

УДК 536.53:533.6

# ГРАНИЦЫ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ В УГЛУБЛЕНИЯХ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ИМЕЮЩИХ ФОРМУ СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ

Г. В. КОВАЛЕНКО, А. А. ХАЛАТОВ

Институт технической теплофизики НАН Украины, Киев

Получено 10.01.2007

По результатам экспериментов определены границы существования режимов обтекания одиночных углублений на плоской пластине, выполненных в виде сферических сегментов. Рассмотрены диффузно–конфузорное обтекание, режим существования подковообразного вихря и режим столбообразного вихря в углублении. Ни подковообразный, ни столбообразный вихри не наблюдались в углублениях с относительной глубиной меньше 0.1. Переходы от режима диффузно–конфузорного обтекания к режиму подковообразного вихря, а также от режима существования подковообразного вихря к режиму столбообразного вихря зависят не только от числа Рейнольдса, но и от относительной глубины сферического сегмента. Предложены зависимости для определения границ существования режимов и координаты для обобщения результатов.

За результатами експериментів визначено границі існування режимів обтікання одиночних заглиблень на плоскій пластині, що виконані у вигляді сферичних сегментів. Розглянуто дифузотно–конфузорне обтікання, режим існування підковоподібного вихору та режим стовпоподібного вихору. Ні підковоподібний, ні стовпоподібний вихори не спостерігались у заглибленнях з відносною глибиною меншою за 0.1. Переходи від режиму дифузотно–конфузорного обтікання до режиму підковоподібного вихору, а також від режиму підковоподібного вихору до режиму стовпоподібного вихору залежать не тільки від числа Рейнольдса, але й від відносної глибини сферичного сегменту. Запропоновано залежності для визначення границь існування режимів та координати для узагальнення результатів.

The flow regime borders were identified for single dimples on a flat plate, made in a form of spherical segments according to experiment results. The diffuser–confuser flow, horseshoe vortex regime and columnar vortex regime were considered. Neither horseshoe vortex nor columnar vortexes were observed in the dimples with a relative depth less than 0.1. The transitions from the regime of diffuser–confuser flow to the horseshoe vortex regime as well as the transitions from horseshoe vortex regime to the columnar vortex regime depend not only on Reynolds number but on relative depth of the spherical segment. The functional dependences for determination of flow regime borders and coordinates for generalization of results were proposed.

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально установлено, что при обтекании поверхностей с углублениями в виде сферических сегментов в некотором диапазоне скоростей относительный рост теплоотдачи превосходит относительные увеличения гидравлического сопротивления [1]. Это может быть использовано при создании теплообменников с низкими гидравлическими потерями. Количество публикаций, посвященных проблемам использования поверхностей с лунками, растет [2], однако остается ряд дискуссионных вопросов, не нашедших окончательного разрешения. К ним можно отнести гипотезу о смерчевом механизме интенсификации теплообмена [1], роль углублений при обтекании их потоками с большой турбулентностью [3], границу между отрывным и безотрывным обтеканием углублений [4, 5]. В некоторых случаях опытные данные по обтеканию поверхностей с углублениями противоречивы. Это объясняется сложностью явления, на которое влияют помимо скорости потока такие факторы, как размеры углублений, скру-

пление кромок, характер и толщина пограничного слоя на входе в углубление, величина канала.

Одним из важных вопросов является установление режимов течения в углублении в зависимости от скорости внешнего потока и геометрических характеристик углубления. В настоящей работе сделана попытка определить границы существования режимов течения на основе обобщения опубликованных в литературе опытных данных. Установление режимов течения было выполнено на основе визуализации потока, представленной в этих публикациях. Подобные исследования предпринимались и ранее [4, 6], однако использование большего числа опытных данных позволяет провести уточнение полученных в прошлом результатов.

## 1. ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОБЛЕМЫ

При обтекании поверхности с углублением наблюдаются следующие картины течения. При малых скоростях течение носит диффузно–конфузорный характер. Линии тока, проходящие рядом с углублением, искривляются в сторону

углубления. При увеличении скорости потока у входной кромки углубления поток отрывается, образует зону рециркуляции (**SZ**) и впоследствии присоединяется ко дну углубления (рис. 1), тип течения **N** [1, 7, 8]. В данном случае интенсификация теплообмена, вызванная перестройкой профиля скорости в углублении, по сравнению с теплообменом на плоской поверхности не превосходит 20%.

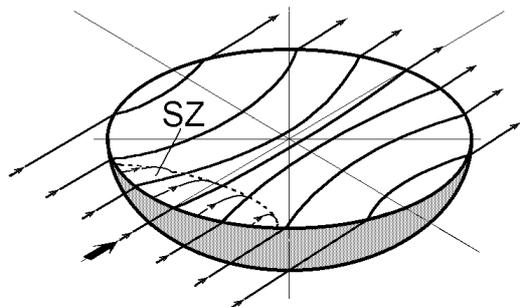


Рис. 1. Диффузно-конфузорный режим обтекания углубления (тип течения **N**; **SZ** – зона рециркуляции)

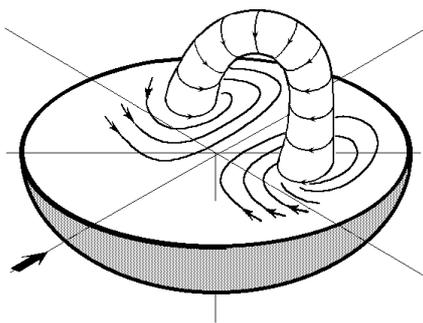
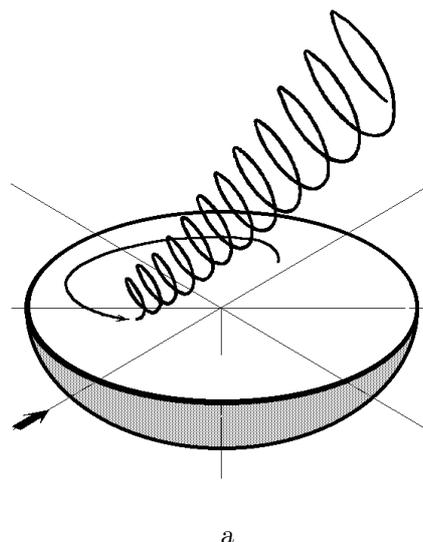
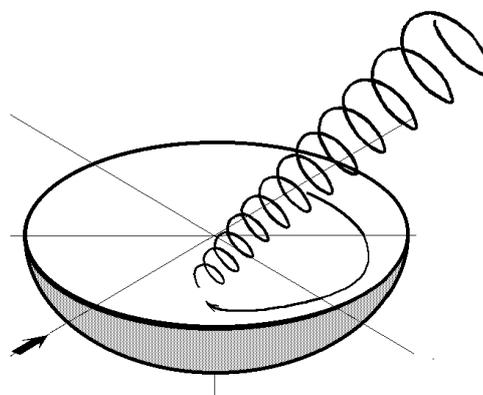


Рис. 2. Подковообразный вихрь в углублении (тип течения **HS**)

При дальнейшем увеличении скорости потока в углублении образуется подковообразный вихрь, концы которого опираются на боковые стенки углубления с двух сторон плоскости симметрии углубления (рис 2, тип течения **HS**) [1, 5, 10, 8]. В проекции на плоскость стенки, на которой образовано углубление, видна пара симметричных вихрей. С ростом скорости потока объем вихря увеличивается, он образует некое “гидродинамическое тело”, выступающее из углубления. Пограничный слой над углублением периодически сворачивается, отрывается и превращается в дорожку Кармана, при увеличении скорости частота срыва вихрей возрастает.



a



b

Рис. 3. Два положения столбообразного вихря в углублении (тип течения **R**)

И, наконец, при еще большей скорости подковообразный вихрь “не помещается” в углублении, один из его концов поднимается над углублением и “ищет” возможности зафиксироваться на верхней стенке канала. Верхняя его часть сносится потоком по течению. Положение вихря неустойчиво и его нижний конец может перескакивать с левой части углубления в правую и наоборот (рис. 3, a, b, столбообразный или смерчеобразный вихрь, тип течения **R**) [1, 10, 8].

В некоторых источниках этот режим назван переключательным. Среда из основного потока поступает в углубление около передней кромки, однократно омывает его поверхность, устремля-

ясь к основанию смерчеобразного вихря, а затем почти полностью выносятся во внешний поток. Помимо сравнительно медленных перемещений из одной половины углубления в другую, смерч колеблется с высокой частотой поперечно к своей продольной оси. Слой над углублением с частью смерчеобразного вихря отрывается и образует вихревую дорожку, частота пульсаций  $f$  в которой зависит от скорости  $U_\infty$  и турбулентности основного потока. Вычисленные по этой частоте числа Струхала ( $Sh = f \cdot d / U_\infty$ , где  $d$  – диаметр лунки) находятся в диапазоне  $0.03 \leq Sh \leq 0.09$  [8]. Интенсификация теплообмена при типах течения **HS** и **R** значительна, в некоторых случаях она пропорциональна скорости потока. Основной вклад в увеличение теплообмена вносит зона за углублением. После появления смерчеобразного вихря гидравлическое сопротивление возрастает, и теплогидравлические характеристики поверхности с углублениями ухудшаются.

Необходимо отметить, что указанное деление режимов схематичное. Внутри некоторых типов течений наблюдаются неустойчивые режимы, особенно при переходном и турбулентном режиме течения основного потока. Например, при существовании подковообразного вихря (**HS**) имеет место смена направления вращения. Вблизи границ существования при неизменных начальных условиях возможен переход к “соседнему” режиму с последующим возвратом к предыдущему. Визуализация в этих случаях затруднена, если время существования режима мало. Поэтому в отдельных случаях использованы результаты расчетов по моделям, прошедшим идентификацию с использованием достоверных экспериментов [11, 12].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Характерные параметры вихревых течений, описанные в литературе (более 30 источников), сведены в таблицу 1. (Данные, относящиеся к экспериментам, проведенным на воздухе, условно отмечены буквой **B**, результаты, полученные при использовании в качестве рабочего тела воды, отмечены буквой **A**). Эти результаты проиллюстрированы на рис. 4, где данные экспериментов приведены в координатах относительная глубина лунки ( $h/d$ ) – число Рейнольдса ( $Re_d$ ), (Причем  $Re_d$  определено по диаметру углубления,  $Re_d = U_\infty \cdot d / \nu$ ,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости;  $h$  – глубина лунки). Цифры около экспериментальных точек соответствуют номерам источников в списке литературы.

Анализ представленных данных позволяет сделать следующие выводы.

1. Ни подковообразный, ни столбообразный вихри не наблюдались в углублениях с относительной глубиной  $h/d < 0.1$ . К аналогичному заключению можно прийти, рассчитав зависимость  $h/d$  от  $Re_d$  по данным К. Вигхарда, соответствующим первым локальным максимумам зависимости коэффициента сопротивления цилиндрических углублений  $\Delta C_W$  от относительной глубины  $h/d$  [33] (линия с треугольниками на рис. 4). Ниже этих линий расположена граница **E – E** появления отрыва в лунке, рассчитанная по данным Никурадзе для диффузоров [32]. Появление отрыва в лунке, отмеченное в обзоре Леонтьева А. И. и др. [26], достаточно хорошо согласуется с этой границей.

2. Удовлетворительным приближением к границе режимов **N** и **HS** в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_d$  меньших 10000 является линия критических высот шероховатости  $k_{cr}$  [32], которые достаточны для перевода исходно ламинарного пограничного слоя в турбулентный, где за высоту шероховатости принята глубина углубления [32]:

$$k_{cr} = 15 \frac{\nu}{U_\infty \sqrt{0.332 \sqrt{\frac{\nu}{U_\infty x}}}}. \quad (1)$$

Здесь  $x$  – расстояние от входа в канал.

Границей режимов подковообразного (**HS**) и столбообразного (**R**) вихрей является гипербола вида

$$h/d = 3200/Re_d + 0.0536, \quad (2)$$

расположенная в диапазоне  $7000 \leq Re_d \leq 70000$ ,  $0.5 \geq h/d \geq 0.1$ .

3. На обеих границах отмечен гистерезис – при медленном изменении скорости вблизи границы возможно существование режима в несвойственной ему области. При наличии тонкого пограничного слоя переход с режима на режим происходит при меньших скоростях, в каналах с малым отношением высоты к диаметру лунки при увеличении скорости потока смена режима обтекания затягивается (см. таблицу).

4. Подавляющее большинство точек вблизи границы режимов подковообразного (**HS**) и столбообразного (**R**) вихрей относится к ламинарному пограничному слою перед лункой. Отношение толщины пограничного слоя  $\delta$  к полувысоте канала  $H_k/2$  для них находится в пределах  $1.0 \geq 2\delta/H_k \geq 0.8$ . При турбулентном пограничном слое перед лункой устойчивость подковообразного (**HS**) вихря выше. Сведения о переходе ламинарного режима течения в турбулентный вну-

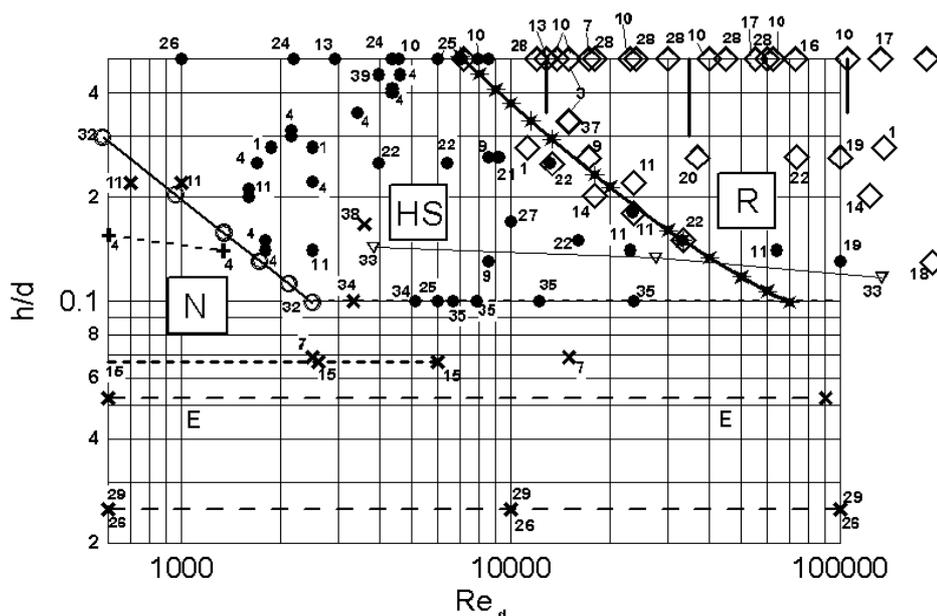


Рис. 4. Диаграмма режимов течения в углублении в координатах: относительная глубина лунки  $h/d$  – число Рейнольдса  $Re_d$ :  $\times$  или  $+$  – диффузно-конфузорный режим **N**;  $\bullet$  – режим существования подковообразного вихря **HS**;  $\diamond$  – режим существования столбообразного вихря **R**;  $\circ$  – граница между режимами **N** и **HS**, определенная по уравнению (1);  $*$  – граница между режимами **HS** и **R**, определенная по уравнению (2);  $\nabla$  – граница между режимами **N** и **HS** для цилиндрических лунок, рассчитанная по данным [33];  $|$  – возникновение турбулентного течения внутри углубления по данным различных авторов [13, 21, 10]

три углубления (наблюдавшиеся или определенные косвенно по изменению закона теплоотдачи) значительно отличаются. Соответствующие данные К. Прессера, В. Терехова и Г. Кикнадзе отмечены вертикальными линиями. Большинство экспериментальных данных получено в несстенных каналах ( $H_k/d > 0.4$ ). При этом, возмущения потока, генерируемые углублениями, могут диффундировать в его ядро, не оказывая воздействия на гидродинамическую обстановку у стенки. Естественно, смена режима обтекания в таких каналах может происходить в условиях, отличающихся от условий в стесненных каналах ( $H_k/d < 0.4$ ), чем будет обусловлено “размывание” границ их существования.

Необходимо отметить, что физике процесса лучше соответствует число Рейнольдса  $Re_h = U_\infty \times d/\nu$ , использующее в качестве характерного размера глубину лунки  $h$  [26, 4]. На рис. 5 приведена карта режимов в координатах относительная глубина углубления  $h/d$  – число Рейнольдса  $Re_h$ . В исследованном диапазоне изменения относительной глубины лунок разность координат границ режимов значительно уменьшилась. Граница между диффузно-конфузорным типом течения (**N**) и типом течения с подковообразным вихрем (**HS**)

при относительной глубине лунки  $0.52 \dots 0.02$  находится в диапазоне изменения числа Рейнольдса  $Re_h$  от 143 до 414 (отношение границ диапазона – 2.9). В координатах  $h/d - Re_d$  соответствующее отношение границ диапазона составляет 73.3. Граница между течением с подковообразным вихрем (**HS**) и течением со столбообразным вихрем (**R**) при относительной глубине лунки  $0.52 \dots 0.128$  находится в диапазоне изменения числа Рейнольдса  $Re_h$  от 3618 до 12826 (отношение границ диапазона – 3.5). В координатах  $h/d - Re_d$  соответствующее отношение границ диапазона составляет 14.3.

Область существования подковообразного вихря (**HS**) ограничена следующими пределами: линией критических высот шероховатости  $k_{cr}$  (1), линией минимального отношения  $h/d = 0.1$  и гиперболой (2), которая в новых координатах принимает вид:

$$\frac{h}{d} = \frac{0.0536}{\left(1 - \frac{3200}{Re_h}\right)}. \tag{3}$$

Была также сделана попытка учета диаметра лунки и ее глубины. В качестве геометрического размера для числа Рейнольдса  $Re_c = U_\infty \cdot C/\nu$  принималась глубина  $C$  цилиндрической лунки, у

Табл 1. Экспериментальные данные, опубликованные в литературе

<i>N</i>		$h/\delta$	$d$ , мм	$h$ , мм	$h/d$	$H_k$ , мм	$B$ , мм	$X$ , мм	$\delta$ , мм	$Re_d$	$2\delta/H_k$	Тип	$H_k/d$
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	A	1.0	36	10	0.2778	20	80	800	10	2500	1	HS	0.556
1	A	1.0	36	10	0.2778	20	80	800	10	11250	1	R	0.556
1	A	1.0	36	10	0.2778	20	80	800	10	135000	1	R	0.556
1	A	1.0	36	10	0.2778	20	80	800	10	1875	1	HS	0.556
3	B	1.0	30	10	0.3333	20		400	10	14985	1	R	0.667
3	B	1.5	30	15	0.5	20		400	10	14985	1	R	0.667
3	B	1.5	30	15	0.5	20		400	10	37463	1	R	0.667
3	B	1.0	30	10	0.3333	20		400	10	37463	1	R	0.667
4	B	3.666	58	29	0.5	12	96	190	6	4350	1	HS	0.207
4	B	4.000	58	24	0.4138	12	96	190	6	4375	1	HS	0.207
4	B	3.000	58	18	0.31	12	96	190	6	2167	1	HS	0.207
4	B	2.133	58	12.18	0.21	12	96	190	6	1600	1	HS	0.207
4	B	1.353	58	8.12	0.14	12	96	190	6	1800	1	HS	0.207
4	B	1.498	58	8.99	0.155	12	96	190	6	600	1	N	0.207
4	B	1.353	58	8.12	0.14	12	96	190	6	1336	1	N	0.207
5	A		20	3.5	0.175					10000		HS	
5	A		20	4	0.2					50000		R	
5	A		50	10	0.2					200000		R	
7	B		36	2.4	0.069	16.5				2500	0.795	N	
8	B	5.0	150	75	0.5	202			15	182000	0.148	R	1.347
8	B	5.0	150	75	0.5	202			15	331000	0.148	R	1.347
9	A	0.797	46	5.98	0.13	15	115	600	7.5	8572	1	HS	0.326
9	A	1.595	46	11.96	0.26	15	115	600	7.5	8572	1	HS	0.326
9	A	1.595	46	11.96	0.26	15	115	600	7.5	17145	1	R	0.326
9	B	3.067	46	23	0.5	15	115	600	7.5	8572	1	HS	0.326
9	B	3.067	46	23	0.5	15	115	600	7.5	17145	1	R	0.326
10	B	0.797	46	5.98	0.13	15	115	481	7.5	190000	1	R	0.326
11	B	1.258	37.5	8.25	0.22	16.5			6.56	700	0.795	N	0.44
11	B	1.258	37.5	8.25	0.22	16.5			6.56	1000	0.795	HS	0.44
11	B	1.258	37.5	8.25	0.22	16.5			6.56	2500	0.795	HS	0.44
11	B	1.258	37.5	8.25	0.22	16.5			6.56	23500	0.795	R	0.44
11	B	1.0	65	9	0.14	18			9	1000	1	HS	0.277
11	B	1.0	65	9	0.14	18			9	2500	1	HS	0.277
11	B	1.0	65	9	0.14	18			9	23000	1	HS	0.277
11	B	1.0	65	9	0.14	18			9	64000	1	HS	0.277
12	B				0.22					10000		R	
13	B	1.0	50	25	0.5	50	150	2475	25	2929	1	HS	1
13	B	1.0	50	25	0.5	50	150	2475	25	12738	1	R	1
14	B	0.803	50.8	10.2	0.2024	25.4			12.7	18000	1	R	0.5
14	B	0.803	50.8	10.2	0.2024	25.4			12.7	123000	1	R	0.5
15	B	0.025	7.5	0.5	0.0667	80	300	900	20.3	596	0.507	N	10.67
15	B	0.067	7.5	0.5	0.0667	80	300	900	7.48	2600	0.187	N	10.67
16	B		20	10	0.5		130	175		3322		R	
16	B		20	5	0.25		130	175		3322		R	
17	B		50	25	0.5	100				55313	1	R	2.0

Табл. 2. Продолжение таблицы 1

<i>N</i>		$h/\delta$	<i>d</i> , мм	<i>h</i> , мм	$h/d$	$H_k$ , мм	<i>B</i> , мм	<i>X</i> , мм	$\delta$ , мм	$Re_d$	$2\delta/H_k$	Тип	$H_k/d$
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
17	<b>B</b>		50	25	0.5000	100				132187	1	<b>R</b>	2.0
18	<b>B</b>	0.797	46	5.98	0.13	15	115	481	7.5	190000	1	<b>R</b>	0.326
19	<b>B</b>	1.595	46	11.96	0.26	15	115	600	7.5	100000	1	<b>R</b>	0.326
19	<b>B</b>	0.797	46	5.98	0.13	15	115	600	7.5	100000	1	<b>HS</b>	0.326
20	<b>A</b>	1.595	46	11.96	0.26	15	115	481	7.5	9170	1	<b>HS</b>	0.326
20	<b>A</b>	1.595	46	11.96	0.26	15	115	481	7.5	36682	1	<b>R</b>	0.326
21	<b>A</b>	1.595	46	11.96	0.26	15	115	660	7.5	9200	1	<b>HS</b>	0.326
22	<b>A</b>	2.041	8	2	0.25				0.98	3987		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	3.061	20	3	0.15				0.98	9968		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	2.041	8	2	0.25				0.98	6424		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	3.061	20	3	0.15				0.98	16060		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	2.041	8	2	0.25				0.98	13291		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	2.041	8	2	0.25				0.98	13291		<b>R</b>	
22	<b>A</b>	3.061	20	3	0.15				0.98	33200		<b>HS</b>	
22	<b>A</b>	3.061	20	3	0.15				0.98	33227		<b>R</b>	
22	<b>A</b>	1.690	46	12	0.261	14.2	115	650	7.1	73365	1	<b>R</b>	
23	<b>B</b>		73.2	36.6	0.5					72861		<b>R</b>	
23	<b>B</b>		73.2	36.6	0.5					320586		<b>R</b>	
24	<b>B</b>		66	33	0.5	80	140			2191		<b>HS</b>	1.212
24	<b>B</b>		66	33	0.5	80	140			4382		<b>HS</b>	1.212
25	<b>B</b>		30	15	0.5					7100		<b>HS</b>	
25	<b>B</b>		30	15	0.5					7171		<b>R</b>	
25	<b>B</b>		30	15	0.1					6000		<b>HS</b>	
25	<b>B</b>		30	15	0.5					6000		<b>HS</b>	
26	<b>B</b>				0.025					600		<b>N</b>	
26	<b>B</b>				0.025					100000		<b>N</b>	
26	<b>B</b>				0.5					1000		<b>HS</b>	
27	<b>A</b>		18	3	0.17					10000		<b>HS</b>	
28	<b>A</b>	2.0	4	2	0.5	2	19	800	1	182000	1	<b>R</b>	1
28	<b>A</b>	2.0	4	2	0.5	2	19	800	1	330000	1	<b>R</b>	1
28	<b>A</b>	2.0	4	2	0.5	2	19	800	1	23857	1	<b>R</b>	1
28	<b>A</b>	2.0	4	2	0.5	2	19	800	1	59642	1	<b>R</b>	1
28	<b>A</b>	1.5	3	1.5	0.5	2	19	800	1	17893	1	<b>R</b>	1.33
28	<b>A</b>	1.5	3	1.5	0.5	2	19	800	1	44732	1	<b>R</b>	1.33
28	<b>A</b>	1.0	2	1	0.5	2	19	800	1	11928	1	<b>R</b>	2
28	<b>A</b>	1.0	2	1	0.5	2	19	800	1	29821	1	<b>R</b>	2
29	<b>B</b>				0.025					600		<b>N</b>	
29	<b>B</b>				0.025					10000		<b>N</b>	
29	<b>B</b>				0.025					100000		<b>N</b>	
30	<b>B</b>				0.14		90			1893		<b>HS</b>	
30	<b>B</b>				0.21		90			1904		<b>HS</b>	
30	<b>B</b>				0.31		90			2419		<b>HS</b>	
30	<b>B</b>				0.41		90			4390		<b>HS</b>	
30	<b>B</b>				0.5		90			4400		<b>HS</b>	
31	<b>B</b>	1.154	20	9	0.45			504	7.80	3571		<b>HS</b>	
31	<b>B</b>	1.217	20	9	0.45			504	7.40	3968		<b>HS</b>	
31	<b>B</b>	1.44	20	9	0.45			504	6.25	5555		<b>HS</b>	

Табл 3. Продолжение таблицы 2

<i>N</i>		$h/\delta$	$d, \text{ мм}$	$h, \text{ мм}$	$h/d$	$H_K, \text{ мм}$	$B, \text{ мм}$	$X, \text{ мм}$	$\delta, \text{ мм}$	$Re_d$	$2\delta/H_K$	Тип	$H_K/d$
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
34	A	1.102	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	4.61	3220	1.5E-2	N	12.0
34	A	1.129	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	4.50	4170	1.5E-2	N	12.0
34	A	1.251	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	4.06	5125	1.3E-2	HS	12.0
34	A	1.431	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	3.55	6710	1.2E-2	HS	12.0
35	A	1.553	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	3.27	7892	1.1E-2	HS	12.0
36	A	2.674	50.8	5.08	0.1	610	457	62.6	1.90	23450	6.2E-3	HS	12.0
37	A	0.223	15	5	0.33	20	200	950	22.4	14951	2.242	R	1.33
38	A	0.417	30	5	0.167			694	12.0	3588		N	
39	B	1.129	20	9	0.45			504	7.97	3984		HS	

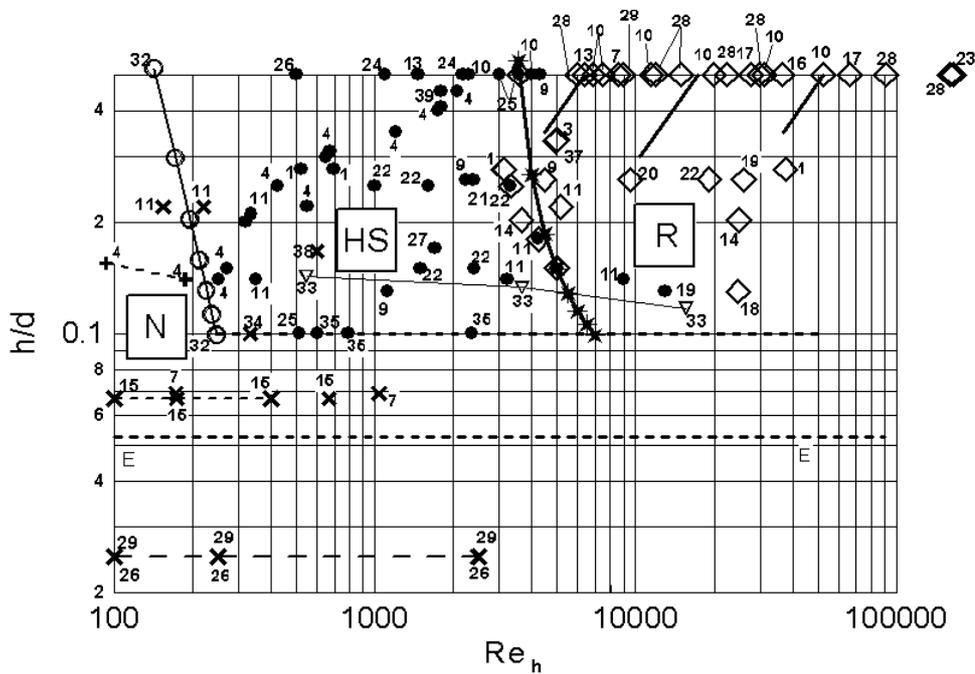


Рис. 5. Диаграмма режимов течения в углублении в координатах: относительная глубина лунки  $h/d$  – число Рейнольдса  $Re_h$ :  $\times$  или  $+$  – диффузорно-конфузорный режим **N**;  $\bullet$  – режим существования подковообразного вихря **HS**;  $\diamond$  – режим существования столбовидного вихря **R**;  $\circ$  – граница между режимами **N** и **HS**, определенная по уравнению (1);  $*$  – граница между режимами **HS** и **R**, определенная по уравнению (2);  $\nabla$  – граница между режимами **N** и **HS** для цилиндрических лунок, рассчитанная по данным [33];  $|$  – возникновение турбулентного течения внутри углубления по данным различных авторов [13, 21, 10]

которой при том же диаметре будет тот же объем, что и у лунки, имеющей вид сферического сегмента:

$$C = \frac{h}{6} \cdot \left( 3 + 4 \cdot \left( \frac{h}{d} \right)^2 \right). \quad (4)$$

На рис. 6 приведены опытные данные, пред-

ставленные ранее на рис. 5, но в координатах  $h/d - Re_c$ . Диапазоны чисел Рейнольдса, характеризующие границы режимов, уменьшились до следующих пределов. Граница между диффузорно-конфузорным типом течения (**N**) и течением с подковообразным вихрем (**HS**) при относительных глубинах лунок 0.52 ... 0.1 находится в ди-

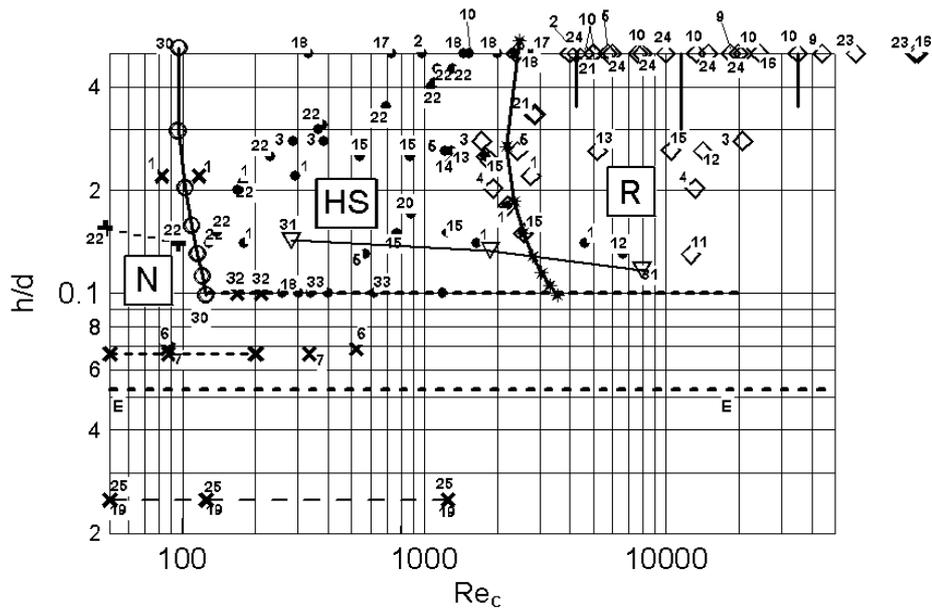


Рис. 6. Диаграмма режимов течения в углублении в координатах: относительная глубина лунки  $h/d$  – число Рейнольдса  $Re_c$ :  $\times$  или  $+$  – диффузно–конфузорный режим **N**;  $\bullet$  – режим существования подковообразного вихря **HS**;  $\diamond$  – режим существования столбовидного вихря **R**;  $\circ$  – граница между режимами **N** и **HS**, определенная по уравнению (1);  $*$  – граница между режимами **HS** и **R**, определенная по уравнению (2);  $\nabla$  – граница между режимами **N** и **HS** для цилиндрических лунок, рассчитанная по данным [33];  $|$  – возникновение турбулентного течения внутри углубления по данным различных авторов [13, 21, 10]

апазоне чисел Рейнольдса –  $Re_c = 97 \dots 125$  (отношение границ диапазона – 1.29). Граница между течением с подковообразным вихрем (**HS**) и течением со столбовидным вихрем (**R**) при относительных глубинах лунок  $0.54 \dots 0.1$  находится в диапазоне чисел Рейнольдса -  $Re_c = 2474 \dots 3298$  (отношение границ диапазона – 1.33).

Сравнение полученных результатов с предыдущими исследованиями показывает качественное согласование предложенной в настоящей работе и в диссертации Шелчкова [4] границы диффузно–конфузорного течения (**N**) и режима подковообразного вихря (**HS**) (штриховая линия с прямыми крестами). В работе [6] сделан вывод о том, что область существования пары симметричных вихрей ограничена числами Рейнольдса  $Re_d$  от 4000 до 9000. Использование большего числа источников в настоящем исследовании позволила расширить эту область с учетом зависимости ее границ от числа Рейнольдса.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При больших относительных глубинах лунок  $0.1 \leq h/d \leq 0.5$  границей между диффузно–

конфузорным режимом (**N**) и течением с подковообразным вихрем (**HS**) может служить линия критических высот шероховатости  $k_{cr}$  (1).

2. Столбовидный вихрь (**R**) существует в течениях, удовлетворяющих двум условиям: числа Рейнольдса больше, чем определяемые уравнением (3) и отношение  $h/d \geq 0.1$ .

3. Область существования подковообразного вихря (**HS**) ограничена следующими пределами: линией критических высот шероховатости  $k_{cr}$  (1), линией минимального отношения  $h/d = 0.1$  и гиперболой (2), которая в новых координатах принимает вид (3).

4. Ни подковообразный (**HS**), ни столбовидный (**R**) вихри не наблюдались в углублениях с относительной глубиной  $h/d < 0.1$ .

5. При малых относительных глубинах лунок  $h/d < 0.1$  во всем исследованном диапазоне чисел Рейнольдса ( $15 < Re_h < 165500$ ) наблюдается диффузно–конфузорный режим течения (**N**) (у входной кромки возможен отрыв).

6. Для экспресс-оценки типа течения в лунке удобными координатами являются  $h/d - Re_h$  или  $h/d - Re_c$ .

1. Гачечиладзе И. А., Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К. и др. Теплообмен при самоорганизации

- смерчеобразных структур // Теплообмен.- ММФ, 1.- Минск, 1998.- С. 83-125.
2. Chudnovsky Ya. P. Vortex heat transfer enhancement and its applications // Proceeding of International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer.- Lisbon, Portugal, August 9-12, 1994.- P. 12-18.
  3. Езерский А. Б., Шехов В. Г. Визуализация потока тепла при обтекании уединенных сферических углублений // Механика жидкости и газа.- 1989.- N 6.- С. 161-164.
  4. Щелчков А. В. Теплогидравлическая эффективность интенсификации теплоотдачи в каналах со сфероидальными выемками. - Автореферат диссертации на соискание ученой степени к. т. н.- Казань, 2004.- 16с.
  5. Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Олейников В. Г., Алексеев В. В. Механизмы самоорганизации смерчеобразных струй при обтекании трехмерных вогнутых рельефов // Труды Второй Российской конференции "Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках".- М., 2005.- С. s104-s104.
  6. Халатов А. А., Онищенко В. Н. Диаграмма режимов течения в одиночном сферическом углублении с острой кромкой // Промышленная теплотехника.- 2005.- 27, N 4.- С. 5-10.
  7. Афанасьев В. Н., Чудновский Я. П. Экспериментальное исследование структуры течения в одиночной впадине // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение.- 1993.- N 1.- С. 85-95.
  8. Кесарев В. С., Козлов А. П. Структура течения и теплообмен при обтекании полусферического углубления турбулизированным потоком воздуха // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение.- 1993.- N 1.- С. 106-115.
  9. Мшвидобадзе Ю. М. Аэродинамика и теплообмен в сферической каверне.- Автореферат диссертации на соискание ученой степени к. т. н.- Новосибирск, 1997.-19 с.
  10. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Чушкин Ю. В., Самойлов А. Г., Ануров Ю. М., Кузнецов Н. Д., Нагога Г. П. Интенсификация массо- и теплообмена (обзор полученных результатов).- М.: ЦНИИАтоминформ, 1987.- 57 с.
  11. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Метов Х. Т., Харченко В. Б. Моделирование влияния вязкости на смерчевой теплообмен при турбулентном обтекании неглубокой лунки на плоскости // ИФЖ.- 2002.- 75, N 4.- С. 98-104.
  12. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Моделирование смерчевой интенсификации теплообмена: состояние и перспективы // Труды Второй Российской конференции "Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках".- М., 2005.- С. s106-s06.
  13. Presser K. H. Empirische Gleichungen zur Berechnung der Stoff- und Wärmeübertragung für den Spezial der Abgerissenen Stromung // Int. J. Heat Mass Transfer.- 1972.- 15.- P. 2447-2471.
  14. Ligrani P. M., Harrison J. L., Mahmood G. I., Hill M. L. Flow structure due to dimple depression on a channel surface // Physics of Fluids.- 2001.- 13, N 11.- P. 3442-3451.
  15. Афанасьев В. Н., Леонтьев А. И., Чудновский Я. П. Теплообмен и трение на поверхностях, профилированных сферическими углублениями.- М.: Издательство МГТУ, 1990.- 117 с.
  16. Боровой В. Я., Яковлев Л. В. Теплообмен при сверхзвуковом обтекании одиночной лунки // Механика жидкости и газа.- 1991.- N 5.- С. 48-52.
  17. Сайред Н., Шукин А. В., Козлов А. П., Буланов О. Ю., Агачев Р. С. Влияние продольной кривизны поверхности на гидродинамику в сферической выемке // Изв. ВУЗов. Авиационная техника.- 2000.- N 1.- С. 40-44.
  18. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Конвективный теплообмен на поверхности в области за каверной сферической формы // Теплофизика и аэромеханика.- 1994.- 1, N 1.- С. 29-35.
  19. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Теплоотдача от каверны сферической формы, расположенной на стенке прямоугольного канала // Теплофизика высоких температур.- 1994.- 32, N 2.- С. 249-254.
  20. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Поле давлений и сопротивление одиночной лунки с острыми и скругленными краями // Журнал прикладной механики и технической физики.- 1993.- 34, N 3.- С. 331-338.
  21. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сибирский физико-технический журнал.- 1992.- Вып. 1.- С. 77-85.
  22. Волчков Э. П., Калинина С. В., Матрохин И. И., Мшвидобадзе Ю. М., Терехов В. И., Третьяков С. П., Ярыгина И. И. Некоторые результаты экспериментального исследования аэродинамики и теплообмена на поверхности с полусферическими кавернами // Сибирский физико-технический журнал.- 1992.- Вып. 5.- С. 3-9.
  23. Снидекер Р., Дональдсон К. Исследование течения с двумя устойчивыми состояниями в полусферической каверне // РТК.- 1966.- N 4.- С. 227-228.
  24. Шукин А. В., Ильинков А. В., Агачев Р. С., Козлов А. П., Масленников А. Н. Гидродинамика в полусферической выемке при малых скоростях потока // Ракетная техника и космонавтика.- 1966.- N 4.- С. 88-89.
  25. Громов П. Р., Зобнин А. Б., Рабинович М. И., Сушик М. М. Рождение уединенных вихрей при обтекании мелких сферических углублений // Письма в ЖТФ.- 1986.- 12, Вып. 21.- С. 1323-1328.
  26. Леонтьев А. И., Олимпиев В. В., Дилевская Е. В., Исаев С. А. Существо механизма интенсификации теплообмена на поверхности со сферическими лунками // Известия Академии наук. Энергетика.- 2002.- N 2.- С. 117-135.
  27. Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Алексеев В. В. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация теплообмена, сопровождающая это явление.- М.: Издательство МЭИ, 2005.- 83 с.
  28. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Подымака Н. Ф., Хабенский В. Б. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // Доклады Академии наук СССР.- 1986.- 291, N 6.- С. 1315-1318.
  29. Шукин А. В., Козлов А. П., Агачев Р. С., Чудновский Я. П. Интенсификация теплообмена сферическими выемками при воздействии возмущающих факторов.- Казань: Изд-во Казанского государственного технического университета, 2003.- 143 с.
  30. Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Олимпиев В. В., Щелчков А. В. Течение и теплоотдача в каналах со сфероидальными интенсификаторами при вынужденной конвекции газа // Труды Второй Российской конференции "Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках".- М.- 2005.- С. s102-100.

31. Воскобойник А. В. Формування когерентних вихорових структур у закручених потоках та заглибленнях.– Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня к. т. н.: Київ, 2005.– 19 с.
32. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.– М.: Наука, 1969.– 742 с.
33. Wieghardt K. Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen // Techn. Berichte.– 1943.– **10**, N **9**.– P. 65–81.
34. Khalatov A. A., Byerley A., Soeng-Ki Min, Ochoa D. Flow characteristics within and downstream of spherical and cylindrical dimple on a flat plate at low Reynolds number // ASME Paper N GT 2004-33656.– 2004.– N A.– P. 1–2.
35. Khalatov A. A., Byerley A., Soeng-Ki Min, Ochoa D. Application of advanced techniques to study fluid flow and heat transfer within and downstream of a single dimple // Proceeding of V Minsk International Heat and Mass Transfer Forum.– Minsk: Belarus, 2004.– P. 1–82.
36. Дрейцер Г. А. Критический анализ современных достижений в области интенсификации теплообмена в каналах // Труды 2-ой Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ 2). Т. 6. Интенсификация теплообмена.– М.: Изд-во МЭИ, 1998.– С. 55–59.
37. Мусиенко В. П. Экспериментальное исследование обтекания локализованных углублений // Бионика.– 1993.– Вып. 26.– С. 31–34.
38. Бабенко В. В., Мусиенко В. П., Коробов В. И., Пядишюс А. Выбор геометрических параметров лунки, генерирующей возмущения в пограничном слое // Бионика.– 1998.– Вып. 27–28.– С. 42–47.
39. Турик В. Н., Бабенко В. В., Воскобойник В. А., Воскобойник А. В. Вихревое движение в полусферической лунке на поверхности обтекаемой пластины // Вестник Национального технического университета Украины “КПИ”.– 2006.– Вып. 48.– С. 79–85.
40. Babenko V. V., Korobov V. I., Musienko V. P. Formation of vortex structure on curvilinear surfaces and semi-spherical cavities // Proceeding of 11 th International COUETTE-TAYLOR WORKSHOP.– Bremen, 1999.– P. 103–107.