

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

А. М. ГАСПАРЯН, Н. С. ИКАРЯН

СТЕСНЕННОЕ ПАДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Сообщение 4

Уточнение уравнений, описывающих стесненное падение  
монодисперсных сферических частиц

Наиболее признанным для определения скорости стесненного падения (осл) монодисперсных сферических частиц является уравнение [1]:

$$C = KC_0 m^n = KC_0 (1 - \epsilon)^n, \quad (1)$$

где  $C_0$  — скорость свободного падения частицы;  $m$  — пористость взвеси;  $\epsilon$  — объемная концентрация частиц во взвеси. Коэффициент  $K$  и показатель  $n$  в общем зависят от числа Рейнольдса и считаются постоянными для данного значения  $Re$ , определяемое выражением:

$$Re = \frac{C_0 d}{\mu}, \quad (2)$$

где  $d$  — диаметр частиц. Отсюда следует, что  $K$  и  $n$  не зависят от  $m$  или  $\epsilon$ . Показано [2], что это не всегда правильно, что при малых концентрациях ( $\epsilon < 0,05$ ) показатель  $n$  становится функцией от  $\epsilon$  и может, уменьшаясь, дойти до нуля и дальше стать отрицательной величиной. Однако для концентраций частиц больше 0,05, влияние  $\epsilon$  или  $m$  на  $n$  небольшое и для практических целей этим влиянием можно пренебречь. Все дальнейшие наши рассуждения и выводы касаются случаев с концентрацией выше 0,05 и мы исходим из условий:

$$n, K \neq f(\epsilon, m).$$

Различные авторы [3, 4, 5] предлагают разные экспериментальные значения для  $K$  и  $n$ . В ламинарной области для  $n$  предложены значения от 4,5 до 5 и более, а для турбулентной области от 2,3 до 2,65 и выше. Для переходной области, являющейся наиболее важной, некоторые авторы [5, 6] дают усредненные значения для  $n$ , а другие [1, 3] справедливо считают, что:

$$n = f(Re), \quad (3)$$

В различных авторов значение этой функции разное.

Относительно коэффициента  $K$  также имеются разногласия. Некоторые [3] считают, что для всех режимов  $csp$  он должен равняться единице. Это утверждение обосновывается тем, что при  $m=1$ , когда падение частицы становится свободным, уравнение (1) должно принимать вид:

$$C = C_0 = KC_0.$$

отсюда

$$K = 1.$$

Однако опытные данные не согласуются с этим утверждением. что, очевидно, может быть объяснено вышеуказанной неприменимостью (1) для концентраций ниже 0,05.

Из экспериментов Люис и Боверман [4] получили  $K=0,902$  для переходной области и  $K=0,719$  для турбулентной. Л. Н. Еркова и Н. И. Смирнов [5] предложили для ламинарной области  $K=0,85$ , а для турбулентной  $K=0,81$ . Первоначальная обработка наших опытных данных привела к довольно пестрым значениям  $K$ , из которых следовал только один вывод: в ламинарной области  $K$  имеет большее значение, чем в турбулентной, и что в каждой из этих областей его значение практически постоянно. Попыток выявления хода изменений  $K$  в переходной области не было сделано.

Существуют разногласия также в оценке переходных, критических, значений числа Рейнольдса, определяющих начало и конец переходной области. Для определения границы между ламинарной и переходной областями предложено множество критических значений числа Рейнольдса, от 0,1 до 10. Для определения начала турбулентной области рекомендованы числа от 200 до 1500.

Вышеуказанные расхождения в значениях  $K$ ,  $n$  и  $Re_{кр}$  приводит к тому, что расчетные величины  $csp$  по формулам различных авторов сильно расходятся [11] (в два и более раза).

Значения величин  $K$ ,  $n$  и  $Re_{кр}$  определяются экспериментально и поэтому их степень точности зависит от совершенности методов эксперимента и качества испытуемых частиц (сферичность, однородность, монодисперсность).

Учтя изложенное выше, ранее нами были проведены широкие эксперименты по тщательно разработанной методике [10], с вполне сферическими, однородными и достаточно монодисперсными частицами различных материалов [1, 11]. На основе этих исследований были предложены [1] следующие значения  $K$ ,  $n$  и  $Re_{кр}$  для расчета  $csp$  монодисперсных сферических частиц по (1):

$$\left. \begin{array}{l} \text{для ламинарной области } K=1, n=5, Re_{кр}=0,5; \\ \text{для турбулентной области } K=0,8, n=1,65, Re_{кр}=500; \\ \text{для переходной области } K=0,8, n=4,65-0,78 \lg Re. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Позднее было исследовано явление „максимального расхода“ твердой фазы [7] и найдена новая связь между показателем  $n$  и концентрацией  $\tau$ :

$$n' = \frac{1 - \varphi'}{\varphi'} \quad (5)$$

где  $\varphi'$  — та концентрация твердой фазы, при которой расход этой фазы в неподвижной среде, то есть произведение  $C_p$  достигает максимума.

Описанным ранее [7] способом определены значения  $\varphi'$  для всех серий опытов. Затем по (5) подсчитаны значения показателя  $n'$ . Результаты приведены в графах 6 и 7 таблицы 2. На рис. 1 изложены эти значения как функция от  $Re$  (графа 3 табл. 2) и проведены усредняющие линии.

Как следует из рисунка, концентрации  $\varphi'$  постоянны для ламинарной и турбулентной областей и соответственно составляют 0,175 и 0,285. В переходной области  $\varphi'$  плавно меняется, но при  $Re=20$  дает заметный перелом. Значения  $n'$  также постоянны для ламинарной и турбулентной областей и соответственно равны 4,7 и 2,51. В переходной области  $n'$ , меняясь прямолинейно, при  $Re=20$  дает перелом. Усредняющие линии соответствуют следующим выражениям:

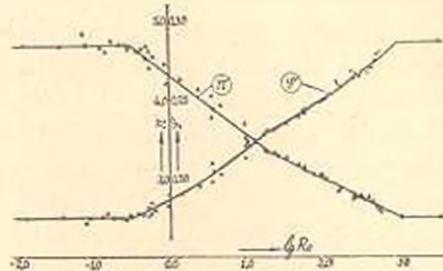


Рис. 1.

Усредняющие линии соответствуют следующим выражениям:

- |  |       |
|--|-------|
| для ламинарной области $Re_{кр} = 0,32$ , $n' = 4,7$ ;   | } (6) |
| для турбулентной области $Re_{кр} = 900$ , $n' = 2,51$ ; |       |
| для переходной области:                                  |       |
| а) $0,32 < Re < 20$ , $n' = 4,32 - 0,755 \lg Re$ ;       |       |
| б) $20 < Re < 900$ , $n' = 3,99 - 0,50 \lg Re$ .         |       |

Показатель  $n$ , определяемый выражениями (4), и  $n'$ , определяемый выражениями (6), по сути дела должны были совпадать, иметь одинаковые значения для данного  $Re$ . Однако между ними имеется значительное расхождение, что наглядно видно из рис. 6, на котором линии 4 и 6 соответственно представляют собой выражения (4) и (6). Различие состоит не только в значениях  $n$  и  $n'$ , но также в том, что в переходной области  $n'$  имеет явно выраженный перелом при  $Re=20$ , что указывает на существование двух частей в этой области. Об этом имеются указания и других авторов [3, 8].

Кроме того, как уже упоминалось выше, при обработке экспериментального материала и выводе выражений (4) значения  $K$  получались пестрые и какое-либо закономерное изменение этих значений в переходной области отсутствовало, на что ранее не было обращено необходимого внимания. Для переходной области было принято среднее значение  $K=0,8$ . Теперь же возникло убеждение в том, что величина  $K$  в переходной области должна быть переменной, наподобие  $n$  и в тесной связи с этим показателем.

Эти два обстоятельства — значительные расхождения между выражениями (4) и (6) и отсутствие связи между  $K$  и  $Re$  в переходной области вызвали необходимость новой обработки экспериментального материала при помощи более чувствительных, чем ранее, приемов. Взамен прежнего графического метода [1] нахождения  $n$  и  $K$  был применен следующий прием. Уравнение (1) переписывается так:

$$\frac{C}{(1-\varphi)^n} = KC_0 = B = \text{const.} \quad (7)$$

Для данных монодисперсных сферических частиц и данной среды, то есть для данного значения числа Рейнольдса,  $C_0$ ,  $K$  и  $n$  постоянны.  $C$  зависит только от  $\varphi$ . Следовательно, исходя из опытных значений  $C$  и  $\varphi$ , можно подобрать такое значение показателя  $n$ , которое обеспечивало бы постоянство (7) для любых пар  $C$  и  $\varphi$ . Исходя из этого, из экспериментальной кривой  $C = f(\varphi)$ , для данного числа  $Re$ , для значений  $\varphi = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$  и  $0,5$ , снимались соответствующие пять значений  $C$ . Затем путем подбора находилось такое значение  $n$ , при котором для всех пяти пар  $C$  и  $\varphi$  уравнение (7) давало почти постоянную величину  $B$ . Зная  $C_0$ , из  $B$  определяется  $K$ . По найденным таким образцам значениям  $n$  (графа 4, табл. 2) составлен рис. 2. Усредняющая ломаная линия представляет выражения:

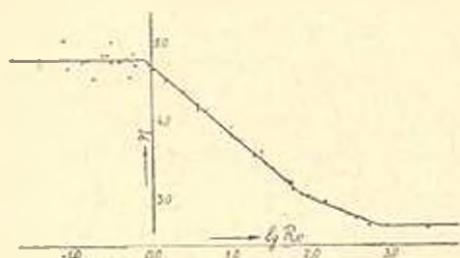


Рис. 2.

для ламинарной области  $Re_{\lambda p} = 0,8$ ,  $n = 4,76$ ;  
 для турбулентной области  $Re_{\lambda p} = 750$ ,  $n = 2,65$ ;  
 для переходной области:

- а)  $0,8 < Re < 75$ ,  $n = 4,68 - 0,87 \lg Re$ ;  
 б)  $75 < Re < 750$ ,  $n = 3,80 - 0,40 \lg Re$ .

(8)

Эта линия под номером 8 приведена на рис. 6. Она является промежуточной между линиями 4 и 6, представляющие выражения (4) и (6). Выражение (8) наподобие выражения (3) имеет перелом в переходной области.

На рис. 3 наложены новые значения  $K$  (графа 5 табл. 4) как

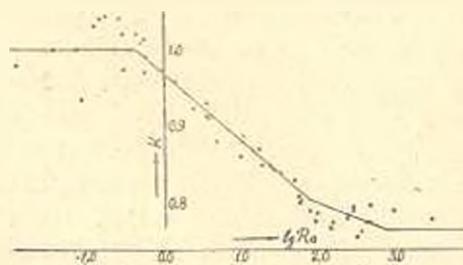


Рис. 3.

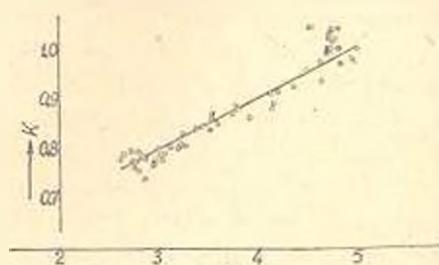


Рис. 4.

функция от  $Re$ . Разброс от усредняющей ломаной линии составляет не более 3% за исключением двух точек, отклоняющихся на 4–5%.

Рис. 3 явно демонстрирует зависимость  $K$  от  $Re$  и соответствует выражениям:

$$\left. \begin{aligned} &\text{для ламинарной области } Re_{кр} = 0,43, K = 1; \\ &\text{для турбулентной области } Re_{кр} = 750, K = 11,765; \\ &\text{для переходной области:} \\ &\text{а) } 0,43 < Re < 75, K = 0,968 - 0,087 \lg Re; \\ &\text{б) } 75 < Re < 750, K = 0,88 - 0,04 \lg Re. \end{aligned} \right\} (9)$$

По графам 4 и 5 таблицы 2 составлен рис. 4. Усредняющая прямая выражается уравнением:

$$K = 0,5 + 0,1 n, \quad (10)$$

Сравнение выражений (8) и (9) также приводит к (10), за исключением ламинарной области, для которой по (10) величина  $K$  определяется в 0,976 вместо 1 по (9).

На рис. 5 показаны значения  $n$  (графа 4 табл. 2, или точки рис. 2) в виде кружков и значения  $n'$  (графа 7 табл. 2, или точки рис. 1) в виде треугольников. Следует полагать, что усредняющая ломаная линия рис. 5 более точно выражает зависимость показателя  $n$  от числа Рейнольдса, поэтому для определения скорости стесненного падения монодисперсных сферических частиц  $S$  окончательно принимаем следующие выражения, соответствующие рис. 5, или ломаной линии 11, приведенной на рис. 6:

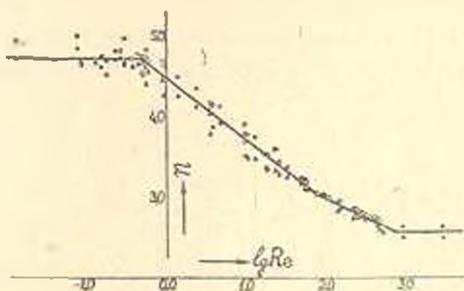


Рис. 5.

$$\left. \begin{aligned} &\text{для ламинарной области: } Re_{кр} = 0,5, n = 4,72, K = 0,972; \\ &\text{для турбулентной области: } Re_{кр} = 750, n = 2,58, K = 0,758; \\ &\text{для переходной области:} \\ &\text{а) } 0,5 < Re < 75, n = 4,49 - 0,77 \lg Re; \\ &\text{б) } 75 < Re < 750, n = 3,93 - 0,47 \lg Re; \\ &K = 0,5 + 0,1 n. \end{aligned} \right\} (11)$$

Для более наглядной иллюстрации расхождений между выражениями (4), (6), (8) и (11) приведен рис. 6. Номера линий соответствуют номерам этих выражений. Паложенные на рисунок точки представляют собой среднеарифметические величины  $n$  и  $n'$ , приведенных в графах 4 и 7 таблицы 2. В графе 8 таблицы 2 приведены расчетные значения показателя  $n$ , соответствующие (11) или линии 11 рис. 6.

При указанной новой обработке прежних экспериментов возникла

необходимость постановки новых опытов в области малых чисел Рейнольдса, так как число точек в этой области по прежним материалам было недостаточное для уверенного проведения усредняющей линии.

Для этого вновь были изготовлены ранее описанным методом [9] 11 новых, почти монодисперсных фракций стеклянных сфер диаметром от 57,3 до 185 микрон.

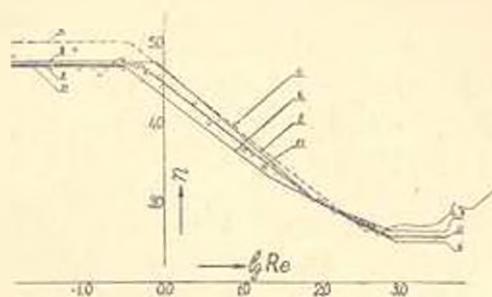


Рис. 6.

Частицы имели совершенную шарообразную форму и были вполне однородными. Измерения  $C_{сл}$  производились в воде, при комнатной температуре. Основные показатели этих 11 фракций и их  $C_{сл}$  приведены в табл. 1.

В общей сложности вновь были переработаны экспериментальные материалы по 58 сериям опытов, приведенных в табл. 2. В графе 2 таблицы приведены номера серий опытов (так, как они были пронумерованы в прежней публикации [1]). Вышеуказанные новые 11 серий, в отличие от прежних, пронумерованы римскими цифрами. В графе 3 приведены значения чисел Рейнольдса, подсчитанных по (2).

Таблица 1

№ пп	Re	$\rho \frac{2r}{\text{см}^2}$	d мкр.	C <sub>0</sub> см/сек	C см/сек при				
					$\varphi = 0,1$	$\varphi = 0,2$	$\varphi = 0,3$	$\varphi = 0,4$	$\varphi = 0,5$
I	0,130	2,29	57,3	0,222	0,151	0,0810	0,0423	0,0206	0,0085
II	0,158	2,49	59,8	0,275	0,183	0,1120	0,0553	0,0247	0,0117
III	0,232	2,49	67,1	0,343	0,205	0,1214	0,0644	0,0278	0,0118
IV	0,299	2,49	71,0	0,404	0,247	0,151	0,079	0,0367	0,0157
V	0,302	2,49	73,5	0,409	0,246	0,152	0,078	0,0332	0,0133
VI	0,376	2,49	79,8	0,474	0,280	0,170	0,090	0,0420	0,0182
VII	0,440	2,49	85,0	0,526	0,321	0,195	0,104	0,0462	0,0190
VIII	0,511	2,49	88,7	0,577	0,350	0,210	0,110	0,0500	0,0210
IX	0,556	2,29	94,6	0,575	0,350	0,209	0,113	0,0507	0,0210
X	3,54	2,49	180,5	1,98	1,050	0,702	0,422	0,230	0,100
XI	3,84	2,49	185,0	2,01	1,070	0,707	0,414	0,215	0,096

Проверка отклонений опытных значений  $C$  от расчетных по (11) показала следующее:

1. Опыты, проведенные с концентрированными растворами глицерина (серии с порядковыми номерами 1, 2, 3, 4, 17, 19, 26 и 27 табл. 2) дают большие отклонения, доходящие до 23%, причем все отклонения односторонние — экспериментальные меньше расчетных. Среднее значение этих односторонних отклонений для этих 8-и серий составляет 14,4%. При работе с растворами глицерина мы определяли их плотность и по плотности брали вязкость из справочников. По-видимому, использованный образец глицерина был недостаточно чистым и истинная его вязкость не соответствовала литературным данным.

Таблица 2

№ п/п	№ серии	R <sub>г</sub>	л	K	γ	n'	пресч.
1	2	3	4	5	6	7	8
1	1	0,0126	4,95	0,980	0,170	4,87	4,72
2	2	0,0382	4,70	1,000	0,170	4,87	4,72
3	3	0,0753	5,00	1,000	0,172	4,85	4,72
4	4	0,0846	4,65	0,935	0,173	4,78	4,72
5	I	0,130	4,72	1,030	0,176	4,67	4,72
6	II	0,153	4,75	1,040	0,178	4,62	4,72
7	5	0,176	4,52	1,043	0,175	4,70	4,72
8	III	0,232	4,82	1,000	0,175	4,71	4,72
9	6	0,269	4,82	1,040	0,174	4,75	4,72
10	IV	0,299	4,72	1,020	0,177	4,65	4,72
11	V	0,302	4,99	0,974	0,176	4,67	4,72
12	VI	0,376	4,73	1,000	0,178	4,62	4,72
13	VII	0,440	4,78	1,020	0,177	4,65	4,72
14	7	0,511	4,55	1,042	0,182	4,53	4,715
15	VIII	0,511	4,76	1,008	0,176	4,68	4,715
16	IX	0,556	4,75	1,013	0,178	4,62	4,693
17	8	0,565	4,84	0,970	0,185	4,41	4,681
18	9	0,603	4,70	0,991	0,183	4,46	4,654
19	10	0,900	4,70	0,894	0,189	4,28	4,525
20	11	0,945	4,64	0,973	0,193	4,18	4,509
21	12	1,412	4,50	0,958	0,198	4,05	4,375
22	13	2,41	4,37	0,923	0,205	3,88	4,196
23	14	3,58	4,20	0,913	0,210	3,78	4,066
24	X	3,58	4,13	0,910	0,198	4,05	4,066
25	XI	3,84	4,16	0,890	0,205	3,88	4,040
26	15	4,73	4,15	0,880	0,210	3,78	3,970
27	16	9,66	3,92	0,860	0,219	3,57	3,731
28	17	9,76	3,80	0,880	0,221	3,52	3,728
29	18	10,48	3,78	0,887	0,223	3,48	3,709
30	19	13,10	3,75	0,870	0,223	3,48	3,630
31	30	17,40	3,54	0,870	0,229	3,37	8,534
32	21	18,60	3,54	0,859	0,231	3,34	3,511
33	22	23,2	3,60	0,850	0,231	3,33	3,438
34	24	26,2	3,45	0,845	0,233	3,29	3,400
35	24	32,9	3,38	0,840	0,235	3,26	3,322
36	25	48,4	3,24	0,830	0,239	3,18	3,193
37	26	54,3	3,22	0,808	0,243	3,12	3,155
38	27	56,2	3,20	0,800	0,241	3,14	3,143
39	28	58,2	3,12	0,803	0,244	3,10	3,131
40	29	76,0	3,06	0,790	0,247	3,05	3,045
41	30	90,8	3,04	0,776	0,248	3,04	3,010
42	31	95,5	3,02	0,787	0,248	3,04	3,000
43	32	107,5	3,00	0,800	0,250	3,00	2,975
44	33	141,2	2,95	0,766	0,261	2,83	2,920
45	34	151,3	2,96	0,775	0,259	2,86	2,905
46	35	221	2,86	0,740	0,267	2,74	2,828
47	36	234	2,86	0,780	0,263	2,80	2,816
48	37	248	2,85	0,785	0,266	2,76	2,805
49	38	278	2,82	0,790	0,265	2,77	2,780
50	39	282	2,80	0,795	0,264	2,78	2,778
51	40	312	2,80	0,756	0,268	2,73	2,757
52	41	359	2,75	0,763	0,266	2,76	3,728
53	42	405	2,77	0,776	0,269	2,72	2,707
54	43	447	2,74	0,775	0,274	2,65	2,685
55	44	473	2,72	0,797	0,278	2,60	2,673
56	45	525	2,65	0,834	0,280	2,57	2,651
57	46	945	2,65	0,790	0,285	2,51	2,580
58	47	2960	2,62	0,778	0,285	2,51	2,580

2. Для остальных 50 серий отклонения составляют от 0 до 5%—для 126 случаев; от 5 до 10%—для 62 случаев и выше 10% (доходящее до 17%)—для 12 случаев. Среднеквадратичное отклонение составляет 6%. Во всех случаях проверки из каждой серии опытов брались 4 скорости, соответствующие объемным концентрациям 0,1; 0,2; 0,3 и 0,4. Средне-квадратичное отклонение в случае применения выражений (4) взамен (11) составляет 9,6%.

### В ы в о д ы

1. На основании вновь полученных дополнительных экспериментальных данных и более точной обработки прежних материалов предложены уравнения (11) для расчета скорости стесненного падения монодисперсных сферических частиц.

2. Средне-квадратичное отклонение экспериментальных данных от уравнений (11) составляет 6%, что значительно меньше, чем отклонения от прежних наших уравнений (4).

Институт органической химии  
АН Армянской ССР

Поступило 16.VI, 1961 г.

Ա. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ն. Ս. ԻԿՐՅԱՆ

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԿԱՇԿԱՆՆԻՎԱՆ ԱՆԿՈՒՄ

Մանրագրային զեղանակ մասնիկների կառուցված անկման արագության հավասարման ներդրումը (նախորդում 4):

Ա. մ. փ. ս. փ. ու. լ. մ.

Նկատի ունենալով տարրեր հեղինակների միջև եղած տարածաշուկայունները (1) հավասարման  $K$ -դորժակի և  $n$ -ցուցչի վերաբերյալ, ինչպես նաև տարրեր ուժիմների «երկրափակաձև»  $Re$ -ի արժեքների վերաբերյալ, մեր լարորատորիայում կատարվել են համապատասխան փորձեր այդ մեծությունների ճշգրիտ արժեքները, կամ նրանց փոփոխման օրինաչափությունը բացահայտելու նպատակով: Փորձերից ստացված տվյալների նախկին ամփոփումը  $n$ ,  $K$  և  $Re_{\text{exp}}$ -ի համար ներկայացված է հավասարումների (4) սխեմայով: Այս ամփոփումը  $K$ -ի փոփոխման համար որևէ օրինաչափություն չի բացահայտել: Պետք է նշել, որ այինք ֆազայի ծախսի մաքսիմումի վերաբերյալ մեր աշխատանքում, որտեղ նկարագրված է  $n$ -ցուցչի որոշման այլ եղանակ, ստացված  $n$ ՝ արժեքները՝ զգալիորեն շեղվում են վերոհիշյալ ամփոփման արդյունքներից:

Նկատի ունենալով վերոհիշյալ հանցամանքները, մենք կատարել ենք լրացուցիչ 11 սերիայի փորձեր և վերանայել նախկին 17 սերիայի փորձերի արդյունքները, օգտվելով փորձերի տվյալների մշակման տվելի զգալուն մեթոդից: Աղյուսակ 1-ում արված են նոր սերիայի փորձերի տվյալները, իսկ աղյուսակ 2-ում արված են 58 սերիայի փորձերի ամփոփման արդյունքները: Ե և  $n$ ՝ արժեքները, որոնք բերված են աղյուսակ 2-ի 6 և 7 սյունակներում, գրաֆիկ ձևով ներկայացված են նկար 1-ում: Ատալված  $n$ ՝ բեկյալին համապատասխանում է հավասարումների (6) սխեմայով: Նոր մեթոդով ստացված  $n$  և  $K$  արժեքները բերված են աղյուսակ 2-ի 4 և 5 սյունակներում: Նկար 2-ում և նկար 3-ում արված են նրանց համապատասխան գրաֆիկները:

Ստացված բեկյալներին համապատասխանում են հալասարույունների (8) և (9) սխեմաները: Նկար 4-ում ներկայացված է K-ի կախումը n-ից: Նկար 5-ում արված է n և n' արժեքների միջինացնող բեկյալը, որին համապատասխանում է հալասարույունների (11) սխեմա: Նկար 6-ում արված են հալասարույունների (4), (6), (8) և (11) սխեմաների համապատասխան 4, 6, 8 և 11 բեկյալները՝ համեմատության համար:

Մոնոդիսպերս գնդաձև մասնիկների կաշիանդոված անկման արագության ճշգրտված (11) հալասարումը շատ ավելի լավ է արտահայտում փորձերի տվյալները, քան (4) հալասարումը: 58 սերիայի փորձերի հիման վրա կատարված  $C = f(\tau)$  (7) կորերից վերցրել ենք կաշիանդոված անկման C արագության արժեքները (ծափալային կոնցենտրացիայի  $\varphi = 0,1; 0,2; 0,3$  և  $0,4$  արժեքների դեպքում) և համեմատել (11) հալասարումից ստացված հաշվային արժեքների հետ: Այդ համեմատումից պարզվել է հետևյալը:

1. Կլիցերինի խիտ լուծույթում կատարված 8 սերիայի փորձերի դեպքում (ապուրուսի 2-ի 1, 2, 3, 4, 17, 19, 26 և 27 կարգային համարները) ստացվել են համեմատարար մեծ շեղումներ: Պետք է նշել, որ այդ շեղումները միակողմանի են, այսինքն՝ փորձի տվյալները ընդար վեպըներում ավելի փոքր են քան հաշվային արժեքները և նրանց միջին արժեքը կազմում է  $14,4\%$ : Կլիցերինի խիտ լուծույթների հետ աշխատելիս որոշել ենք նրանց խտությունները, որոնց հիման վրա սեղեկատուներից վերցրել մասնուցիկության համապատասխան արժեքները: Ըստ երևույթի, մեր օգտագործած գլիցերինը բավարար չափով մաքուր չի եղել և նրա իրական մասնուցիկությունը չի համապատասխանել դրահանություն տվյալներին:

2. Մնացած 50 սերիայի փորձերի դեպքում ստացվել են միանգամաչն ընդամենի արդյունքներ, բնագործում 126 դեպքերի համար շեղումը 0-ից մինչև  $5\%$ -ի սահմաններում է եղել, իսկ 62 դեպքերի համար՝ 5-ից մինչև  $10\%$ -ի սահմաններում:

Միջին քառասրուսային շեղումը (11) հալասարման դեպքում կազմում է մինչև  $1\%$  (1) հալասարման դեպքում ստացվում էր  $9,6\%$ :

Նախկին փորձերի տվյալների վերամշակման և նոր փորձերի լրացուցիչ տվյալների հիման վրա կապ է ստեղծված և գործակցի և R<sub>0</sub>-ի թվի միջև: Ինչպես նաև K գործակցի և n ցուցչի միջև, որն արտահայտվում է (9) և (10) հալասարումներով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гапарян А. М., Заминян А. А. Известия АН АрмССР (серия технич. наук), т. 12, № 5, 31—46 (1959).
2. Гапарян А. М., Заминян А. А. ДАН АрмССР, т. 26, № 1, 39—41 (1958).
3. Richardson I. F. and Zaki W. V. Trans. Inst. Chem. Engrs. (London), 32, 35—53 (1954).
4. Lewis E. W. and Bowerman E. W. Chem. Eng. Progr., 48, № 12, 603—10 (1952).
5. Еркова Т. Н., Смирнов И. Н. ЖИХ, т. 29, № 9, 1175 (1956).
6. Perry J. H. Chemical Engineers' Handbook, revised third edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1950, p. 1019.

7. Гаспарян А. М., Икорян Н. С. Известия АН АрмССР (серия технич. наук), т. 13, № 6, 51—8 (1960).
8. Егиазаров И. В. Известия АН СССР, ОТН, № 2 (1956).
9. Гаспарян А. М., Замирян А. А. ДАН АрмССР, т. 23, № 2, 67—9 (1956).
10. Гаспарян А. М., Замирян А. А. ДАН АрмССР, т. № 4, т. 25, 213—8 (1957).
11. Гаспарян А. М., Замирян А. А. Известия АН АрмССР (серия технич. наук) т. 12, № 4, 23—36 (1959).