnique, Grenoble, 1975.
14. Clark N.N., Flemmer R.L. Predicting of the holdup in two-phase bubble upflow and downflow using the Zuber and Findlay drift-flux model. // AIChE J. 1985, v.31, N3, p.500-503.
15. Beattie D.R.H., Sugawara S. Steam-water void fraction for vertical upflow in a 739 mm pipe // Int. J. Multiphase Flow 1986, v.12, N 4, p.641-653.

16. Kouchani Z. Steady-state void fraction and pressure drop in water-cooled reactor // Two-phase flows and heat transfer applied nuclear reactor design problems. Washington e.a., 1979, p.241-273.
17. Sakaguchi T., et al. Volumetric fractions of each phase in gas liquid-solid two-phase flow // Mem. fac. eng. Kobe. Univer. 1986, N 33, p.73-102.
18. Sadalomi M., Sato Y., Saruwatari S. Two-phase flow in vertical noncircular channels // Int. J. Multiphase Flow. 1982, v. 8, N 6, p. 641-655.
19. Unal H.C. Void fraction and incipient point of boiling during the subcooled nucleate flow boiling of water // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1977, v.20, N 4, p.409-419.
20. Lahey R.T. Two-phase flow phenomena in nuclear reactor Technology // Departement of Nuclear Engineering Rensselaer Polytechnic Institute Troy, NY 1218. 1977.report NUREG / CR-// 0023, p.72-86.
21. Олехнович А.Н., Похвалов Ю.Е., Субботин В.И. Влияние распределения газосодержания по сечению на проскальзывание фаз в двухфазном потоке // Расчетные и экспериментальные методы в теплофизике ядерных реакторов. М.: Энергоиздат, 1982, с. 75-82.
22. Hargathy T.Z. Velocity of large drops and bubbles in media of infinite and of restricted extent // AIChE J. 1960, v.6, N 2, p.281-288.
23. Peebles F.N. Garber H.J. Studies of motion of gas bubbles in liquids // Chem. Engr. Progress. 1953, v. 49, N 2, p.88-97.
24. Кутателадзе С.С., Маленков И.Г., Чиннов Е.А. Результаты экспериментального изучения влияния стенок вертикального

канала на скорость всплытия одиночных пузырьков разного размера // Теплофизика и гидрогазодинамика процессов кипения и конденсации, мат. Всес. конф., Рига, сент., 1982. Рига, 1986, т.4, ч.2, с. 87-96.

25. Spedding P.L., Chen J.J.J. Holdup in two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. 1984, v.10, N 3, p.307-339.
26. Chen J.J.J. A further examination of void fraction in annular two-phase flow // Int. Jnt. J. Heat and Mass Transfer. 1985, v.29, N 11, p.1760-1763.
27. Mandhane J.M., Gregory G.A., Aziz K. Critical evaluation of holdup prediction methods for gas-liquid flow in horizontal pipes // J. of petroleum technology. 1975. August, p. 1017-1026.
28. Боришанский В.М., Андреевский А.А., Быков Г.С. и др. Истинное объемное газосодержание и потери напора в восходящем двухфазном потоке при атмосферном давлении // Труды ЦКТИ. 1976, вып.139, с.72-80.
29. Isbin H.S., Biddle D. Void-fraction relationships for upward flow of saturated, steam-water mixtures // Int.J. Multiphase Flow. 1979, v.5. N 4, p.293-299.
30. Klidonas G., Whalley P. B. A comparison between void fraction correlations for high pressure single component gas-liquid flows // 2 nd Int. conf on multiphase flow, London, England, 19-21 June 1985, p. 109-126.
31. Методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов ядерных энергетических установок // Руководящий технический материал, РТМ 1604.003-86. М.:ФЭИ, 1988.
32. Оборудование теплообменное АЭС, расчет тепловой и гидравлический // Руководящий технический материал, РТМ 109.031.05-84. Л. :НПО ЦКТИ, 1986.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Среднее по сечению паро-, газосодержание в термически равновесном потоке . . . . .	3
2. Локальное (вероятностное) газосодержание и его связь со средним по сечению и времени истинным объемным газосодержанием	7
3. Локальные и средневзвешенные скорости . . . . .	9
4. Модель потока дрейфа . . . . .	11
5. Результаты экспериментов по истинным паро-, газосодержаниям в вертикальном подъемном потоке . . . . .	17
5.1. Среднее истинное объемное газосодержание . . . . .	17
5.2. Профили газосодержания в потоке . . . . .	24
6. Анализ экспериментальных данных по истинным паро-, газосодержаниям с позиций модели потока дрейфа . . . . .	28
6.1. Параметр распределения $C_0$ . . . . .	28
6.2. Средневзвешенная дрейфовая скорость . . . . .	29
6.3. Общий вид формулы для истинного газосодержания на основе модели потока дрейфа . . . . .	33
7. Анализ экспериментальных данных по распределению локального газосодержания . . . . .	34
8. Эмпирические формулы для расчета истинного газосодержания	36
Список использованной литературы . . . . .	41



07561

Редактор М. В. Макарова  
Техн. редактор Е. Н. Кочубей  
Корректор Г. А. Станкевич

Тем. план 1991 г., поз. 35

Подписано в печать 23.10.91.

Формат 60×84 1/16

Объем п. л. 2,75

Уч.-изд. л. 3.0

Тираж 200 экз.

Изд. № 039-1

Цена 20 коп.

Заказ 1059

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.  
115409, Москва, Каширское шоссе, 31