

ОДЕССКИЙ ИНЖЕНЕРНО-СТРОИТЕЛЬНЫЙ ИНСТИТУТ

В.В.Абрамская

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТНОЙ
СТРУКТУРЫ ПОТОКА В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ ПРЫЖКЕ.

(Специальность № 05.278 – гидравлика и инженерная гидрология.)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук.

г. Одесса, 1971 г.

Работа выполнена в Севастопольском приборостроительном институте.

Научный руководитель доктор технических наук, профессор
Ширшов А.П.

Официальные оппоненты:

доктор технических наук, профессор Дейч М.Е.

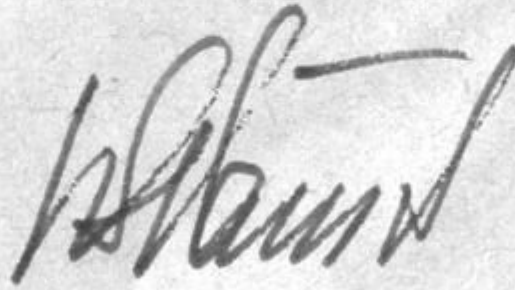
кандидат технических наук, доцент Иванков М.Т.

Автореферат разослан "11" сентября 1971 года.

Защита диссертации состоится "14" октября 1971 г.
на заседании Совета Одесского инженерно-строительного институ-
та, г. Одесса, ул. Дидрихсона, 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА ОДЕССКОГО
ИНЖЕНЕРНО-СТРОИТЕЛЬНОГО ИНСТИТУТА, КАНДИДАТ
ХИМИЧЕСКИХ НАУК, ДОЦЕНТ -


Б. МАНАКИН

Мощное гидротехническое строительство в нашей стране ставит ряд крупных задач перед теоретическими исследованиями в области гидротехники. В частности, теоретического разрешения требуют задачи исследования руслового процесса.

При проектировании водосбросных гидротехнических сооружений необходимо иметь представление о будущем режиме течения в нижнем бьефе сооружения. Поэтому вопросы изучения кинематической структуры потока являются одной из важнейших проблем теории руслового процесса.

Изучение потока в нижнем бьефе осуществляется, в основном, в гидравлических лабораториях дорогостоящими и малоэффективными методами. Это обстоятельство заставляет искать для выяснения картины течения расчетные приемы, менее трудоемкие, чем лабораторные исследования.

Теория гидравлического прыжка является одной из основных составных частей теории руслового процесса.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию с помощью ЭЦВМ кинематической структуры гидравлического прыжка, как для гладкого, так и для шероховатого дна. В работе также исследуется зависимость коэффициента турбулентного перемешивания в гидравлическом прыжке от длины.

Работа состоит из введения и четырех глав. Отдельным параграфом даются выводы и рекомендации.

В первой главе дается обзор теоретического исследования распределения скорости в гидравлическом прыжке и излагается физическая постановка задачи. Рассматриваются уравнения дви-

жения жидкости, граничные условия, выбор метода решения.

Изучению гидравлического прыжка уже в течение многих десятилетий уделяется большое внимание, т.к. прыжок возникает во многих гидротехнических сооружениях.

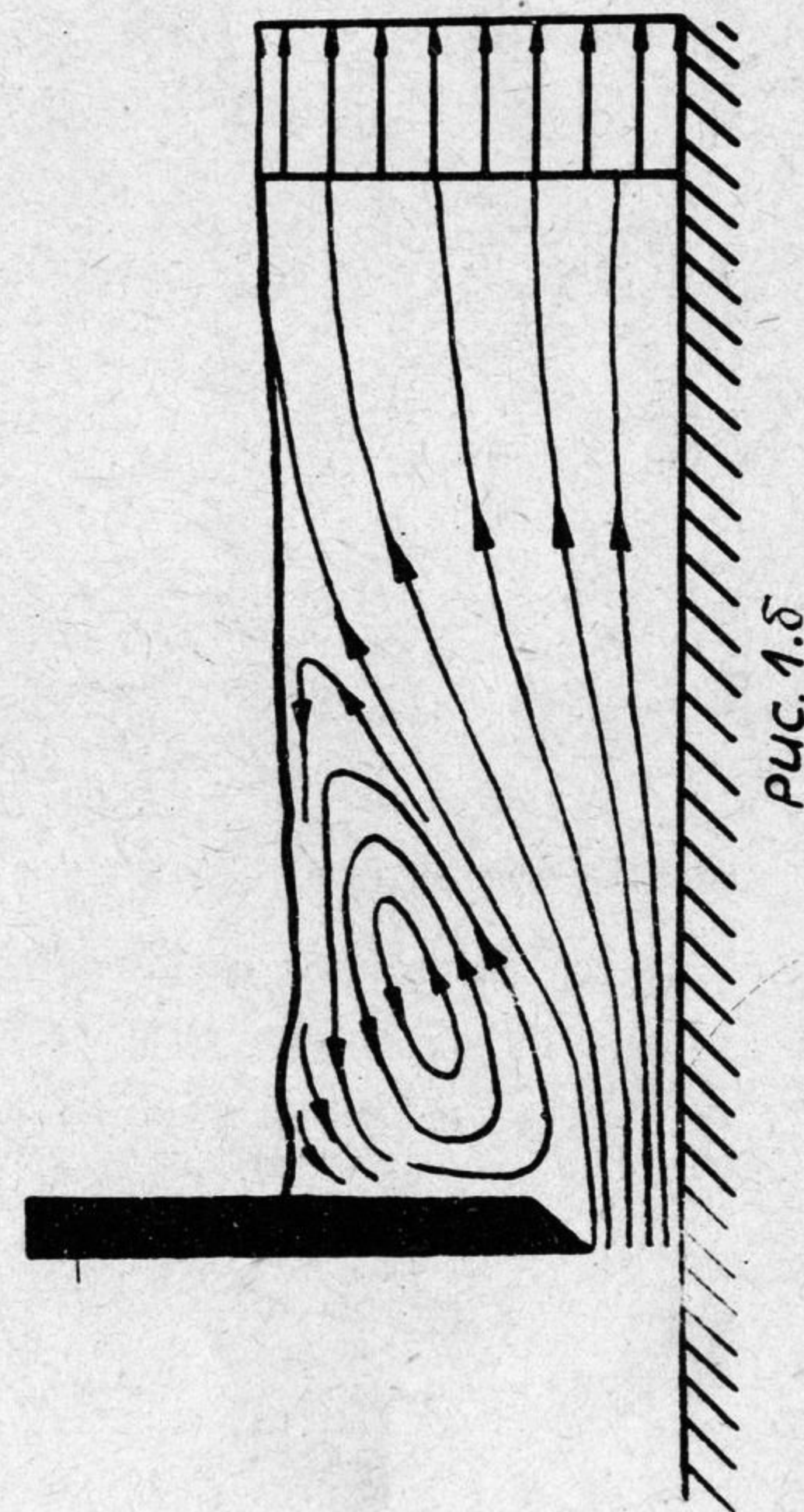
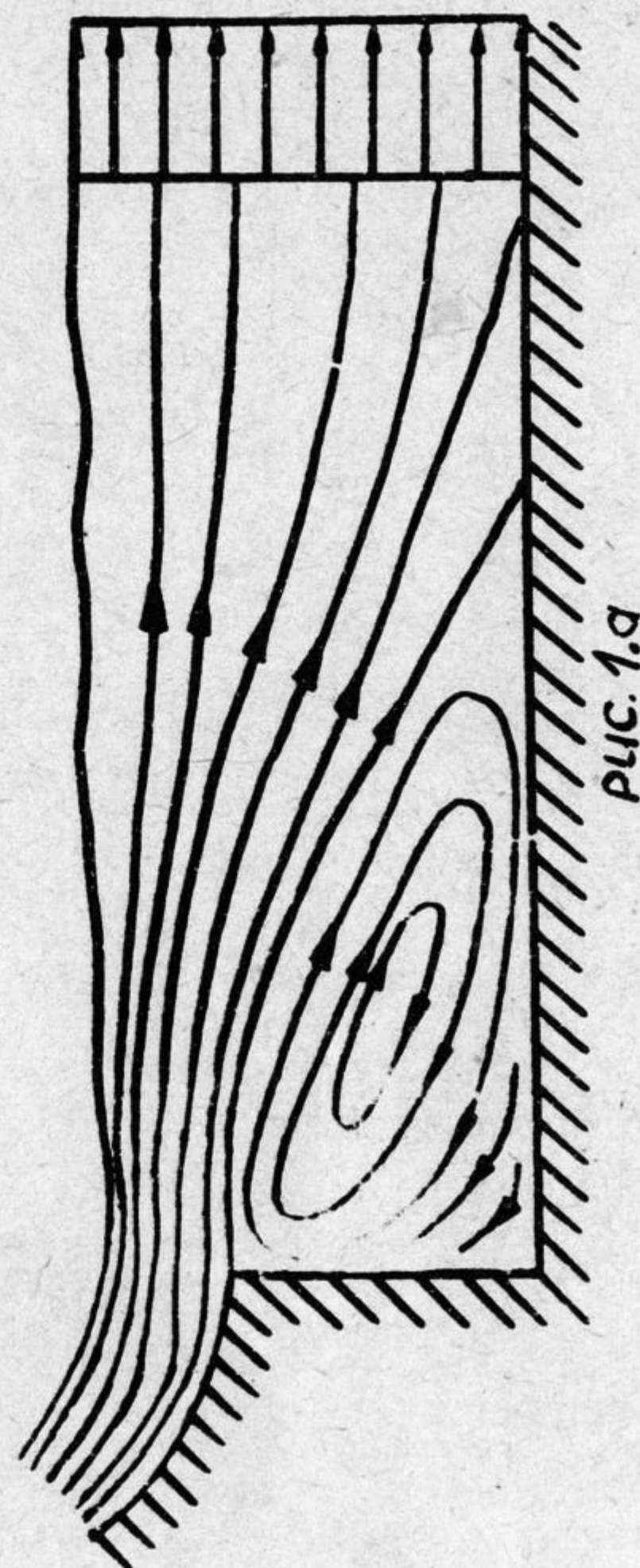
Однако практически отсутствуют работы, посвященные теоретическому расчету скоростей в гидравлическом прыжке, так как поиски строгого решения наталкиваются на значительные трудности чисто математического характера.

Из работ, посвященных изучению теоретического распределения скорости в гидравлическом прыжке, следует отнести работы Леви И.И., Ширшова А.Н., Михалева М.А., Иванкова М.Т. и др.

В диссертации рассматривается плоская задача об установившемся движении жидкости, в которой требуется найти распределение скоростей в потоке за щитом или при истечении через плоскую преграду (водослив), т.е. в гидравлическом прыжке, а также на послепрыжковом участке (рис. 1).

Численные методы решения задач об истечении через водослив и из-под щита близки между собой. Только в первом случае имеет место поверхностный режим течения, следовательно, силами трения о дно можно пренебречь, а во втором случае имеет место донный режим, поэтому здесь учитываются силы трения о дно.

Для решения этой задачи область течения рассматривается как некоторая прямоугольная область, для которой задаются граничные условия. Зная распределение скорости в начальном и конечном участке прямоугольной области, а также на верхней и нижней границе, можно определить распределение скорости по



всей области.

В качестве математической модели выбрана система дифференциальных уравнений для квазиустановившегося движения вязкой жидкости при турбулентном режиме потока в форме О. Рейнольдса:

$$\left. \begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} &= \bar{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu_{\Delta} \bar{U} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{U}^2) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{U}' \bar{V}') \\ \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} &= \bar{Y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu_{\Delta} \bar{V} - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{V}^2) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{U}' \bar{V}') \\ \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

В данной работе за уравнения движения приняты уравнения, используемые в теории струй и пограничного слоя.

Для добавочного касательного турбулентного напряжения $\tau = -\rho \bar{U}' \bar{V}'$, используя полуэмпирическую теорию турбулентности (вторую гипотезу Прандтля), принимается следующее выражение:

$$\tau = \rho \varepsilon_T \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2)$$

где ε_T - коэффициент турбулентного перемешивания, величина переменная, зависящая от элементов скоростного поля.

Далее система (1) приводится к безразмерному виду и с учетом (2) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial U_1}{\partial \eta} &= - \frac{\partial P_1}{\partial t} + \frac{1}{R(t)} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \eta^2} \\ \frac{\partial U_1}{\partial t} + \frac{\partial V_1}{\partial \eta} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Для замыкания системы (3) величина $R(t)$ находится из новой зависимости:

$$S = \int_0^t \frac{dt}{R(t)} \quad (4)$$

Так как S - сложная функция, то можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial S} \cdot \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{R(t)} \cdot \frac{\partial}{\partial S} \quad (5)$$

Тогда система (3) после замены дифференцирования по t и η соответственно дифференцированием по S и y запишется в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} U U_S + V U_y &= U_{yy} - P_S \\ U_S + V_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Первое уравнение системы (6) представляет собой уравнение параболического вида. Такие уравнения выражают процесс выравнивания, в данном случае выравнивание скоростей. Поэтому их можно применить для решения поставленной задачи.

Полученная система дифференциальных уравнений решается при следующих граничных условиях:

$$\begin{array}{ll} \text{при } S = 0 & U, V \text{ заданы,} \\ \text{при } y = 0 & V = 0 \quad \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \\ \text{при } y = 1 & V = 0 \quad \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\lambda}{8\varepsilon} U^2 \end{array}$$

Ось x -ов (S) совмещена со свободной поверхностью и направлена вдоль потока, а ось y -ов направлена вертикально вниз, в сторону дна.

Таким образом, решение системы дифференциальных уравнений в частных производных (уравнения движения вязкой жидкости О.Рейнольдса) приведено к решению нелинейной краевой задачи для дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка.

Численное решение таких задач требует разработки специальных методов и связано с огромным объемом вычислительной работы. Поэтому для решения краевых задач особенно целесообразно применять ЭЦВМ, что и сделано в данной работе.

При решении краевых задач на вычислительных машинах используются различные численные методы. В диссертации для решения поставленной задачи применяется метод сеток (метод конечных разностей). Этот метод позволяет, как правило, прямолинейное разбиение области интегрирования. Производные во всех направлениях заменяются конечными разностями, причем чаще всего используются так называемые неявные схемы. Тогда на каждом шаге приходится решать систему алгебраических уравнений, содержащих иногда несколько сот неизвестных.

Вторая глава посвящена построению математической модели течения жидкости и решению на ЭЦВМ. Дано аналитическое решение уравнений движения жидкости параболического типа для выяснения эпюры скорости.

Составляется алгоритм решения задачи без трения жидкости

о дно (модельная задача) и с трением жидкости о дно (исследуемая задача). Приводятся программы решения поставленных задач. Решение задачи в такой постановке в литературе не освещено.

При постановке больших сложных задач на машинах предварительные аналитические изучения разных свойств проблемы могут оказать большую помощь, а иногда оказываются просто решающими для успешной реализации численного алгоритма.

Для аналитического решения система (6) упрощается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u} u_s &= u_{yy} - B \\ \int_0^1 u dy &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь

$$\tilde{u} = \begin{cases} u & u > 1 \\ 1 & u \leq 1 \end{cases}$$

так как решение уравнения параболического типа имеет физический смысл только при условии, если коэффициенты при u_s будут положительными.

Первое уравнение системы (7), расписанное в конечных разностях, принимает вид:

$$u'' - \tilde{u} k u = -\tilde{u} k \varphi + B \quad (8)$$

где $K = \frac{1}{4S}$ (S - продольная координата),

$\varphi = u_n$, $u = u_{n+1}$ (индексы n , $n+1$ обозначают номер слоя).

Аналитическое решение проводится для конкретного примера. Первая сопряженная глубина $h_c = \frac{1}{7} H$, где H - бытовая глубина, которая берется равной единице. Область течения можно представить в виде некоторой прямоугольной области, которая для решения данной задачи разбивается на две области, в каждой из которых функции $\tilde{u}$ и φ принимают следующие значения:

$$\begin{aligned} \text{I. При } 0 \leq y \leq \frac{6}{7} \quad \tilde{u} &= 1, \varphi = 0 \\ \text{II. При } \frac{6}{7} \leq y \leq 1 \quad \tilde{u} &= 7, \varphi = 7 \end{aligned}$$

Уравнение (8) для каждой области будет иметь вид:

$$\text{I. } u_I = c_1 e^{\sqrt{k}y} + c_2 e^{-\sqrt{k}y} - \frac{B}{k} \quad (9)$$

$$\text{II. } u_{II} = c_3 e^{\sqrt{7k}y} + c_4 e^{-\sqrt{7k}y} - \frac{B}{7k} + 7 \quad (10)$$

Чтобы придать уравнениям (9) и (10) конкретные решения, из граничных условий даются дополнительные значения, в результате чего решение сводится к решению системы трех уравнений:

$$\left. \begin{aligned} c_1 e^{\sqrt{k}y} + c_2 e^{-\sqrt{k}y} - \frac{B}{k} &= c_3 e^{\sqrt{7k}y} + c_4 e^{-\sqrt{7k}y} - \frac{B}{7k} + 7 \\ 2c_1 \sqrt{k} \operatorname{Sh} \sqrt{k} \frac{6}{7} &= c_4 \sqrt{7k} (e^{-\sqrt{7k} \frac{8}{7}} - e^{-\sqrt{7k} \frac{6}{7}}) \\ 2c_1 \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{Sh} \sqrt{k} \frac{6}{7} + c_4 \frac{1}{\sqrt{7k}} (e^{-\sqrt{7k} \frac{6}{7}} - e^{-\sqrt{7k} \frac{8}{7}}) - \frac{43B}{49k} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Решение системы (11) дает искомые значения для скорости u .

После получения эпюры скорости для первого сечения, составляется алгоритм решения системы (6) для прямоугольной области с заданными граничными условиями. На область рассматриваемого потока наносится сетка из взаимноперпендикулярных линий, параллельных осям координат.

Численное решение указанной краевой задачи состоит в определении значений искомой функции u для всех внутренних узлов сетки (точек пересечения прямых линий).

Для составления алгоритма решения система (6) преобразуется к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u} u_s + v u_y &= u_{yy} - B \\ \int_0^1 u dy &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где индексы y букв означают соответствующую частную производную. В первом уравнении системы (12) частные производные по s заменяются их конечно-разностными уравнениями, в результате чего решение системы (12) сводится к решению следующих сеточных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} u_i'' - k \tilde{u} u_i &= -k \varphi \tilde{u} + v u_i' \\ z'' - k \tilde{u} z &= 1 \\ B &= \frac{1 - \int_0^1 u dy}{\int_0^1 z dy} \\ u &= u_i + Bz \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В первом и втором уравнении системы (13) частные производные по y заменяются конечно-разностными выражениями и приводятся к следующему виду:

$$u_{i+1} - (2 + kh^2 \tilde{u}) u_i + u_{i-1} = -kh^2 \tilde{u} \varphi + \frac{kh^2}{2} (\mathcal{I}'_n - \mathcal{I}'_{n+1})(\mathcal{I}_{i+1} - \mathcal{I}_i)$$

$$z_{i+1} - (2 + kh^2 \tilde{u}) z_i + z_{i-1} = h^2$$

где

$$\mathcal{I}_{n+1} = \int_0^y u dy, \quad \mathcal{I}'_{n+1} = \frac{\mathcal{I}_{n+1}}{\frac{h}{2}}$$

Так как задача решается на машине "Минск I", работающей в режиме с фиксированной запятой, то уравнения, для которых составляется алгоритм решения, масштабируются.

Решение поставленной задачи по полученному алгоритму производится при помощи метода прогонки, для чего составлены прогоночные коэффициенты, алгебраические выражения которых представляются в виде:

$$1. \quad u_{49} = \frac{C_{48} d_{48} - f_{49}}{m_{49} + C_{48}}, \quad u_i = C_i (d_i - u_{i+1})$$

$$2. \quad C_1 = -\frac{1}{m_1}, \quad C_{i+1} = -\frac{1}{m_{i+1} + C_i}$$

$$3. \quad d_1 = f_1, \quad d_{i+1} = f_{i+1} - C_i d_i$$

$$4. \quad m_i = 2 + 4\tilde{u}, \quad m_1^* = m_1 + \delta - 1, \quad m_{49}^* = m_{49} - 1$$

$$f_i = -4\tilde{u}\varphi + 2(\mathcal{I}'_n - \mathcal{I}'_{n+1})(\mathcal{I}_{i+1} - \mathcal{I}_i)$$

Блок-схема программы представлена на рис. 2. Прямоугольником обозначены вычислительные блоки, ромбом - логические.

Вся программа, составленная по изложенному алгоритму, занимает 877 ячеек в НМБ. Просчет распределения скоростей для отдельного случая истечения занимает 7-10 минут, причем, до выравнивания эпюры скорости просчитывается 50-60 сечений. В эксперименте же скорость измеряется максимум в 14 сечениях.

В третьей главе теоретические решения сравниваются с экспериментальными данными.

Для сравнения теоретического просчета с экспериментальными данными были использованы материалы, опубликованные Рахмановым А.Н. в 1958 году, Куминим Д.И. - в 1949 году, Иванковым М.Т. - в 1964 году.

Соответственно проведенным экспериментам было вычислено поле скоростей для различных случаев открытия щита, что соответствует различным случаям отношения $\bar{u}_{max} = \frac{H}{h}$, где H - бытовая глубина, h - глубина выходного отверстия насадка (сопряженная глубина).

Коэффициент сопротивления трению по длине принимался для гладкого дна $\lambda = 0,03$, для шероховатого - $\lambda = 0,3$.

При определении граничных значений скорости, т.е. скорости у дна, использовалось условие трения жидкости о дно, в выражение которого входит коэффициент турбулентного перемешивания, значение которого выбиралось от 0,03 до 0,003. Анализ проведенных просчетов показал, что начиная с 10-го сечения

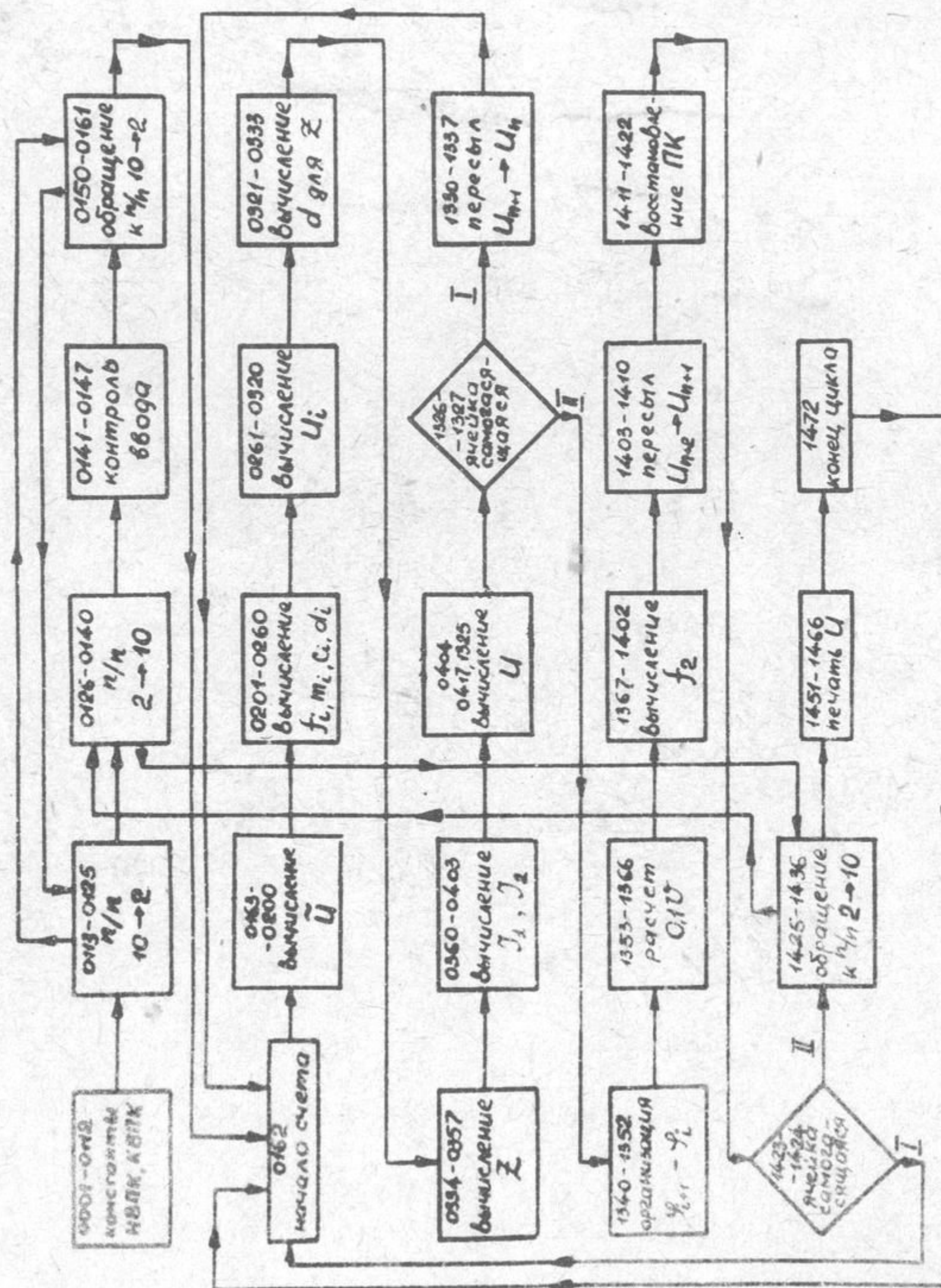


рис. 2

ε_T следует принимать равным 0,003 для лучшего совпадения теоретических и эмпирических кривых.

Экспериментальные данные различных авторов были заданы в зависимости от различных параметров. Кроме того, графики эпюр скоростей эксперимента и теоретического просчета выполнены в разных масштабах. В работе экспериментальные данные различных авторов сведены к единой системе координат и приведены в соответствие с масштабом теоретического расчета. Результаты сравнения теоретического расчета и экспериментальных исследований представлены на рис. 3 (сравнение с экспериментами Рахманова А.Н.), на рис. 4 (сравнение с экспериментами Кумина Д.И.), на рис. 5 (сравнение с экспериментами Иванкова М.Т.).

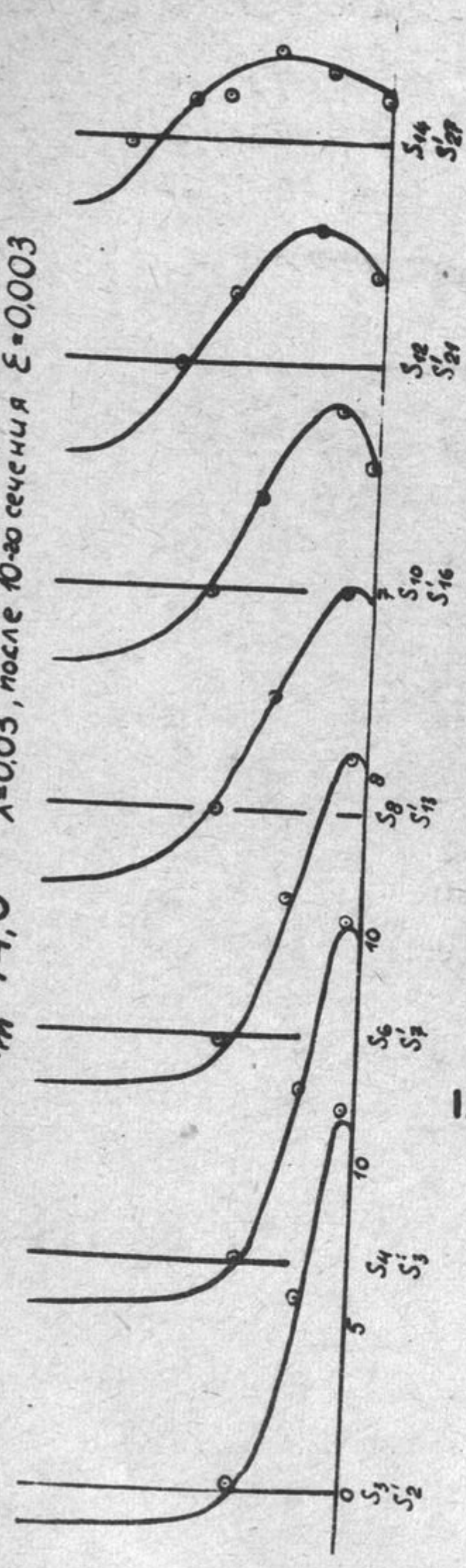
При этом введены обозначения:

- ○ ○ - экспериментальная кривая,
- - теоретическая кривая,
- S_n - обозначение вертикального слоя, на котором производились экспериментальные замеры скоростей,
- S'_n - обозначение соответствующего теоретического вычисленного слоя.

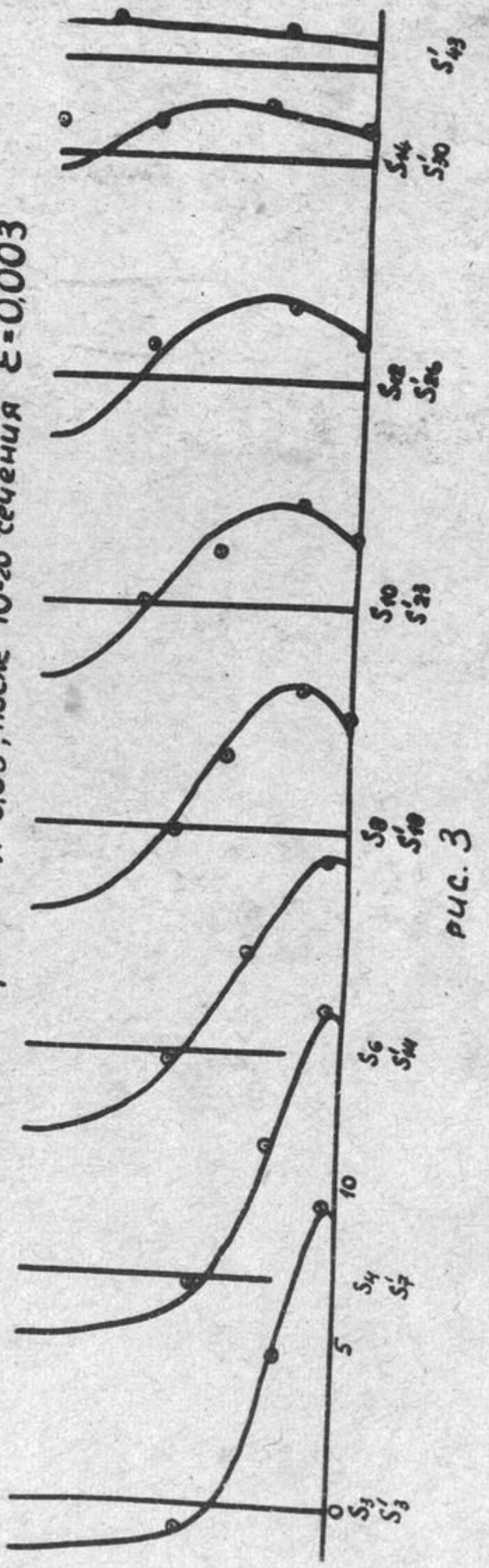
Экспериментальные и теоретические сечения совмещались по принципу равенства максимальных скоростей, так как расстояния между сечениями экспериментальными и теоретическими различны между собой.

Анализ графиков сравнения показывает хорошее совпадение эксперимента и теории, что подтверждает правильность выбранного метода решения проблемы определения кинематической структу-

$\bar{U}_m = 14,0$ $\lambda = 0,03$, после 10-го сечения $\varepsilon = 0,003$

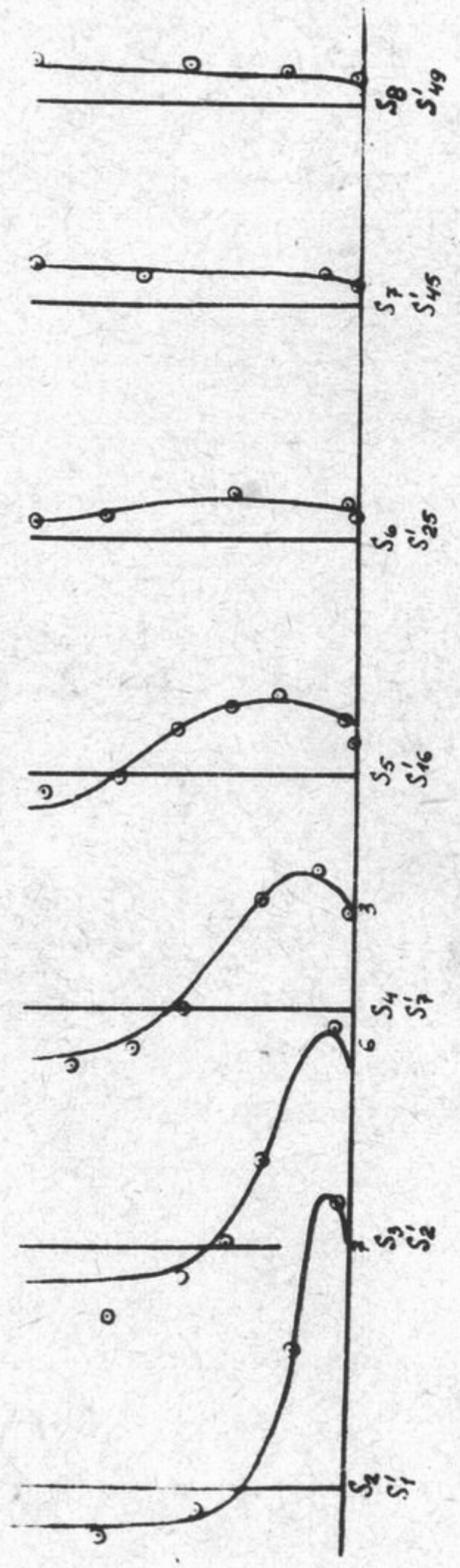


$\bar{U}_m = 11,0$ $\lambda = 0,03$, после 10-го сечения $\varepsilon = 0,003$

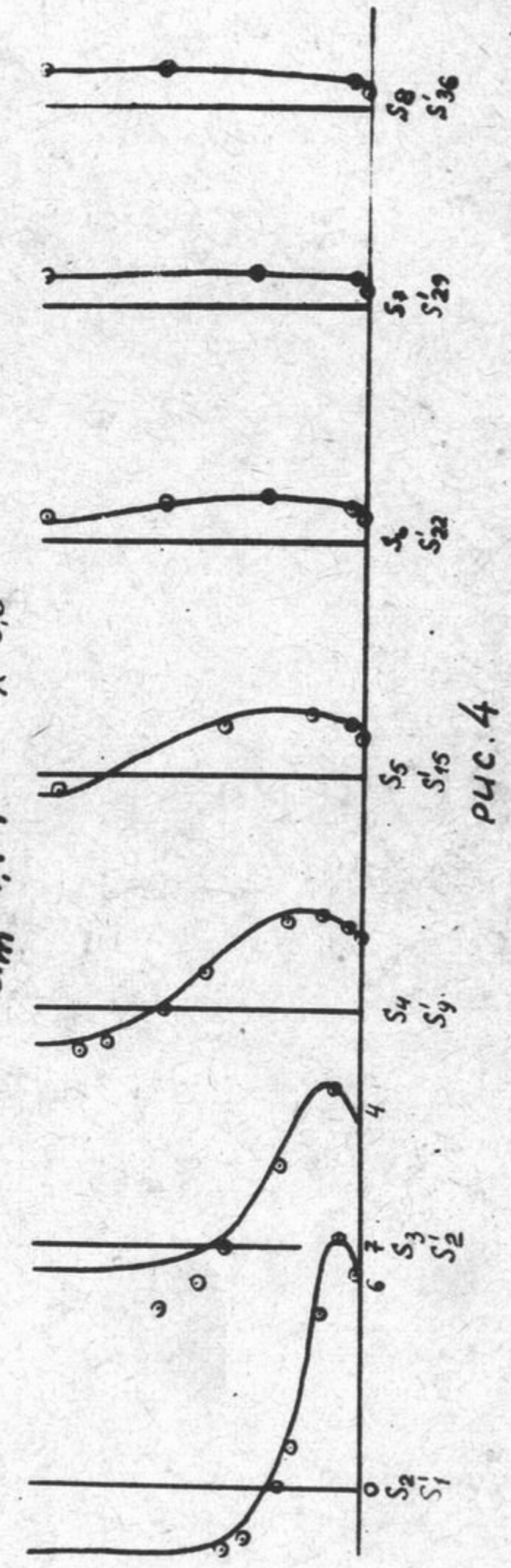


р.ч. 3

$\bar{U}_m = 8,95$ $\lambda = 0,3$

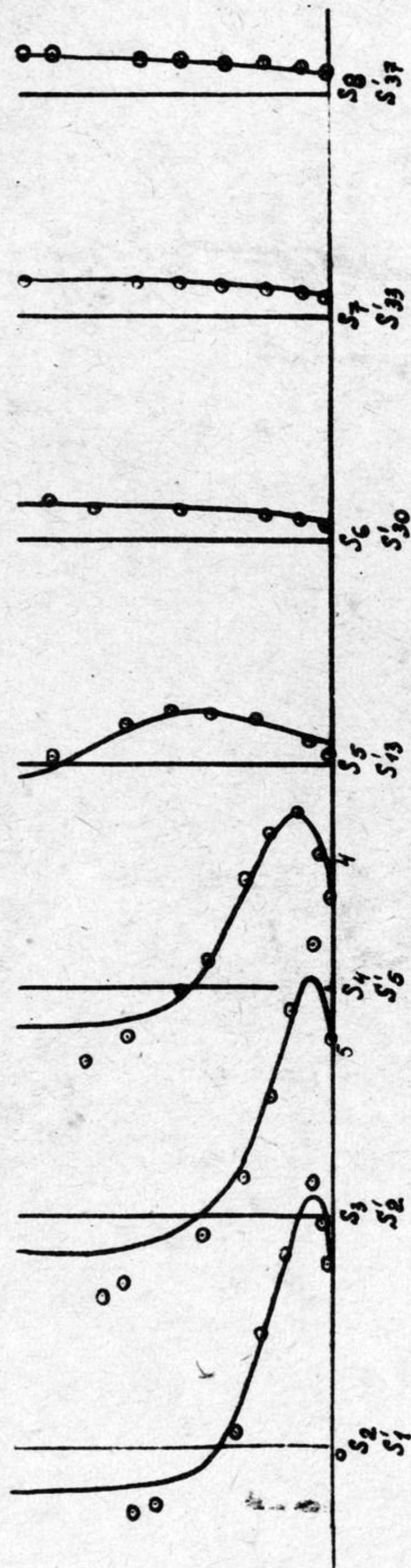


$\bar{U}_m = 7,74$ $\lambda = 0,3$



р.ч. 4

$\bar{U}_m = 16,12$ $\lambda = 0,3$, после $S=20$ сечения $\varepsilon = 0,015$



$\bar{U}_m = 8,43$

$\lambda = 0,3$

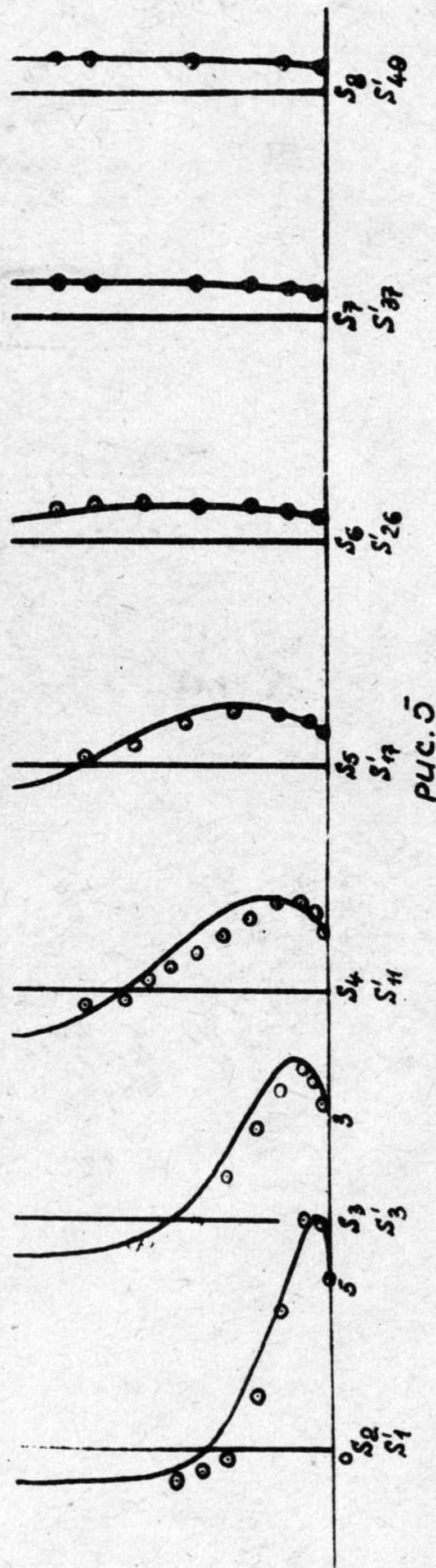


рис. 5

ры гидравлического прыжка.

В четвертой главе описываются исследования коэффициента турбулентного перемешивания ε_T в гидравлическом прыжке.

Многие исследователи прилагали и прилагают усилия к тому, чтобы отыскать связь дополнительных турбулентных напряжений (Рейнольдсовых напряжений) с характеристиками осредненного движения. Соответственно предложено ряд гипотез. Несмотря на недостатки, за неимением более полных и тщательных предложений, многие из старых соотношений все же используются.

В настоящей работе использовано выражение для дополнительного турбулентного напряжения по второй гипотезе Прандтля, основанной на предположении постоянства коэффициента турбулентного обмена поперек струйного течения:

$$\tau = \rho \varepsilon_T \frac{\partial u}{\partial y}$$

Существующие различные гипотезы о дополнительных турбулентных напряжениях не замыкают системы дифференциальных уравнений движения жидкости, так как для использования этих зависимостей необходимо привлечение экспериментальных данных.

В работе коэффициент турбулентного перемешивания определяется из эксперимента. Вычисление ε_T ведется по графикам, полученным в результате машинного счета, т.е. косвенным путем, путем сопоставления решения системы дифференциальных уравнений движения жидкости с опытными данными.

В работе для замыкания системы дифференциальных уравнений движения вязкой жидкости при турбулентном режиме движения было принято следующее допущение: выражение $\frac{\varepsilon_T}{h U_0} = \frac{1}{R(x)}$ (по аналогии с числом Рейнольдса).

Была введена новая переменная $S = \int_0^x \frac{dx}{R(x)}$, дифференцировав которую, можно получить искомую величину:

$$\frac{dS}{dx} = \frac{1}{R(x)} = \varepsilon(x)$$

На рис. 6 представлены графики, по которым определяется коэффициент турбулентного перемешивания. Нахождение ε_T разбивается на 4 этапа.

I. На основании имеющегося материала машинного счета составляются таблицы зависимости $\bar{U}_{max}$ - безразмерной максимальной скорости в сечении струи от S - горизонтальной безразмерной координаты (рис. 6а).

II. Составляется таблица, выражающая зависимость $\bar{U}'_{max}$ - безразмерной максимальной скорости в эксперименте от $\bar{x}$ - безразмерной горизонтальной координаты. По таблице строится график на рис. 6б.

III. По полученным зависимостям $\bar{U}_{max}$ от S и $\bar{U}'_{max}$ от $\bar{x}$ строится таблица, которая используется для построения графика $S = f(\bar{x})$ (рис. 6в).

IV. Заключительным этапом является определение ε_T как функции от $\bar{x}$. По кривой на рис. 6в, путем графического диф-

$\bar{U}_m = 8 \quad \lambda = 0,03 \quad \text{после } 10\text{-го сечения } \varepsilon = 0,015$

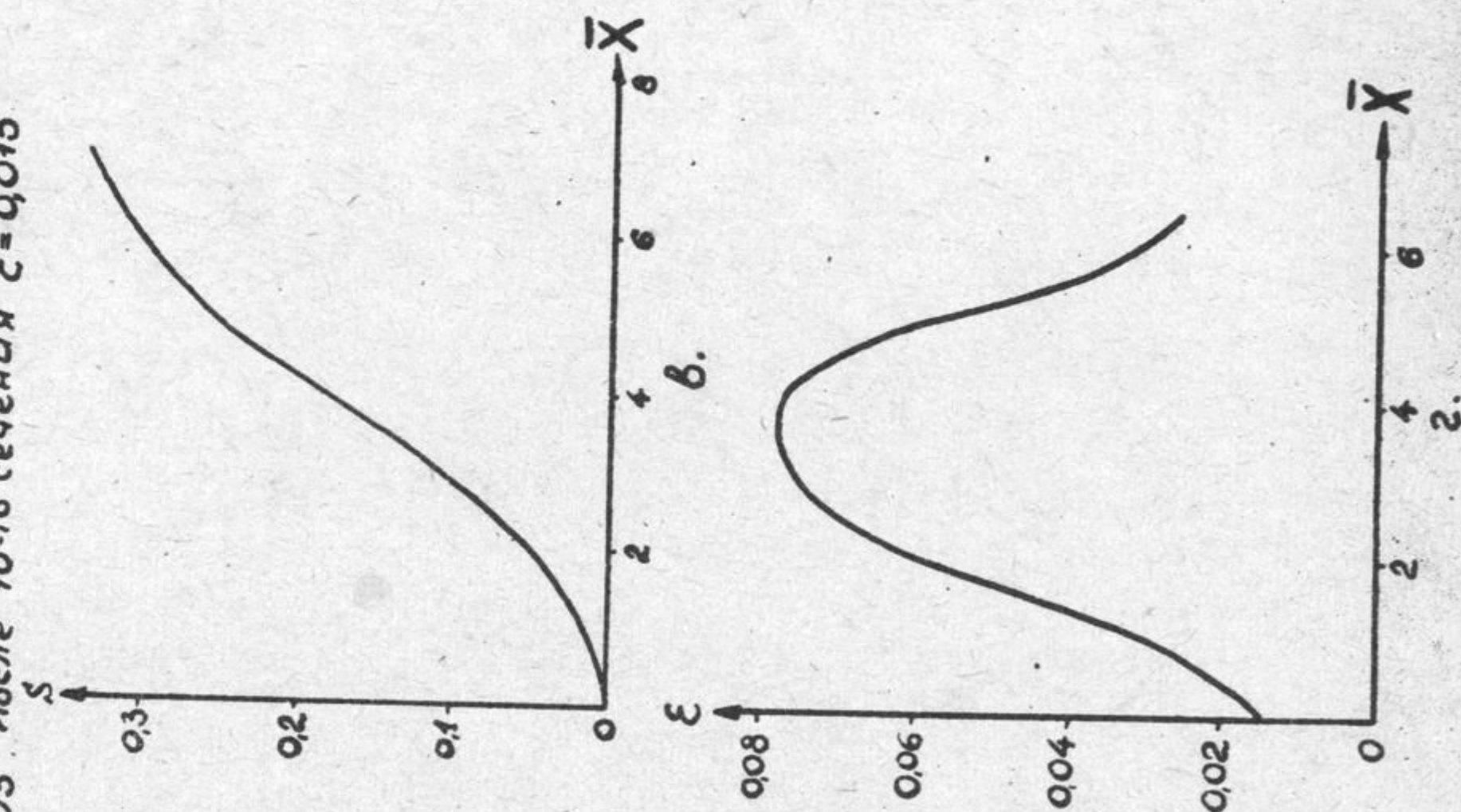
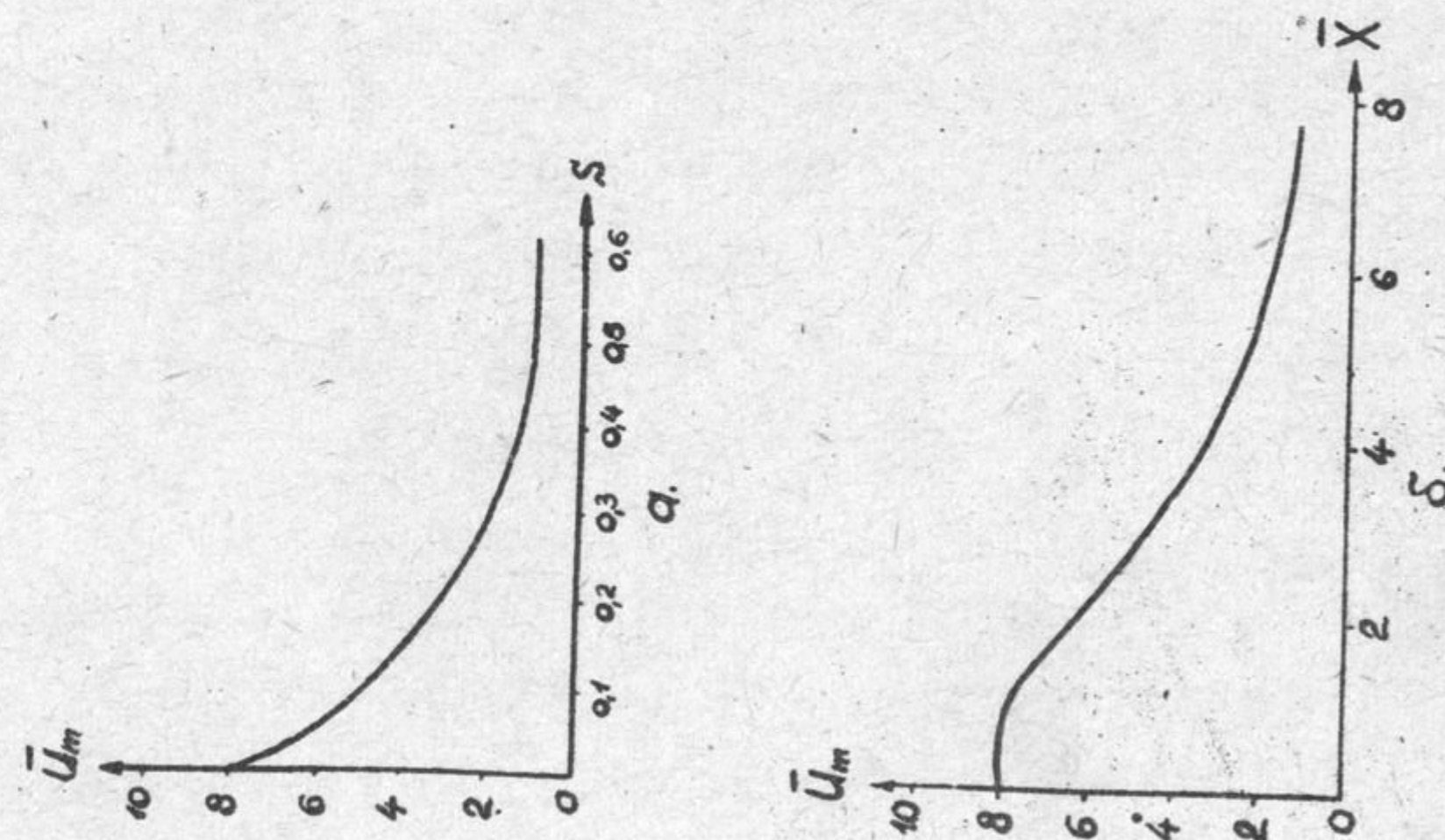


рис. 6



ференцирования находится $\frac{\Delta S}{\Delta x}$, а следовательно, и коэффициент турбулентного перемешивания (ε_T) (рис. 6г).

Чтобы найти общую закономерность изменения ε от $\bar{x}$, полученное в работе множество графиков в результате обработки машинного счета, соответствующего экспериментам трех авторов сводится к одному графику. Для этого составлены таблицы зависимости $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{max}}$ от $\bar{x}$, по которым строятся соответствующие графики. Графики показывают, что связь $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{max}}$ с $\bar{x}$ для трех различных авторов подобна.

Нанесенная на графике серия расчетных точек показывает некоторую закономерность зависимости коэффициента турбулентного перемешивания от продольной оси OX . Эта зависимость может быть выражена кривой такого вида (рис. 7):

$$\varepsilon_T = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{max}} = e^{-(x-3,49)^2 \cdot 0,19}$$

В работе приводится сравнение полученных результатов для ε_T с гипотезами Прандтля, Колмогорова, Рейхардта, которое показывает идентичность этих зависимостей.

Это обстоятельство еще раз свидетельствует о том, что применяемые в данной работе методы определения коэффициента турбулентного перемешивания, исходя из полуэмпирической теории турбулентности, являются методами, наиболее полно совпадающими с экспериментом. Следовательно, такая схема определения ε_T может быть применима для решения задач о кинематической структуре гидравлического прыжка и для определения ε_T в гидравлическом прыжке.

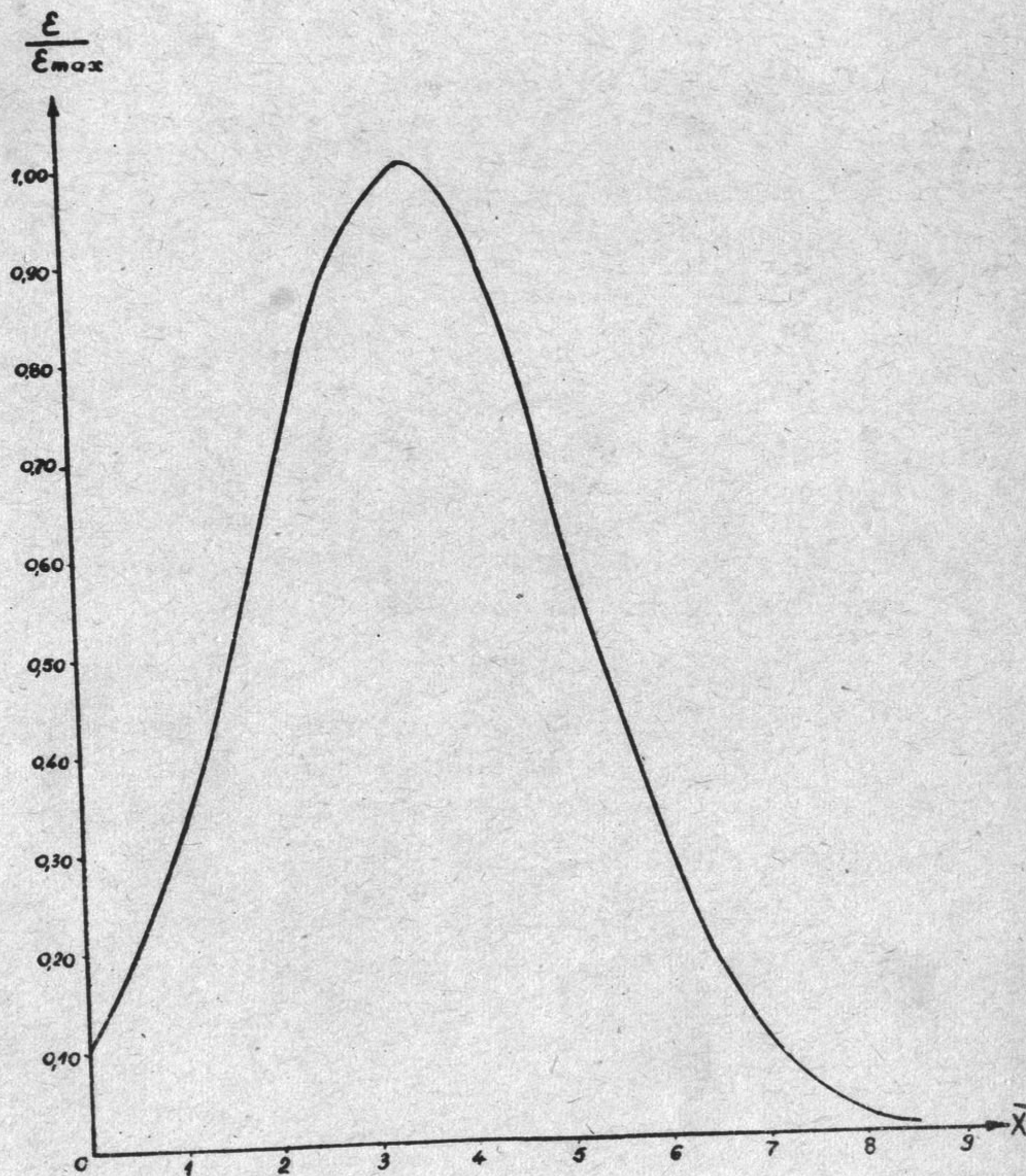


рис. 7

В ы в о д ы .

Проведенные экспериментальные расчеты на ЭВМ позволили сделать следующие основные выводы:

1. В работе исследована возможность определения скорости течения в затопленном гидравлическом прыжке из решения дифференциальных уравнений движения в форме О.Рейнольдса с использованием полуэмпирической теории турбулентности.

2. Существенно новым элементом в данной работе является разработка алгоритма решения дифференциальных уравнений для ЭВМ для расчета скорости в затопленном гидравлическом прыжке.

3. Реализация полученного алгоритма показала хорошее совпадение расчетных скоростей с экспериментальными, полученными различными авторами в разное время.

4. До последнего времени для исследования скоростной структуры гидравлического прыжка применялись аналитические методы, очень неудобные для исследования, не обладающие высокой точностью, требующие затраты значительного по объему труда вычислителя.

Применение в данной работе ЭВМ показывает, что эти исследования можно производить более точно и с меньшей затратой времени.

5. В работе приведены решения, которые учитывают трение транзитной струи о дно; дает возможность определять скорость не только в затопленном гидравлическом прыжке, но и на послепрыжковом участке.

6. Приведенное решение пригодно для массового расчета различных вариантов степени затопления гидравлических прыжков, что невозможно сделать ручным способом.

7. Предлагаемый в работе метод решения дифференциальных уравнений движения жидкости позволяет задавать любой начальный профиль скорости, не усложняя решения задачи.

8. Экспериментальные данные различных авторов в данной работе были сведены к единой системе координат, т.к. экспериментальные данные различных авторов были заданы в зависимости от различных параметров. Это обстоятельство значительно облегчило в дальнейшем обработку данных для получения общей зависимости для коэффициента турбулентного перемешивания.

9. Впервые получены систематические данные о коэффициенте турбулентного перемешивания в гидравлическом прыжке. В результате обработки многих известных исследований были получены закономерные рекомендации о коэффициенте турбулентного перемешивания.

На основании вышеизложенного можно для практического использования рекомендовать следующее:

1. При исследовании кинематической структуры затопленного гидравлического прыжка пользоваться не дорогостоящими лабораторными исследованиями, а программой № 2, приведенной в данной работе, изменяя начальные и граничные условия в соответствии с данной задачей.

2. При исследовании коэффициента турбулентного перемешивания учитывать зависимость коэффициента турбулентного перемешивания от длины, полученную в данной работе.

Результаты, полученные в диссертации, изложены:

1. Доклад на VI научно-технической конференции Севастопольского приборостроительного института, г. Севастополь, 1964г.
2. Доклад на X научно-технической конференции профессорско-преподавательского состава Севастопольского ВВМИУ, г. Севастополь, 1965 г.
3. Доклад на У научно-технической конференции Севастопольского приборостроительного института, г. Севастополь, 1966 г.
4. Доклад на факультете повышения квалификации преподавателей при Московском Ордена Ленина Энергетическом институте, кафедра паровых и газовых турбин, г. Москва, 1969 г.

Одесский инженерно-строительный институт

Подписано к печати 1 июня 1971 года. БЯ 01831.
Бумага 60x84 1/16, объём: 1 физ.п.л., 1 усл.п.л.,
тираж 200 экз., заказ № 161. Бесплатно.
Ротапринт СИИ. г. Севастополь, ул. Гоголя, 14.