

ЛИТЕРАТУРА

1. Аронова Н. П., Морозов Ю. П. Математические модели процесса теплообмена при движении жидкости в надземном коллекторе.— В сб.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
2. Щербань А. Н., Кремнев О. А. и др. Методы теплового расчета подземных тепловых котлов. Л., изд. Ленингр. горного ин-та, 1974.
3. Рубинштейн Л. И. Температурные поля в нефтяных пластах. М., Недра, 1972.
4. Аэров М. Э., Годес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л., Химия, 1958.
5. Jagi S., Wakao N. Heat and mass transfer from wall to fluid in packed beds.— Amer. Inst. Chem. Eng. J., 1959, vol. 5, N 1.
6. Кучанов С. И., Письмен Л. М. Эффективная продольная теплопроводность зернистого слоя.— ТОХТ, 1967, т. 1, № 3.
7. Смирнова Н. П., Мухин В. А. Теплообмен к стенкам канала при фильтрации в нем жидкости.— В сб.: Физические процессы горного производства. Вып. 5. Л., изд. Ленингр. горного ин-та, 1978.
8. Brinkman H. C. A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles.— Appl. Sci. Res., 1947, vol. A 1, N 1.
9. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., Энергия, 1967.
10. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М., Атомиздат, 1974.
11. Биверз, Спэрроу, Роденз. Влияние размера пласта на характеристики течения и пористость произвольно уложенных пластов шариков.— ПМ, 1973, № 3.

УДК 532.546.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ПРИСТЕННОГО СЛОЯ НА МОДЕЛИ КУБИЧЕСКОЙ УПАКОВКИ

*В. И. Волков, Н. С. Данилов, В. Д. Жак, В. А. Мухин,
В. Е. Накоряков, В. И. Титков, Я. Я. Томсон*

(Новосибирск)

Несмотря на большое количество работ, посвященных гидродинамике потока в пористой среде, в литературе ведется оживленная дискуссия по детальной картине течения в порах засыпки [1—5]. Так, подвергается сомнению существование застойных зон между элементами засыпки, высказываются противоречивые мнения о природе прогибов профиля скорости вблизи стенки [2, 3].

Существование разноречивых точек зрения по детальной гидродинамической картине течения в засыпке связано с отсутствием прямых измерений профиля скорости внутри пористой среды датчиком, чувствующим направление скорости.

Известно небольшое количество экспериментальных работ по измерению профиля скорости внутри пористой среды термоанемометром и электрохимическими датчиками [2—4]. Следует учесть, что измерение подобными датчиками происходит в свободных пространствах, имеющих поперечный размер 0,1—0,2 диаметра шарика, который на моделях в среднем не превышает 1 см. Отсюда можно понять сложность проведения измерений контактными датчиками и невозможность измерения термоанемометром со скрещенными нитями ввиду его больших габаритов. Кроме того, показания термоанемометра и электрохимического датчика искажаются вблизи стенки, оценить влияние которой затруднительно, так как расстояние от датчика до стенки шарика в хаотичной укладке непредсказуемо, как и неизвестно заранее направление потока внутри пор засыпки. В таких потоках показания как термоанемометра, так и электрохимического датчика обусловлены модулем скорости. Поэтому имеющиеся данные по профилям скорости внутри засыпки вызывают некоторое сомнение. Если учесть эти и конструктивные сложности, возникающие при измерении контактным датчиком вектора скорости внутри пористой среды, то получение действительной гидродинамической картины внутри пористой среды в ближайшее время проблематично.

Использованию бесконтактных методов измерения скорости в пористой среде, например, с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) мешают естественные сложности (например, отклонение светового луча от любой криволинейной поверхности).

В данной работе удалось использовать ЛДИС для измерения скорости жидкости между шариками на модели пористой среды, избежав отклонения лазерного луча от криволинейной поверхности шарика за счет подбора жидкости с показателем преломления, равным показателю преломления стеклянных шариков.

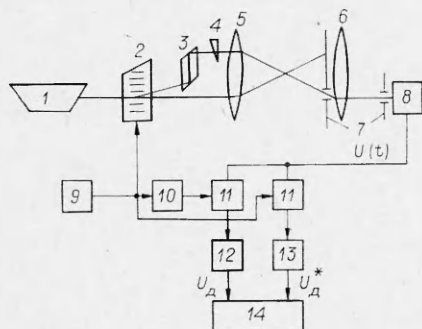
Различные схемы ЛДИС и подробное описание его работы приведено в [6—8].

Для проведения экспериментов были использованы две оптические схемы, способные работать со знакопеременными потоками. Дифференциальная схема обеспечивала чувствительность к направлению потока благодаря формированию двух доплеровских сигналов, сдвинутых по фазе на $+\pi/2$ или $-\pi/2$ в зависимости от направления движения. В схеме с опорным пучком и ячейкой Брэгга использовался частотный сдвиг доплеровского сигнала на высокую частоту f_0 , которая складывалась или вычиталась с доплеровской частотой (фиг. 1). Принцип работы обеих схем и их свойства хорошо изучены [6—8]. Поэтому остановимся лишь на основных особенностях их работы.

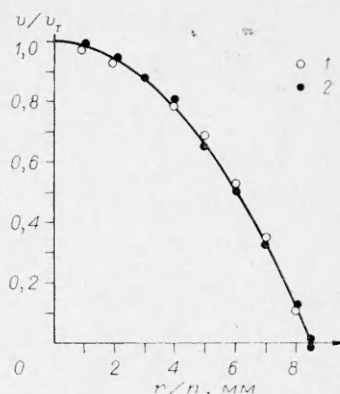
При попытке определить знак скорости с помощью дифференциальной оптической схемы оказалось, что полное вычитание аддитивной составляющей доплеровского сигнала практически невозможно из-за частичной деполаризации на зеркалах, стеклах и частицах в жидкости. Кроме того, трудно реализовать идентичность всех трех пучков света на ФЭУ.

Поэтому после дифференциальных усилителей возникали большие искажения, особенно при перекрытии шумовых и доплеровских спектров вблизи нуля в случае возвратных течений. В дальнейшем дифференциальная оптическая схема была использована для определения модуля продольной составляющей скорости и основные измерения с ее помощью проводились в наиболее узких сечениях укладки, в которых можно было гарантировать отсутствие обратных течений. Особенность измерений с дифференциальной оптической схемой в данном эксперименте была связана с нарушением одномерности спектра доплеровского сигнала. Так, при приближении измерительного объема к шарикам спектр становился бимодальным, т. е. наблюдались две доплеровские частоты, отличающиеся в два раза. Устойчивое положение спектров не позволяло объяснить бимодальность когерентными эффектами, отмеченными в [6]. Возможно, при касании лучом шарика за счет рассеяния одновременно с дифференциальной оптической схемой реализовывалась схема с опорным пучком, имеющая в 2 раза меньший угол сходимости лучей. При увеличении скорости, начиная с числа Рейнольдса $Re \sim 400$ (здесь Re построено по расходной скорости в узком сечении и диаметру шарика), в спектре доплеровского сигнала наблюдались комбинационные гармоники как в отношении $1 : 2 : 4$, так и в отношении $3 : 5 : 7$, причем значение доплеровской частоты не оставалось постоянным, что приводило к перекрытию спектров отдельных частот, так что выделить доплеровскую частоту, начиная с $Re \sim 400$, дифференциальной оптической схемой оказалось практически невозможно.

Радикальное решение исключения шумов, в частности аддитивной составляющей, достигается, как известно, в оптических схемах с частотным сдвигом в одном из лучей [6—8]. Подобная схема с опорным пучком и ячейкой Брэгга изображена на фиг. 1. Схема содержит лазер 1, ячейку Брэгга 2, призму 3, оптический клин 4, фокусирующую линзу 5, диафрагму 7, приемную линзу 6, ФЭУ 8, высокочастотный генератор 9, фазовращатель 10, смесители 11, фильтры низких частот ФНЧ1 12, ФНЧ2 13,



Ф и г. 1



Ф и г. 2

следящий фильтр 14. Сигнал со следящего фильтра поступает на спектроанализатор. В такой схеме сигнал на выходе ФЭУ имеет вид

$$U(t) = B(t) + A(t) \sin(2\pi f_0 + kv_d)t,$$

где k , v_d — волновой вектор и скорость потока. Этот сигнал идеально можно представить в виде двух ортогональных доплеровских сигналов, если полосу пропускания $\omega_{\text{ФНЧ}}$ для ФНЧ1 и для ФНЧ2 выбрать так, чтобы

$$\omega_{\text{ФНЧ}} < \omega_0, \quad \omega_0 - \omega_b < \omega_{\text{ФНЧ}},$$

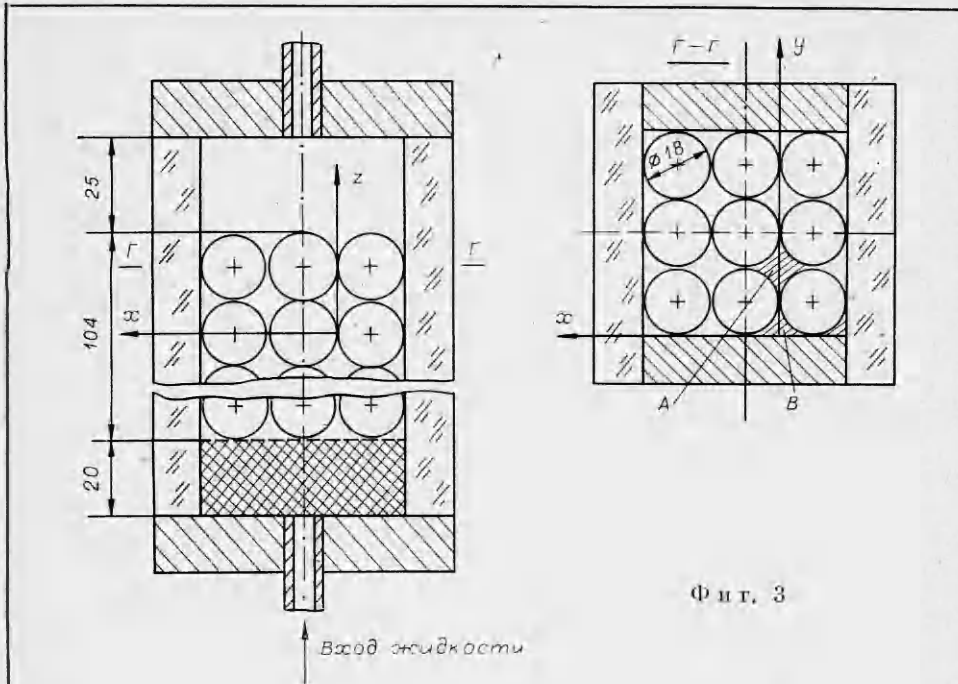
где $\omega_0 = 2\pi f_0$; ω_b — верхняя частота аддитивной составляющей, под которой понимается частота сигнала, не превышающего заданного уровня. При этом на выходе ФНЧ1 и ФНЧ2 будут следующие сигналы:

$$U_d = K_{\text{Ф}} A(t) \sin(kv_d t + \varphi_{\text{ФНЧ}}), \quad U_d^* = K_{\text{Ф}} A(t) \cos(kv_d t + \varphi_{\text{ФНЧ}}).$$

Фильтры полагаются идентичными с плоскими амплитудно-частотными характеристиками. Для измерения доплеровского сигнала, представленного двумя ортогональными членами, использовался следящий фильтр, обеспечивающий одновременно измерение и регистрацию доплеровской частоты, скорости и направления потока. Следящий фильтр способен работать в режиме спектроанализатора для осуществления поиска сигнала и его «захвата», а также контролировать процесс отслеживания. Преимуществом такого устройства является то, что измеряются абсолютные значения доплеровской частоты с их знаками.

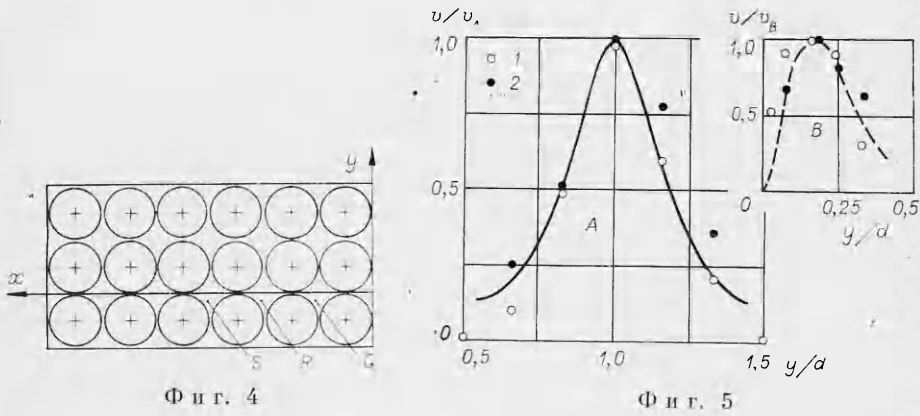
Такая схема способна измерять как малые доплеровские сдвиги (порядка ± 1 Гц), так и большие (в разработанном приборе максимальный частотный диапазон составлял $\pm 2,4$ мГц, что не является пределом схемы).

Для контроля работы оптической схемы был замерен стандартный профиль в цилиндрической стеклянной трубе. Результаты измерений представлены на фиг. 2, где r/n — отношение радиуса трубки к показателю преломления жидкости. v/v_T — отношение текущей скорости к ее максимальному значению. Измерения проводились на расстоянии 30 диаметров трубы от входа при $Re = 400$ и 200 (точки 1 и 2 соответственно), построенных по расходной скорости и диаметру трубы. Сплошной линией нанесен теоретический профиль. Как видно из графика, ошибка измерений параболического профиля не превышала 5%. При измерении профиля скорости между шариками в рабочих участках (фиг. 3, 4) ошибка была более значительна. Повторяемость результатов при этом около 10%. В пределах такой же ошибки совпала измеренная по площади средняя



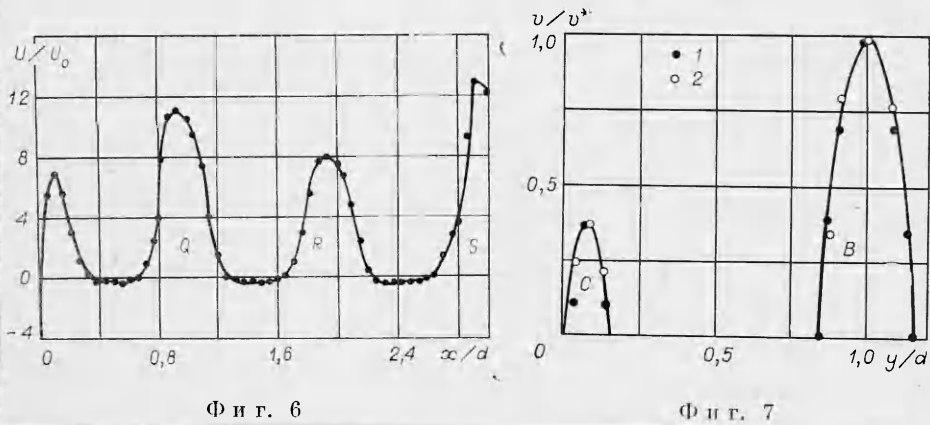
Ф и г. 3

Вход жидкости



Ф и г. 4

Ф и г. 5



Ф и г. 6

Ф и г. 7

скорость с расходной. Это расхождение связано с измерением малых скоростей при наличии градиента скорости в измерительном объеме.

Опыт показал, что ошибка измерения скорости с помощью ЛДИС в упаковке из стеклянных шариков зависит также от температурной стабилизации рабочего контура, чистоты жидкости и шариков. Так, покрытие шариков тонкой пленкой осадка практически не приводит к отклонению лазерного луча, но при касании шариком измерительного объема возникают большие искажения за счет регистрации оптикой отражения светящихся точек.

Измерения в пористой среде с дифференциальной оптической схемой проводились на рабочем участке, изображенном на фиг. 3. В рабочий участок правильным образом упаковывалось шесть слоев шариков диаметром 18 мм. Каждый слой имел 9 шариков. Для устранения неравномерности потока на входе в канал был засыпан слой двухмиллиметровых шариков высотой ~ 2 см.

Схема с опорным пучком и ячейкой Брэгга использовалась при измерении скорости в рабочем участке, сечение которого изображено на фиг. 4. В этот рабочий участок правильным образом упаковывалось 16 слоев шариков с 18 шариками в каждом слое. Измерения проводились в широком сечении после 8-го слоя.

Выбор модели кубической упаковки обусловлен прежде всего тем, что пристенная область реального пористого слоя из шариков формирует в большинстве случаев правильную кубическую упаковку [1].

Результаты эксперимента представлены на фиг. 5, 6. На фиг. 5 нанесены опытные значения скоростей, отнесенных к их максимальным значениям v_A (область A), v_B (область B) в узком сечении канала в зависимости от поперечной координаты y/d , где d — диаметр шарика, а v_A и v_B соответственно равны 20,4 и 9,1 мм/с для $Re = 120$ (точки 1) и 43,6 и 24,5 мм/с для $Re = 300$ (точки 2). Измерения проводились на рабочем участке, изображенном на фиг. 3 в сечении $x = 0$, $z = 0$.

Замеренные профили скорости казалось естественным сравнить с известными теоретическими распределениями скоростей для осесимметрических течений (струйных и в каналах). При этом следует отметить, что величина продольной составляющей скорости на оси такой струи изменяется не более чем на 10%.

Поэтому в первом приближении зависимостью от продольной координаты можно пренебречь. Для качественного сравнения найдем масштаб пересчета поперечной координаты теоретического профиля [9] из совмещения полуширин кривых теоретического и экспериментального профилей. Результаты такого сопоставления приведены на фиг. 5 сплошными линиями. Масштаб пересчета в пристенной ячейке определим из равенства поперечных координат в точках максимальных значений скорости в пристенной струе из [9] и в опытном профиле. Штриховой линией на фиг. 5 нанесен теоретический профиль скорости для пристенной плоской струи.

Как видно из графиков, картина течения в областях A , B действительно напоминает струйную. Струи формируются в начале укладки, текут вдоль «цилиндров», образованных шариками со слабо проточными зонами и сохраняются с малыми изменениями на расстоянии приблизительно одного диаметра шарика после засыпки. Обращает на себя внимание факт, что профиль скорости в ячейке A (фиг. 3) несимметричен относительно максимального значения и отличается от профиля скорости в струе, причем отличие для $Re = 300$ больше, чем для $Re = 120$. Это связано, видимо, как с особенностью упаковки, так и с тем, что пяти слоев шариков недостаточно для формирования потока. В более загроможденных сечениях канала профили скорости отличаются от струйных, приближаясь

к параболическим. Так, на фиг. 7 сплошной линией нанесена парабола, построенная по максимальному значению скорости, полученному в опыте. Там же нанесены экспериментальные значения продольной компоненты скорости, отнесенные к ее максимальному значению ($v^* = 29,1$ и $7,5$ мм/с для $Re = 300$ и 200 , точки 1, 2 соответственно). Измерения проводились вблизи стенки канала (см. фиг. 3, $z = 0$, $x/d = -0,87$). Из фиг. 7 видно, что в более загроможденных областях профиль скорости приближается к параболическому в отличие от свободных областей с преобладанием струйного течения. Картина течения жидкости в основном не меняется с увеличением количества шариков в сечении. Это видно из фиг. 6, где приведены замеренные значения скорости, отнесенные к расходной скорости ($v_0 = 3,23$ мм/с) в широком сечении рабочего участка, одна из боковых сторон которого увеличена в 2 раза по сравнению с предыдущим рабочим участком. Сечение этого рабочего участка с системой координат изображено на фиг. 4. Измерения проводились в широком сечении канала, не занятом шариками. На большем участке использовалась усовершенствованная оптическая схема с ячейкой Брэгга, что позволило зафиксировать возвратные течения, скорость которых достигала до $1/3$ от расходной скорости и увеличивалась по мере продвижения от стенки канала к центру. Возможно, этим увеличением скорости возвратных течений объясняется тот экспериментальный факт, что скорость между 2-м и 3-м шариками (область R , фиг. 4, счет ведем от стенки) меньше скорости между 1-м и 2-м шариками, 3-м и 4-м шариками (области Q , S).

В заключение оценим для струи в области A (фиг. 3) эквивалентное Re_a : $Re_a = v_A d_a / \nu$, где $d_a = 0,27d$ — эквивалентный диаметр области A ; v_A — расходная скорость через область A . Можно показать, что $Re_a \simeq \simeq 0,4 Re$, где Re построено по расходной скорости в узком сечении канала и диаметру шарика.

В опытах Re_a не превышало 160. В свободной струе неустойчивость начинается с $Re_a \sim 15$ [9]. Стесненное обтекание, как уже отмечалось, «сдвигает» возникновение турбулентности в область больших Re [5, 10]. На данной модели периодическая ограниченность струи шариками заставляла возникновение турбулентности, по крайней мере, до $Re_a \sim 100$. При $Re_a \sim 160$ отмечен рост пульсаций скорости, но связан ли этот рост с неустойчивостью течения жидкости или на него влияют возмущения от входа в рабочий участок, ответить на этот вопрос со всей определенностью пока не представляется возможным.

В заключение следует отметить следующее:

- 1) разработана методика измерения скорости жидкости в пористой среде с помощью ЛДИС, которая основана на выравнивании показателей преломления пористой среды и протекающей через поры жидкости;
- 2) впервые получены профили скорости внутри модели пористого слоя из шариков бесконтактным методом.

Поступила 10 I 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л., Химия, 1979.
2. Cairns E. J., Prausnitz J. M. Velocity profiles in packed and fluidized beds.—Ind. and Eng. Chem., 1959, vol. 51, N 12.
3. Кириллов В. А., Кузьмин В. А. и др. О профиле скорости в неподвижном зернистом слое.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 1.
4. Mickley H. S., Smith K. A., Korchak E. J. Fluid flow in packed beds.— Chem. Eng. Sci., 1965, vol. 20, N 3.
5. Гольдштик М. А. Теория концентрированных дисперсных систем.— В кн.: Материалы международной школы по процессам переноса в неподвижных зернистых слоях. Минск, 1977.

6. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия. М., Энергия, 1978.
7. Данилов Н. С., Титков В. И. Знакочувствительный лазерный анемометр.— В кн.: Алгоритмы обработки и средства автоматизации теплофизического эксперимента. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1978.
8. Когерентно-оптические доплеровские устройства в гидроаэродинамическом эксперименте. Под ред. Ю. Е. Нестерихина. Новосибирск, изд. Ин-та автоматки и электротехники, 1974.
9. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
10. Броунштейн Б. И., Фишбейн Г. А. Гидродинамика, массо- и теплоперенос в дисперсных системах. Л., Химия, 1977.

УДК 532.593 + 537.528

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТЕЙ РАСПИРЕНИЯ КАНАЛА И УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНОМ РАЗРЯДЕ В ЖИДКОСТИ

А. Л. Куперштох

(Новосибирск)

1. Введение. Изучение электрического разряда в жидкости привлекает внимание многих исследователей. Однако до настоящего времени нет удовлетворительной модели явления, позволяющей по заданным параметрам разрядного контура (C, L, U_0, R_0, l) рассчитать возникающее при этом гидродинамическое течение. Основная причина — недостаточная степень разработанности теории плотной неидеальной низкотемпературной плазмы канала, неоднородной по сечению и с переменным числом частиц. Прогресс в данной области сдерживается ограниченностью экспериментальных методов исследования, которые позволяют фиксировать ток и напряжение разряда, геометрию канала, а в некоторых случаях и температуру его поверхности.

Важную информацию может дать определение давления в канале разряда. В настоящее время по сути дела единственным методом его определения является интерпретация результатов оптических измерений траекторий стенки канала. Схема регистрации, приведенная на фиг. 1, позволяет фиксировать в проходящем свете размер канала и распространение ударных волн. На характерной СФР-грамме теневой съемки процесса (фиг. 2) наблюдается первичная волна, распространяющаяся со звуковой скоростью. Формирование основной ударной волны происходит на некотором расстоянии от канала разряда, а до этого момента времени существует просто нестационарная волна сжатия высокого давления.

В ранних работах [1—3] для определения давлений, возникающих в канале разряда, часто использовалось приближенное допущение о постоянстве скорости его расширения в первой четверти периода. В этом случае существует автомодельное решение одномерной газодинамической задачи [4—6]. При скоростях расширения $\dot{r}_k \ll c_0$ в работах [7, 8] использовалось приближение линейной акустики, учитывающее непостоянство скорости. В последнее время появились попытки расчета течений жидкости вокруг искры численными методами [9—11].

2. Постановка задачи. Для построения по полученной кинематике расширения канала картины течения жидкости в данной работе был использован численный метод. Так как обычно плотность вещества в плазме на два порядка меньше, чем плотность воды, то возможная ошибка в определении радиуса канала из-за потока вещества через его границу $\Delta r/r < < 0,01$. Поэтому с точки зрения гидродинамического течения проницаемостью поршня можно пренебречь.

Была поставлена задача расчета одномерного течения первоначально покоящейся жидкости при расширении непроницаемого цилиндрическо-