

А. А. Кислицын

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОГРЕВА И ФИЛЬТРАЦИИ НЕФТИ В ПЛАСТЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Применение высокочастотного электромагнитного излучения — перспективный способ интенсификации добычи высоковязких нефтей. Благодаря глубокому проникновению и возникающему вследствие этого объемному тепловыделению электромагнитное излучение способно обеспечить гораздо более высокую скорость и равномерность нагрева и более высокий КПД, чем традиционные способы теплового воздействия — нагретым паром или горячей жидкостью. Однако для реализации таких возможностей необходимо детально исследовать происходящие при этом процессы теплопереноса, чтобы найти оптимальные режимы воздействия. Оценки глубины прогрева, распределения температуры и скорости фильтрации на одномерных моделях сделаны в [1—4]. В [5] исследована двумерная модель пласта, но без учета фильтрации нефти (прогрев пласта при закрытой скважине). В то же время возможен (и проходил промышленные испытания [6]) процесс электромагнитного прогрева пласта с одновременной добычей нефти, при моделировании которого, очевидно, необходим учет как теплопереноса, так и фильтрации нефти в пористом пласте. Определение оптимальных параметров воздействия при этом режиме и является целью данной работы.

Модель и система уравнений. Численные исследования выполнялись на двумерной осесимметричной модели, схема которой приведена на рис. 1. Нефтяной пласт заключен между плоскостями, перпендикулярными оси z (линия 1). Модель симметрична относительно плоскости $z = 0$, поэтому изображена только верхняя половина. Сверху и снизу пласт окружает неограниченная среда, физические характеристики которой (теплопроводность, плотность, теплоемкость) отличаются от характеристик пласта. В скважину помещен источник электромагнитного излучения 2 мощностью несколько десятков или сотен киловатт. Электромагнитные волны распространяются в радиальном направлении вокруг скважины; происходят их поглощение и объемный разогрев пласта и прилегающих пород. Вследствие разогрева вязкость нефти уменьшается, и ее приток в скважину возрастает.

Размер прогретой зоны при фиксированных размерах и мощности источника зависит от физических параметров среды и глубины проникновения электромагнитных волн. Эта глубина, в свою очередь, зависит от

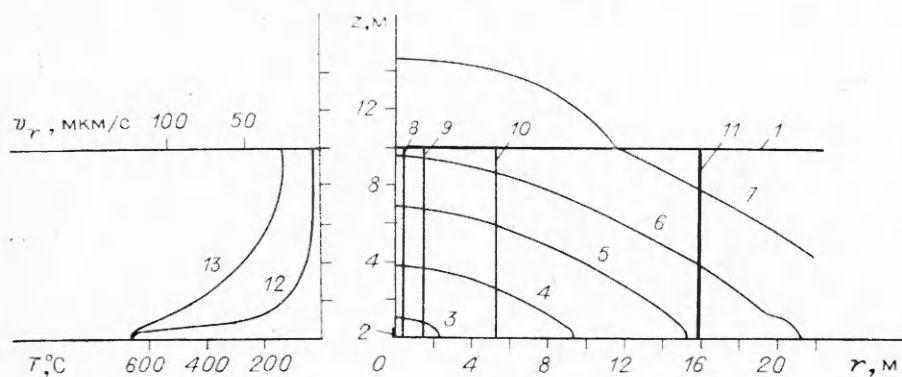


Рис. 1

частоты излучения, и ею, значит, можно управлять. При слишком большой глубине проникновения излучения (слишком малая частота) энергия источника рассеивается в большой области и растекается в прилегающие породы, не производя необходимого нагрева. При слишком малой глубине (слишком большая частота) происходит сильный перегрев небольшой области, окружающей источник, возникает большой градиент температуры и тепло интенсивно растекается вверх и вниз в прилегающие породы, не обеспечивая необходимого радиального прогрева. В обоих случаях прогретая зона мала и нагрев неэффективен. Существует, следовательно, некоторая оптимальная частота излучения, при которой (при фиксированной мощности источника) может быть получен наиболее эффективный прогрев. По этим же причинам существует оптимальный размер (высота) излучателя, помещенного в скважину. Что касается мощности источника, то (в рамках принятой модели) чем она больше, тем, очевидно, больше прирост дебита скважины, но тем больше и потери тепла. Поэтому эффективность прогрева (отношение прироста добытой нефти к затраченной энергии) при слишком большой мощности может оказаться низкой. Кроме того, мощность излучения ограничена сверху тем, что нежелателен перегрев нефти выше температуры ее разложения. Определение оптимальных значений частоты излучения, размера и мощности излучателя и является основной задачей численного моделирования.

В рамках принятой модели процесс разогрева и фильтрации описывается системой взаимосвязанных уравнений тепло- и пьезопроводности:

$$(1) \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + m \rho_1 c_1 \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\alpha W \psi(z)}{2\pi r h} \exp[-\alpha(r-b)], \quad b \leq r < \infty, \quad -\infty < z < \infty;$$

$$(2) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{m \beta_p} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] + \frac{\beta_r}{\beta_p} \frac{\partial T}{\partial t},$$

$$b \leq r < \infty, \quad -H/2 \leq z \leq H/2.$$

Здесь ρ , c , λ — плотность, теплоемкость и теплопроводность среды, усредненные по всем фазам (эти величины различны в пласте и в прилегающих породах и, следовательно, являются функциями z); ρ_1 , c_1 , μ — плотность, теплоемкость и вязкость фильтрующейся жидкости (нефти); m — коэффициент пористости; v_r , v_z — компоненты вектора скорости фильтрации; α — показатель поглощения электромагнитного излучения; W , h — мощность и высота источника электромагнитного излучения; b — радиус скважины; k — коэффициент проницаемости; $\beta_p = (\partial \rho_1 / \partial p) / \rho_1$ — коэффициент сжимаемости; $\beta_r = -(\partial \rho_1 / \partial T) / \rho_1$ — коэффициент теплового расширения фильтрующейся жидкости; H — толщина пласта; $\psi(z)$ — функция, характеризующая распределение поглощенной мощности электромагнитного излучения по высоте. Для излучателя, имеющего идеальную диаграмму направленности (который рассматривается в данной работе), функцию $\psi(z)$ запишем в виде

$$\psi(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } -h/2 \leq z \leq h/2, \\ 0 & \text{при } z < -h/2, \quad z > h/2. \end{cases}$$

Взаимосвязь уравнений (1) и (2) заключается в том, что в (1) учитывается конвективный теплоперенос, зависящий от давления (закон Дарси):

$$(3) \quad v_r = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad v_z = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z},$$

а в (2) учитываются зависимость вязкости нефти от температуры и ее объемное расширение вследствие разогрева. Естественная конвекция в поле тяжести в данных условиях возникнуть не может, так как число

$$Ra = g \frac{\beta_T \rho_1 c_1 k}{\mu \lambda} \Delta T H \ll 1$$

при всех разумных значениях перепада температур ΔT .

Начальные и граничные условия следующие:

$$(4) \quad T|_{t=0} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=b} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r \rightarrow \infty} = \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow \pm \infty} = 0;$$

$$(5) \quad p|_{t=0} = p_0, \quad p|_{r=b} = p_b, \quad p|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow p_0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=+H/2} = 0$$

(T_0 , p_0 — начальные значения внутрипластовых температуры и давления, p_b — давление в скважине).

Метод решения. После преобразования к безразмерному виду (аналогично тому, как это сделано в [5]) была применена локально-одномерная схема на неравномерной сетке [7, 8]. На каждом шаге по времени строился итерационный процесс по следующему алгоритму: 1) решалось уравнение (1) с v_r , v_z , взятыми из предыдущего шага; 2) решалось уравнение (2) с новыми значениями температуры, затем по формулам (3) вычислялись новые значения v_r и v_z ; 3) решалось уравнение (1) с новыми значениями v_r , v_z , и результат сравнивался с полученным на предыдущей итерации. При несовпадении (с заданной точностью) снова решалось уравнение (2) и т. д. По скорости сходимости итерационного процесса применялось автоматическое регулирование длины шага по времени.

Программа составлена на языке Фортран ЕС ЭВМ, моделирование выполнялось на ЭВМ ЕС 1045. Сетка 50×50 с возрастающим шагом при удалении от источника по обеим координатам.

Объект исследований. При моделировании использовались физические параметры, характерные для Русского месторождения Тюменской области, опубликованные в [9—11]. Наиболее существенные из них приведены в таблице.

Отклонения от линейного закона фильтрации для Русской нефти незначительны [9, 11]; зависимость ее вязкости от температуры хорошо аппроксимируется обобщенной формулой Андраде

$$\mu(T) = \mu_\infty \exp \{E_a / [R(T - T_s)]\},$$

где E_a — энергия активации; T_s — температура полного затвердевания; μ_∞ — предел вязкости при $T \rightarrow \infty$; R — универсальная газовая постоянная.

Показатель поглощения электромагнитного излучения рассчитывался согласно [12] по формуле

$$\alpha = \frac{2\pi f}{C_R} \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta.$$

Здесь f — частота излучения; C_R — скорость света в вакууме; ϵ — диэлектрическая проницаемость; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь.

Результаты и обсуждение. Результаты моделирования приведены на рис. 1—6 для наглядности в размерном виде.

На рис. 1, который использовался выше для описания модели, представлены изотермы и изобары стационарных полей температуры и давления в пласте, а также распределение температуры и скорости фильтрации на поверхности скважины для мощности излучения $W = 100$ кВт,

H , м	p_0 , МПа	T_0 , °С	h , Д	m	ρ_1 , кг/м ³	$\rho_1 c_1$, кДж/(м ³ ·К)	λ_1 , Вт/(м·К)	β_1 , Па ⁻¹	β_T , К ⁻¹	μ_0 , мПа·с	ϵ	$\operatorname{tg} \delta$
20	8	20	1,5	0,32	940	2310	1,0	$2,7 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-4}$	550	2,60	0,02

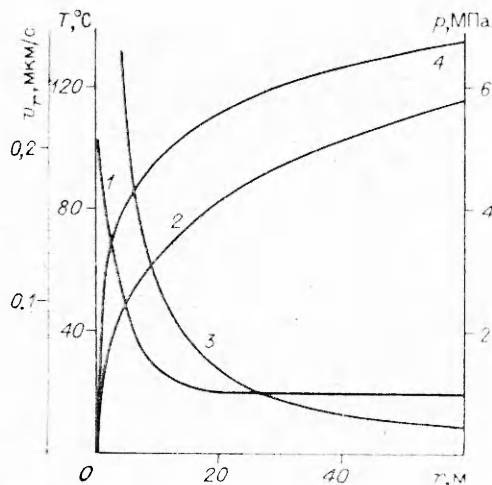


Рис. 2

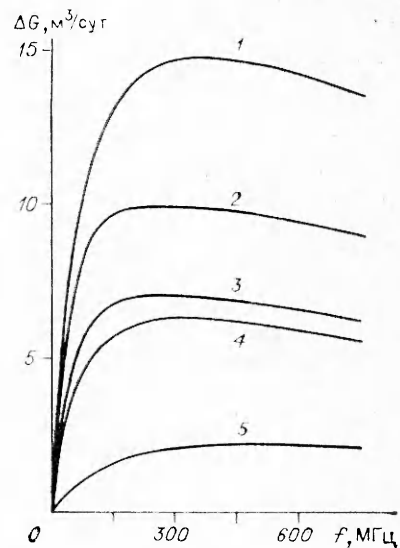


Рис. 3

$f = 400$ МГц, $h = 1,0$ м. Кривые 3—7 изображают изотермы с температурой 250; 50; 25; 21; 20,1 °С, 8—11 — изобары с давлением 1; 2; 3; 4 МПа, 12, 13 — профили температуры и скорости фильтрации на поверхности скважины соответственно.

В связи с тем, что коэффициент пьезопроводности κ_0 много больше коэффициента температуропроводности a_0 , давление в пласте устанавливается значительно быстрее температуры, и вследствие граничных условий (5) (непроницаемые границы пласта при $z = \pm H/2$) изобары представляют собой почти цилиндрические поверхности. Поэтому скорость $v_z \sim 0$ на протяжении всего процесса разогрева, что существенно облегчает моделирование за счет увеличения скорости сходимости итерационного процесса. Задача, однако, не сводится к одномерной из-за сильной зависимости вязкости от температуры, а следовательно, и от координаты z .

На рис. 2 показаны профили стационарных полей температуры и давления, а также профиль скорости фильтрации в пласте в радиальном направлении при $W = 100$ кВт, $f = 300$ МГц, $h = 20$ м. Кривая 1 — профиль температуры, 2 — профиль давления, 3 — скорость фильтрации, 4 — стационарный профиль давления, который установился бы при отсутствии разогрева. По скорости фильтрации можно оценить значение местного числа Пекле $Pe = v_r / (a_0 \alpha)$, где в качестве характерного размера взята глубина проникновения излучения $1/\alpha$. Из рис. 2 легко определить, что $Pe \sim 1$ на расстоянии $r \sim 10$ м от скважины. Таким образом, с точки зрения характера теплопереноса можно выделить две области: ближнюю к скважине, где преобладает конвективный перенос тепла ($Pe > 1$), и дальнюю, где преобладает обычная теплопроводность ($Pe < 1$). При отсутствии прогрева из-за большой вязкости нефти вблизи скважины устанавливается высокий градиент давления (кривая 4). Прогрев уменьшает вязкость, и градиент давления существенно выравнивается (кривая 2), вследствие чего радиус депрессии (заметного снижения давления) составляет десятки метров, т. е. в несколько раз больше, чем радиус прогрева, который равен 15—20 м (линия 1).

Наиболее важным с практической точки зрения результатом прогрева является увеличение дебита скважины $\Delta G = G - G_0$ по сравнению с дебитом «холодной» скважины $G_0 \approx 10$ м³/сут.

На рис. 3 приведена зависимость увеличения дебита скважины в результате электромагнитного прогрева от частоты излучения при различных размерах h и мощности W излучателя (линии 1—5 отвечают $W = 100; 100; 150; 100; 10$ кВт, $h = 0,4; 1; 20; 20; 10$ м). Все линии имеют

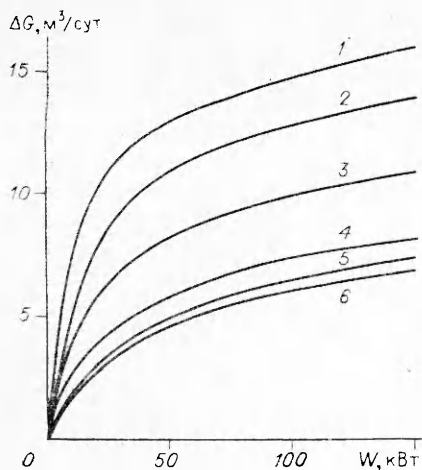


Рис. 4

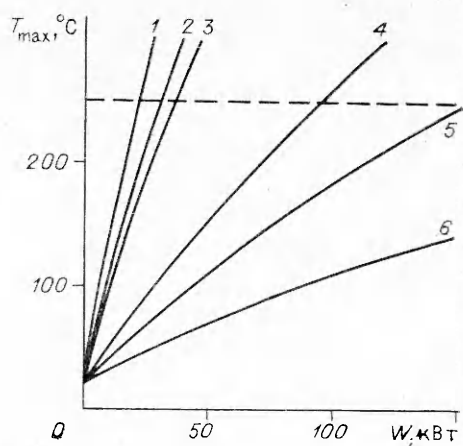


Рис. 5

более или менее четко выраженные максимумы при частотах от 200 до 500 МГц, а при уменьшении частоты ниже 100 МГц эффективность нагрева резко снижается. Физический смысл этих максимумов обсуждался выше. Более точное значение оптимальной частоты зависит от размеров и мощности излучателя. Можно заметить, что при уменьшении мощности максимум кривой (т. е. наиболее эффективное значение частоты) смещается в сторону более высоких частот, что вполне естественно, так как при небольшом значении мощности, очевидно, более выгодно сосредоточить большую ее часть вблизи скважины, т. е. увеличить показатель поглощения α .

На рис. 4 изображена зависимость увеличения дебита скважины от мощности излучения при различных размерах излучателя h и частоте излучения 300 МГц, которая близка к оптимальной для широкого диапазона W и h источника (см. рис. 3). Кривые 1—6 отвечают $h = 0,4; 0,2; 1; 5; 10; 20$ м. При увеличении мощности прирост дебита, конечно, увеличивается, однако растут и потери тепла, которые особенно велики при больших размерах излучателя. При слишком маленьких размерах излучателя происходит сильный перегрев ближайшей к нему области, что также ведет к дополнительным потерям энергии. Наибольший прирост дебита, как видно из рис. 4, достигается при $h = 0,4$ м; этот размер и является оптимальным. Правильный выбор размера излучателя не менее важен, чем правильный выбор частоты. Например, излучатель с $W = 30$ кВт оптимального размера 0,4 м дает почти вдвое больший эффект прогресса, чем излучатель с $W = 150$ кВт, $h = 20$ м.

На рис. 5 представлена зависимость максимальной температуры нефти (температура на уровне середины излучателя $z = 0$) от мощности излучения при $f = 300$ МГц. Кривые 1—6 отвечают $h = 0,2; 0,4; 1; 5; 10; 20$ м, штриховая линия — температура начала разложения нефти $T_* = 250^\circ \text{C}$. Чем меньше размер излучателя при заданной мощности, тем выше плотность потока энергии и сильнее нагрев ближайших к излучателю областей призабойной зоны. Поэтому при небольших размерах излучателя его мощность ограничена сверху несколькими десятками киловатт. В частности, для излучателя $h = 0,4$ м мощность не должна превышать 30 кВт.

На рис. 6 показана зависимость эффективности прогресса от мощности излучателя. Эффективность определяется отношением добытой дополнительно (в результате прогресса) нефти в течение суток ΔV к энергозатратам E за это же время. Кривые 1—5 соответствуют $h = 0,4; 0,2; 1; 5; 20$ м, для всех кривых $f = 300$ МГц. Если считать, что теплопроводная способность 1 м³ нефти составляет 30 ГДж, а суммарный КПД всей энергетической установки для прогресса 15%, то уровень энергетической

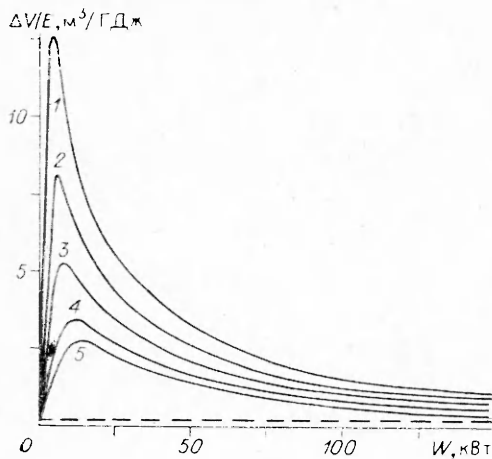


Рис. 6

том конвективного теплопереноса и зависимости вязкости нефти от температуры. Показано, что эффективность прогрева существенно зависит от правильного выбора частоты и мощности излучения и размеров излучателя. При моделировании использовались физические параметры, характерные для Русского месторождения высоковязкой нефти Тюменской области. Для них определены оптимальный размер излучателя (0,4 м), оптимальная частота (300 МГц) и мощность излучения (30 кВт). При этих параметрах в результате прогрева расчетное увеличение дебита скважины 2,2 раза (с 10 до 22 м³/сут), максимальная температура нефти не превысит 250 °С, эффективность прогрева составит 4,5 м³/ГДж, энергетические затраты 62 кВт/ч на 1 м³ дополнительно добытой нефти. Эти результаты представляются вполне приемлемыми с практической точки зрения, а метод электромагнитного прогрева — технически осуществимым и конкурентоспособным по сравнению, например, с методом внутрислоевого горения.

Автор благодарит Р. И. Нигматулина за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саяхов Ф. Л., Чистяков С. Н., Бабалян Г. А., Федоров Б. И. Расчет прогрева призабойной зоны нефтяных скважин высокочастотными электромагнитными полями // Изв. вузов. Нефть и газ.— 1972.— № 2.
2. Саяхов Ф. Л., Фатыхов М. А., Кузнецов О. Л. Исследование электромагнитно-акустического воздействия на распределение температуры в нефтеводонасыщенной горной породе // Изв. вузов. Нефть и газ.— 1984.— № 3.
3. Зьонг Нгюк Хай, Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. К теории фильтрации жидкости в пористой среде при объемном нагреве высокочастотным электромагнитным полем // ПММ.— 1987.— Т. 51, вып. 1.
4. Зьонг Нгюк Хай, Мусаев И. Д., Нигматулин Р. И. Автономные решения задачи тепло- и массопереноса в насыщенной пористой среде с объемным источником тепла // ПММ.— 1987.— Т. 51, вып. 6.
5. Кислицын А. А., Нигматулин Р. И. Численное моделирование процесса нагрева нефтяного пласта высокочастотным электромагнитным излучением // ПМТФ.— 1990.— № 4.
6. Саяхов Ф. Л., Бабалян Г. А., Альметьев А. Н. Об одном способе извлечения вязких нефтей и битумов // Нефтяное хозяйство.— 1975.— № 12.
7. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.
8. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена.— М.: Наука, 1984.
9. Аржанов Ф. Г., Кувшинов А. С., Фанн Ю. Б. и др. Оценка возможной нефтеотдачи при разработке месторождения Русское с использованием тепловых методов // Нефтяное хозяйство.— 1977.— № 2.
10. Ахметов А. Т., Кислицын А. А., Фадеев А. М., Чебаков А. А. Экспериментальное исследование диэлектрических свойств материалов нефтяной технологии //

рентабельности равен примерно 0,2 м³/ГДж (штриховая линия). Как видно из рис. 6, эффективность прогрева имеет максимум при небольших мощностях излучения (эти максимумы отвечают небольшому абсолютному увеличению дебита). При увеличении мощности эффективность прогрева уменьшается вследствие роста тепловых потерь, однако во всем рассматриваемом диапазоне мощностей существенно превышает уровень энергетической рентабельности.

Итак, выполнено численное исследование процесса электромагнитного разогрева нефтяного пласта на двумерной модели с учетом

Итоги исследований Института механики многофазных систем СО АН СССР.— Тюмень, 1990.— № 2.

11. Тапшыкова Л. Ю., Юдина Н. В. Влияние высокомолекулярных компонентов на реологию нефтяных систем // Структура растворов и дисперсий: свойства коллоидных систем и нефтяных растворов.— Новосибирск: Наука, 1988.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.

г. Тюмень

Поступила 4/XI 1991г.,
в окончательном варианте —
17/VI 1992 г.

УДК 536.24

А. И. Гныря, В. И. Терехов, С. П. Третьяков,
Н. И. Ярыгина

ТЕПЛОБМЕН ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИЕЙ ОТ НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПОЛОСТИ, ОБРАЗОВАННОЙ ДВУМЯ ВЫСОКИМИ РЕБРАМИ

Интерес к проблеме исследования отрывных течений обусловлен широкими техническими приложениями таких потоков. Известно [1], что наличие на обтекаемой поверхности макрошероховатостей в виде уступов, ребер, граней, приводящих к отрыву потока, может вызвать как интенсификацию, так и снижение интенсивности конвективного теплообмена. Интенсификация теплообмена вызывается дополнительной турбулизацией течения в вихревых зонах, а также малой толщиной пограничного слоя в зоне его повторного присоединения к стенке и в области его дальнейшего развития вниз по потоку. Снижение же теплоотдачи обусловлено малым значением коэффициента обмена в замкнутых циркуляционных зонах до и после препятствий. Влияние этого фактора возрастает с увеличением высоты препятствий, когда его относительное значение $h^+ = hv^*/\nu \geq 10^2 \div 10^3$ (h — высота препятствия, $v^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — скорость трения, ν — кинематическая вязкость).

Совместное проявление указанных факторов существенно усложняет процесс тепломассообмена, и возможность теоретического решения задачи становится весьма проблематичной. Первостепенное значение при анализе подобных течений приобретает эксперимент.

Несмотря на большое количество работ, посвященных экспериментальному изучению теплообмена в отрывных течениях, механизм переноса тепла в ячейке между двумя высокими ребрами практически не изучен. В [2, 3] исследовалась в основном теплоотдача за одиночным высоким ребром. Большое число работ посвящено экспериментальному изучению гидродинамики и теплообмена при наличии на поверхности элементов шероховатости в виде системы препятствий — ребер небольшой высоты ($h^+ = 5 \div 50$), которые используются для интенсификации теплообмена [4—9]. В целом же течение между препятствиями малой высоты, линейный масштаб которых значительно меньше толщины пограничного слоя, имеет принципиальное отличие от рассматриваемой нами задачи.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию вынужденной конвективной теплоотдачи от нагреваемой поверхности между двумя высокими ребрами. Большое внимание уделено визуализации картины течения.

1. Экспериментальная установка. Методика измерений. Опыты проводились в канале дозвуковой аэродинамической трубы сечением 200×200 мм. На нижней стенке канала (рис. 1) устанавливались ребра из материала с низкой теплопроводностью (оргстекла) толщиной $S =$