

А. М. РОЗЕН, С. И. ГОЛУБ, И. Ф. ДАВЫДОВ

ОБ УНОСЕ ВЛАГИ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ЗЕРКАЛА БАРБОТАЖА

(Представлено академиком М. А. Стыриковичем 17 IV 1973)

Физическую картину уноса капельной влаги при барботаже можно представить следующим образом. На больших расстояниях от зеркала испарения в паровом потоке присутствуют лишь достаточно мелкие капли, скорость витания которых меньше скорости пара (транспортируемый унос). На небольших расстояниях от зеркала испарения находится значительное число крупных капель, выбрасываемых с поверхности при дроблении жидкости паром (подброс). Скорость витания этих капель превышает скорость движения пара. Поэтому, если высота сепарационного пространства превышает высоту подброса, то все эти капли падают обратно в кипящую жидкость. При меньшей высоте капли увлекаются потоком пара в пароотводящие трубы, вызывая загрязнение дистиллята или потерю продукта.

Вопросами теоретического и экспериментального изучения уноса капельной влаги занимались многие исследователи (¹⁻⁶). Однако в большинстве работ изучался общий унос без разделения его на транспортируемые и подбрасываемые капли. Делались попытки описать процесс уноса в этих зонах одним уравнением, что недостаточно обосновано. Обычно в качестве таких уравнений используются степенные функции (^{1, 3}), причем при анализе влияния отдельных параметров высказываются противоречивые мнения. Так, например, в работе (³) найдено, что в степенной функции зависимости относительного уноса ω от скорости легкой фазы w'' с уменьшением высоты сепарационного пространства показатель степени увеличивается; анализ данных работы (⁴) не подтверждает этого.

В настоящей статье описаны результаты экспериментального изучения уноса в зоне подброса в зависимости от двух основных факторов: скорости легкой фазы и расстояния от зеркала барботажа.

Исследования проводили на опытной установке, в которую входили колонка сечением 200×200 мм² (рис. 1), трубопроводы подачи воздуха и воды с контрольно-измерительными приборами и арматурой. Нижняя часть колонки была изготовлена из нержавеющей стали, верхняя из оргстекла. Компримированный воздух поступал в колонку через фильтр, где очищался от масла. Расход воздуха замеряли с помощью диафрагмы ДНК 10—100 и U-образных дифманометров, расход воды — ротаметром РС-7, температура воды и воздуха — лабораторными термометрами с ценой деления $0,1^\circ\text{C}$. Количество унесенной влаги измеряли с помощью ловушки, которая представляла собой трубку $\phi 57 \times 3,5$ мм² с дренажом для стока уловленных капель. В ловушку попадали только подбрасываемые капли при их падении, а транспортируемые с потоком воздуха удалялись в атмосферу. С помощью фиксатора ловушку можно было перемещать по высоте.

Ловушку устанавливали на заданном расстоянии z от сливной планки. Затем в колонку подавали воздух и воду. Количество воды во всех опытах было постоянным (1 м³/час). Излишки ее переливались через планку в трап. Скорость воздуха w'' изменялась в пределах 0,6—3,0 м/сек с интер-

валом 0,6 м/сек и расстояние z — в пределах 50—400 мм с интервалом 50 мм. При каждой скорости воздуха через 30 мин. производили 3—4 замера количества жидкости, поступающей в ловушку. Унос ω рассчитывался как отношение весовых скоростей уловленной влаги и воздуха. Свободное сечение дырчатого листа $F_{св}$ было подобрано таким, чтобы исключить провал жидкости через отверстия. В диапазоне $w''=0,6-1,4$ м/сек устанавливался лист с $F_{св}=3\%$, при $w''=1,4-3,0$ м/сек с $F_{св}=9\%$. Ве-

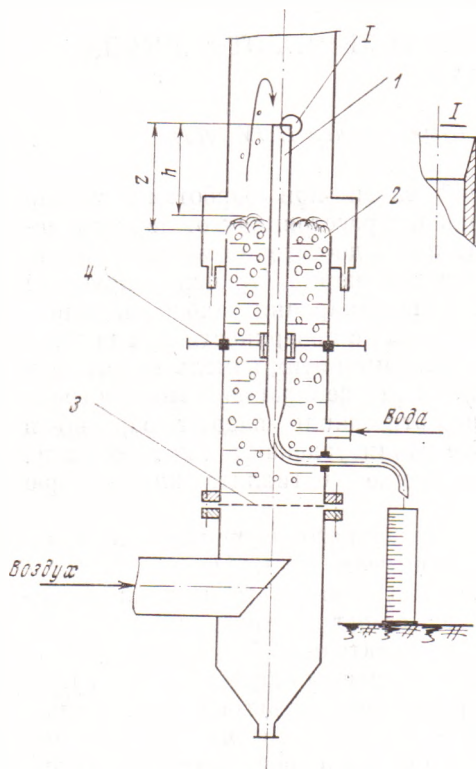


Рис. 1. Схема опытной колонки: 1 — ловушка, 2 — сливная планка, 3 — дырчатый лист, 4 — фиксатор

совой уровень жидкости на листе изменялся с изменением скорости воздуха от 200 до 120 мм. Расстояние от дырчатого листа до сливной планки 600 мм, средняя температура воды в опытах 16°С.

При обработке опытных данных оказалось, что зависимость уноса ω от скорости w'' воздуха при постоянной высоте сепарационного пространства h близка к степенной:

$$\omega = q(w'')^n. \quad (1)$$

Однако выяснилось, что показатель степени n зависит от h и, вопреки ожиданиям (3), по мере приближения к зеркалу барботаж уменьшается, более того при $h=0$ относительный унос практически не зависит от скорости воздуха, т. е. $n(0) \approx 0$ *

Как видно из рис. 2, зависимость n от h удовлетворительно описывается экспонентой

$$n(h) = n_{h \rightarrow \infty} [1 - \exp(-h/h_0')], \quad (2)$$

где $n_{h \rightarrow \infty}$ — значение n в зоне транспортируемого уноса при $h > h_n$, когда $\omega = \omega_{тр}$; $n_{h \rightarrow \infty} \approx 4,5$ (2, 5); $h_0' = 0,3$ м.

Величина q в уравнении (1) оказалась экспоненциальной функцией

высоты h . Соответственно уравнение для определения уноса на малых расстояниях от зеркала барботаж ($h < h_n = 400-500$ мм, h_n — высота подброса) имеет вид

$$\omega = \omega_0(w'')^{n(h)} \exp(-h/0,038), \quad (3)$$

где ω_0 — унос при $h=0$ ($\omega_0=4$ кг/кг), а $n(h)$ находится по уравнению (2). Как видно из рис 3, уравнение (3) совместно с уравнением (2) удовлетворительно описывает данные при $h < h_n$. При $h > h_n$ имеем $\omega = \omega_{тр}$; $\omega_{тр}$ слабо зависит от h (5) ($h_n = f(w'') = 300-700$ мм — высота подброса).

Таким образом, унос является сложной функцией исследованных параметров процесса w'' и h . Представить опытные данные в виде произведения степенных функций, как это сделано, например, в работе (1), не удалось. Однако известно, что в кипящем слое концентрация монодис-

* Найдено, что зависимости $\lg \omega = f(z)$ при $w = \text{const}$ (где z — расстояние от сливной планки до пробоотборника) описываются прямыми линиями. Эти линии при всех значениях скоростей пересекаются практически в одной точке (точке инверсии); в ней ω не зависит от скорости — см. кривую 1 на рис. 3. Эта точка соответствовала $z=50$ мм и была принята за $h=0$.

персных частиц экспоненциально зависит от высоты (7). Такую функцию можно применить и для полидисперсной системы капель (5). Тогда

$$\omega = \omega_0 \exp(-h/h_0) + \omega_{\text{тр}} \approx \omega_0 \exp(-h/h_0), \quad (4)$$

где h_0 — характерная высота, зависящая от скорости газа, а добавка $\omega_{\text{тр}}$ становится существенной лишь при $h \approx h_{\text{п}}$.

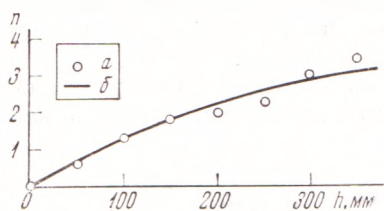


Рис. 2

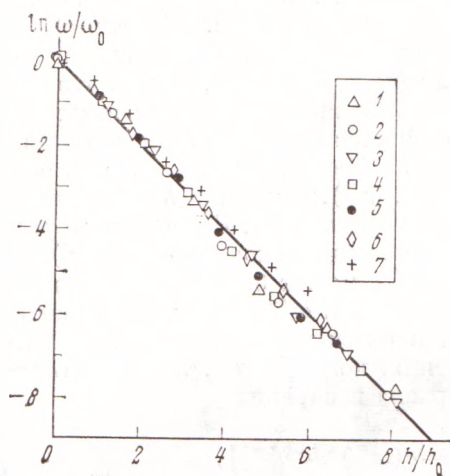


Рис. 4

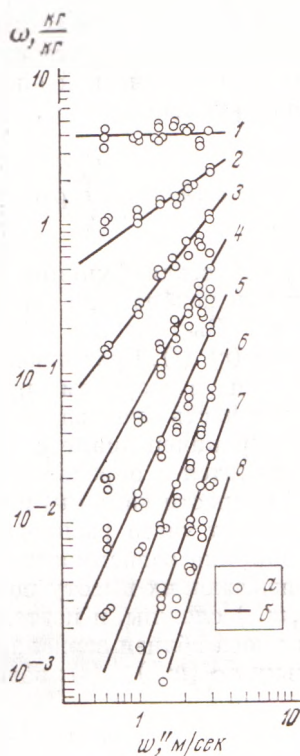


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость показателя степени n от высоты h separационного пространства: a — опытные точки; b — расчетная кривая по уравнению (2)

Рис. 3. Зависимость уноса ω от скорости воздуха w'' . Высота separационного пространства (мм): 1 — 0; 2 — 50; 3 — 100; 4 — 150; 5 — 200; 6 — 250; 7 — 300; 8 — 350. a — опытные точки; b — расчет по уравнению (2) и (3)

Рис. 4. Зависимость уноса ω от высоты h separационного пространства. Скорость воздуха (м/сек): 1 — 0,6; 2 — 1,0; 3 — 1,4; 4 — 1,8; 5 — 2,2; 6 — 2,6; 7 — 3,0

Полученные нами данные удовлетворительно описываются уравнением (4), если принять $\omega_0 = 4$, а $h_0 = 0,038 (w'')^{0,4}$ (см. рис. 4).

Формулы (3) и (4) описывают опытные данные примерно с одинаковой точностью, однако соотношение (4) проще.

Таким образом, экспериментально показано, что в исследованном диапазоне параметров ω_0 практически не зависит от скорости воздуха. Найденное значение $\omega_0 = 4$ кг/кг по порядку величины согласуется с результатами многих работ, в которых измерялось паросодержание ϕ по высоте барботажного слоя (соответствует $\phi = 99,5\%$).

Независимость ω_0 от w'' можно объяснить следующим образом. Концентрация капель в зоне подброса зависит от их начальной скорости вылета v_n и размера. Принимая, что действующая на каплю сила P про-

порциональна площади проекции капли, т. е. $P \sim d^2$, где d — диаметр капли и поскольку $m \sim d^3$, получим $v_n \sim d^{-1}$. (Если исходить из принципа равнораспределения начальной энергии капель, то получим $v_n \sim d^{-1.5}$. Однако зависимость $v_n \sim d^{-1}$ лучше согласуется с данными (2).) С ростом диаметра капли соответственно уменьшается и высота подброса $h \sim v_n^2 \sim d^{-2}$. Чем ближе к зеркалу барботажа, тем больше в спектре будет крупных капель (2). Но высота подброса крупных капель наименее чувствительна к скорости газового потока (6). Поэтому вблизи зеркала барботажа, где весовое количество крупных капель преобладает, скорость газа перестает быть определяющим фактором.

Путь к теоретической оценке подброса таков. Подброс на высоте h и транспортируемый унос (2, 5) представляют собой часть спектра капель

$$\omega(h) = \omega_0 \int_0^{r(h)} \rho(r) dr \approx \omega_0 [1 - \exp\{-(1/m)! d(h)/\bar{d}\}^m], \quad (5)$$

где $\rho(r)$ — весовая функция распределения, $r(h)$ — радиус капель, долегающих при подбросе до высоты h ; \bar{d} — средний размер капель у зеркала испарения. Выражение в квадратных скобках (5) хорошо описывает функцию $\rho(r)$ (5). Сравнивая с анализом в работе (5), видим, что отличие заключается в верхнем пределе интегрирования. Транспортируемый унос — это часть спектра капель, ограниченная диаметром витания, подброс же ограничен диаметром капель подброса $r(h) \geq r_{\text{вит}}$. Таким образом, задача сводится к определению $r(h, v_n, w'')$, так как $r(h)$ зависит от начальной скорости капли v_n и скорости пара w'' (6). Более точное рассмотрение требует учета распределения начальных скоростей $\rho(v_n, d)$.

В принципе зависимость $r(h, v_n, w'')$ может быть найдена из уравнений, связывающих высоту подброса с d , v_n и w'' (6). Однако зависимости $h(d, v_n, w'')$ сложны, и поэтому ограничимся здесь качественным рассмотрением уноса вблизи зеркала испарения, когда $h \sim d^{-2}$, так что $d(h) \sim h^{-0.5}$. Поскольку $\bar{d} \sim (w'')^{-1}$ (5): вблизи зеркала испарения

$$\omega = \omega_0 \{1 - \exp[-c(w'')^m h^{-0.5m}]\}. \quad (6)$$

Согласно (6), унос увеличивается с ростом w'' и уменьшением h ; при $h=0$ найдем $\omega = \omega_0$. Таким образом, уравнение (6) качественно правильно описывает процесс.

Поступило
12 III 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. С. Стерман, ЖТФ, т. 28, № 7 (1958). ² С. И. Голуб, Кандидатская диссертация, 1970. ³ С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович, Гидравлика газо-жидкостных систем, М.—Л., 1958. ⁴ М. А. Стырикович, В. А. Колокольцев, Теплоэнергетика, № 6 (1954). ⁵ А. М. Розен, С. И. Голуб, ДАН, т. 187, № 2 (1969). ⁶ С. И. Голуб, А. М. Розен, Теоретич. основы хим. технол., т. 6, № 3 (1972). ⁷ Н. И. Сыромятников и др., Тепло- и массообмен в кипящем слое, М., 1967.